

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Национальный исследовательский  
Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»

*На правах рукописи*

**Забавичев Илья Юрьевич**

**Отклик носителей заряда в Si и GaAs наноразмерных структурах на  
нейтронное воздействие с учетом динамики вторичных процессов  
дефектообразования и ионизации**

2.2.2. Электронная компонентная база микро- и нанoeлектроники,  
квантовых устройств

**Диссертация**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

**Научный руководитель:**

доктор технических наук, профессор,  
Оболенский Сергей Владимирович

Нижний Новгород – 2025

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. ОЦЕНКА РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ НА РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ – СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ.....	14
1.1 Источники радиационного излучения.....	14
1.2 Процесс образования дефектов в полупроводниковых материалах при воздействии радиации	17
1.2.1. <i>Формирование каскадов атомных смещений при воздействии радиации</i> .....	17
1.2.2. <i>Особенности формирования кластеров радиационных дефектов в полупроводниковом материале при нейтронном воздействии</i> .....	20
1.2.3 Методы моделирования процессов дефектообразования в твердых телах при воздействии радиационного излучения .....	24
1.2.3.1 <i>Метод классической молекулярной динамики</i> .....	26
1.2.3.2 <i>Метод парных взаимодействий</i> .....	29
1.2.4 Влияние радиационного воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления на макроскопические характеристики полупроводниковых материалов.....	31
1.3 Воздействие потока мгновенных нейтронов спектра деления на характеристики диодных и транзисторных структур.....	38
1.3.1 <i>Особенности работы диодных структур на основе выпрямляющего контакта «металл-полупроводник» при воздействии потока нейтронов</i> .....	38
1.3.2 <i>Изменение характеристик полевых транзисторов с затвором Шоттки при воздействии потока нейтронов</i> .....	40
1.3.3 <i>Особенности работы короткоканальных полевых транзисторов при воздействии потока быстрых нейтронов</i> .....	42
1.3.4 <i>Изменение характеристик биполярных транзисторов при воздействии потока нейтронов</i> .....	44
1.3.5 <i>Влияние нейтронного воздействия на работу транзисторной ячейки статической памяти</i> .....	46
1.4 Методы оценки реакции полупроводниковых приборов на радиационное воздействие .....	51
1.4.1. <i>Метод эквивалентной схемы</i> .....	51
1.4.2. <i>Квазигидродинамический метод описания процессов переноса носителей заряда</i> .....	53
1.4.3. <i>Самосогласованный многочастичный метод Монте-Карло для описания процессов переноса носителей заряда</i> .....	56
1.5 Выводы по главе 1.....	65
ГЛАВА 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ .....	67
2.1. Моделирование процессов дефектообразования в Si с помощью метода молекулярной динамики.....	68
2.2. Методика анализа пространственного распределения радиационных дефектов в кластерах, образующихся при нейтронном воздействии.....	74
2.3. Анализ пространственного распределения кластеров радиационных дефектов, образующихся в полупроводниковых материалах при воздействии потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления.....	81

2.3.1 Анализ процессов формирования кластеров радиационных дефектов в Si при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления .....	81
2.3.2 Анализ пространственного распределения кластеров в полупроводниковых материалах при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления.....	85
2.4 Анализ пространственного распределения радиационных дефектов, образующихся на поверхности подложек типа «кремний на изоляторе» при воздействии потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления .....	92
2.5 Выводы по главе 2.....	98
<b>ГЛАВА 3. ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ НЕЙТРОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ .....</b>	<b>100</b>
3.1. Методика моделирования переноса носителей заряда в Si и GaAs после нейтронного воздействия.....	100
3.1.1 Потенциалы рассеяния на кластерах радиационных дефектах.....	100
3.1.2 Методика расчета частот рассеяния на кластерах радиационных дефектов .....	103
3.1.3 Методика расчета углов рассеяния на кластерах радиационных дефектов .....	109
3.2 Моделирование изменения параметров GaAs и Si при воздействии потока нейтронов мгновенного спектра деления .....	110
3.3 Исследование влияния потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов на эффекты всплеска скорости во времени в GaAs структурах .....	112
3.4 Исследование влияния потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов на эффекты всплеска скорости в пространстве в GaAs структурах .....	116
3.5. Анализ концентрации субкластеров радиационных дефектов, образующихся при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления в канале полевого транзистора Шоттки с V-образным затвором .....	119
3.6 Выводы по главе 3.....	124
<b>ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОМЕНТ ФОРМИРОВАНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ .....</b>	<b>126</b>
4.1. Методика моделирования переноса носителей заряда в Si в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов .....	126
4.1.1 Оценка временных и пространственных масштабов процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов .....	126
4.1.2 Методика расчета тока ионизации, вызванного образованием радиационных дефектов ...	129
4.1.3 Методика расчета изменения проводимости, вызванного образованием радиационных дефектов.....	133
4.2. Изменение характеристик Si диодных структур в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов .....	134
4.3 Изменение характеристик Si полевых транзисторов и ячеек статической памяти на их основе в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов.....	138
4.3.1 Изменение характеристик Si полевых транзисторов в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов .....	138
4.3.2 Расчет сечения сбоя для транзисторной ячейки памяти при формировании кластера радиационных дефектов .....	145

4.4. Изменение характеристик биполярных транзисторов на основе GaAs с тонкой базой при возникновении в них единичных кластеров радиационных дефектов под действием нейтронного облучения.....	153
4.5 Выводы по главе 4.....	163
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	165
СПИСОК ТРУДОВ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ .....	168
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	173

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Общая характеристика диссертационной работы**

Диссертация посвящена исследованию отклика носителей заряда в Si и GaAs наноразмерных структурах на нейтронное воздействие с учетом динамики вторичных процессов дефектообразования и ионизации. Это позволило решить важную задачу оценки реакции перспективных наноразмерных приборов на радиационное воздействие с учетом ранее не рассматриваемых эффектов фемто- и пикосекундной динамики формирования кластеров радиационных дефектов.

### **Актуальность и степень разработанности темы исследований**

Развитие полупроводниковой электроники в первую очередь связано с сокращением размеров активных областей полупроводниковых структур, что позволяет добиться улучшения таких характеристик аналоговых приборов как предельная частота работы, а также уменьшить время переключения логических элементов цифровых микросхем. Однако наряду с этим увеличивается их чувствительность к воздействию отдельных ядерных частиц (протонов, нейтронов и тяжелых заряженных частиц) [1]. В результате их взаимодействия с атомами твердого тела возникают области со структурными повреждениями или дефектами, в которых кристаллическая решетка становится разупорядоченной. Проводимость разупорядоченной области, которую называют кластером радиационных дефектов (КРД), существенно меньше проводимости неповрежденного полупроводникового материала. Поэтому, когда её размеры становятся сопоставимы с размерами активной области современных полупроводниковых приборов (~ 10..100 нм), происходит значительное ухудшение электрофизических параметров приборов. Образование точечных радиационных дефектов, а именно вакансий и междоузельных атомов, приводит к появлению в запрещенной зоне

полупроводника системы глубоких энергетических уровней. В связи с этим, увеличивается скорость рекомбинации носителей заряда [2] и снижается их подвижность и концентрация [3], что приводит к ухудшению характеристик полупроводниковых приборов.

В современных аналоговых приборах наноэлектроники, функционирующих в субтерагерцовом диапазоне частот, характерное время пролета носителей заряда через активную область, а также время переключения состояния ячеек памяти цифровых микросхем сопоставимы с временем формирования кластера радиационных дефектов ( $\sim 100$  фс) [4]. В связи с развитием микроэлектроники становится необходимым анализ особенностей переноса носителей заряда через формирующийся кластер радиационных дефектов. Одновременно с образованием КРД происходит генерация электронно-дырочных пар, вызванная ионизацией объемного полупроводника высокоэнергичной частицей, приводящая к протеканию импульса тока фемтосекундной длительности. Оценка формы импульса тока по результатам численного моделирования позволит адекватно проводить расчет сбоев полупроводниковых приборов и интегральных схем – оценивать порог интенсивности воздействия потока нейтронов, приводящих к сбою интегральных схем.

Не только временные, но и пространственные масштабы процесса образования даже одного кластера становятся сопоставимы с размерами активных областей современных полупроводниковых приборов [5, 6]. В этом случае особенно актуальным становятся вопросы не только общего количества кластеров, но и места их образования, так как от последнего будет зависеть степень ухудшения характеристик прибора.

Метод физико-топологического моделирования часто используется для анализа физических процессов, протекающих в полупроводниковых приборах. Он заключается в численном расчете электрофизических характеристик прибора на основе информации о его структуре: химическом составе, профиле легирования примеси и геометрических размерах каждого

слоя. Применение данного подхода для оценки изменения электрофизических характеристик прибора во время и после радиационного воздействия требует детальной информации о каскадах атомных смещений: их геометрических размерах и концентрации радиационных дефектов. Также необходимо учитывать, что для подвижных носителей заряда, чья энергия выше средней энергии электронно-дырочной плазмы, разупорядоченная область радиационных дефектов выступает не как единый центр рассеяния, а распадается на отдельные области, так называемые субкаскады или субкластеры, которые являются рассеивающими центрами горячих электронов [7].

### **Цель диссертации**

Исследование пико- и фемтосекундных процессов отклика носителей заряда Si и GaAs наноразмерных структурах на нейтронное воздействие с учетом динамики вторичных процессов дефектообразования и ионизации.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработка методики анализа геометрических параметров наноразмерных разупорядоченных областей радиационных дефектов, образующихся в полупроводниковых материалах в результате воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления, позволяющей детально оценить пико- и фемтосекундные процессы её формирования в Si.

2. Разработка комплекса математических моделей для численного моделирования переноса носителей заряда, учитывающих влияние формы потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов на характер рассеяния в Si и GaAs наноразмерных структурах.

3. Анализ процессов, протекающих в полупроводниковых структурах с квазибаллистическим характером переноса носителей заряда во время формирования единичного кластера радиационных дефектов и релаксации неравновесных радиационно-генерированных электронно-дырочных пар и его

влияния на сбоеустойчивость современных ячеек статической памяти, выполненной на базе Si наноразмерных транзисторов.

4. Анализ изменения характеристик наноразмерного биполярного транзистора на основе GaAs с тонкой базой после формирования единичного кластера радиационных дефектов в зависимости от его пространственного положения.

### **Научная новизна**

1. Впервые показано, что размеры субкластеров радиационных дефектов существенно зависят от стадии формирования разупорядоченной области, на которой происходит разделение каскада атомных смещений на отдельные субкаскады. Поэтому рассеяние подвижных носителей заряда на наноразмерных субкластерах радиационных дефектов возможно на временах больших, чем 100 пс, когда заканчивается первичная стабилизация разупорядоченной области.

2. Впервые проведены расчеты изменения подвижности носителей заряда в Si и GaAs при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления, учитывающие динамику распределения пространственного заряда внутри наноразмерного кластера радиационных дефектов.

3. Впервые предложен механизм возникновения обратимого сбоя состояния ячейки статической памяти, выполненной на базе Si наноразмерных транзисторов, вызванного появлением дефектов кристаллической решетки в процессе формирования единичного кластера радиационных дефектов, объясняющийся тем, что один из транзисторов переходит из открытого состояния в закрытое на время, достаточное для переключения ячейки статической памяти.

4. Впервые показано, что положение одиночного кластера радиационных дефектов существенно влияет на процессы транспорта носителей заряда в наноразмерном GaAs биполярном транзисторе с тонкой базой. Наибольшее влияние на коэффициент усиления по постоянному току

кластер радиационных дефектов оказывает в случае формирования в эмиттерном переходе за счет возникновения дополнительного потенциального барьера. Напротив - в базе кластер эффективно притягивает неосновные носители заряда, что увеличивает темп рекомбинации.

### **Практическая значимость**

1. Разработан методика и пакет прикладных программ для теоретического анализа результатов моделирования образования дефектов в ПО TRIM и LAMMPS с целью оценки пространственной и временной эволюции процесса формирования наноразмерной разупорядоченной области. Теоретически показано, что размеры кластера радиационных дефектов, возникающих на поверхности кремниевой пластины, не превышают 5...10 нм, поэтому их невозможно обнаружить экспериментально с помощью метода атомно-силовой микроскопии.

2. Разработан пакет прикладных программ для расчетной оценки реакции Si и GaAs приборов на воздействие потока мгновенных нейтронов спектра деления с учетом пространственной структуры потенциала рассеяния кластера радиационных дефектов. Получены оценки концентрации рассеивающих центров ( $10^{12} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) в канале наноразмерного полевого транзистора с затвором Шоттки на основе GaAs, возникающих при радиационном воздействии потока нейтронов до  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ .

3. Разработан комплект прикладного программного обеспечения для оценки влияния процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики Si наноразмерных полевых транзисторов и диодов с учетом релаксации неравновесных радиационно-генерированных электронно-дырочных пар. Теоретически показано, что для ячеек статической памяти, выполненных по технологическим процессам 20 нм и 7 нм, сечение сбоев на бит составляет  $10^{-20} \dots 10^{-21} \text{ см}^2/\text{бит}$ .

4. Разработано программное обеспечение для оценки изменения характеристик наноразмерного биполярного транзистора на основе GaAs с тонкой базой в зависимости от положения единичного кластера радиационных дефектов.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Наноразмерные кластеры радиационных дефектов непосредственно на поверхности Si структур при нейтронном воздействии не образуются, что обусловлено величиной средней энергии первичного атома отдачи в кремнии, при которой доминирующим механизмом потери энергии является ионизация материала, а не возникновение вторичных атомов отдачи.

2. Определены границы применимости различных потенциалов, описывающих рассеяние носителей заряда на наноразмерном кластере радиационных дефектов в Si и GaAs, которые зависят от средней энергии носителей заряда и реализуемого пространственного профиля электрического поля:

– потенциал рассеяния, описываемый потенциальным барьером бесконечной высоты, подходит для описания изменения подвижности носителей заряда в полупроводниковом материале в слабо неоднородных электрических полях;

– потенциал Госсика подходит для описания процессов рассеяния термализованных носителей заряда на кластерах радиационных дефектов в целом в GaAs приборах с размерами рабочей области 250 нм и более;

– потенциал Флеминга наиболее корректно описывает механизм рассеяния горячих носителей заряда с квазибаллистическим характером движения на субкластерах радиационных дефектов в Si приборах нанoeлектроники с размерами рабочей области 100 нм и менее, в которой реализуется резко неоднородный профиль электрического поля.

3. Формирование единичного кластера радиационных дефектов приводит к возникновению сбоя логического состояния ячеек статической памяти, состоящих из Si транзисторов с проектными нормами менее 20 нм. Удельное сечение сбоев для данного механизма лежит в диапазоне от  $1.1 \times 10^{-15}$  до  $1.5 \times 10^{-14}$  см/бит.

4. Уменьшение коэффициента усиления по постоянному току GaAs биполярного транзистора с тонкой (115 нм) базой существенно зависит от положения единичного кластера радиационных дефектов и составляет:

- более чем в 10 раз, в случае, когда кластер формируется в переходе эмиттер-база;

- до 3 раз, в случае, когда кластер формируется в квазинейтральной области базы.

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора заключается в:

- разработке программного обеспечения для анализа пространственных параметров кластеров радиационных дефектов в полупроводниковых материалах, проведении численных расчетов и анализа полученных результатов [A2];

- проведении моделирования временной эволюции структуры кластера радиационных дефектов методом молекулярной динамики и обработки результатов численных экспериментов [A3, A6, A7];

- теоретическом исследовании с помощью численного моделирования изменения электрофизических характеристик полупроводниковых приборов после облучения нейтронами различных энергий совместно коллегами [A1, A4, A5, A8]

- исследовании поверхности (обработке результатов измерений с помощью атомно-силового микроскопа СММ-2000) структур «кремний на изоляторе» после облучения нейтронами различных энергий [A9];

– планировании и обработке результатов исследований совместно со специалистами РФЯЦ ВНИИЭФ в г. Саров и РФЯЦ ВНИИТФ в г. Снежинск.

Исследуемые структуры изготавливались в НПП «Салют» (г. Нижний Новгород) и ИФМ РАН (г. Нижний Новгород).

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Представленные в настоящей работе результаты обладают высокой степенью достоверности, что обеспечивается использованием современных теоретических методов моделирования совместно с апробированными программными комплексами для проведения расчетов. Полученные результаты хорошо согласуются с изложенными в литературе данными по теме исследований.

Основные результаты диссертации представлены в 78 публикациях, в том числе, 18 статьях в реферируемых журналах из списка ВАК и 58 тезисах научных конференций: XIX, XX, XXI, XXII, XXIII, XXIV, XXV, XXVI и XXVII Международных симпозиумов «Нанопизика и наноэлектроника» 2015-2023, XXI, XXII, XXIII, XXIV, XXV, XXVI и XXVII научных конференций по радиофизике 2017-2023, XVIII и XIX Всероссийской научно-технической конференции по радиационной стойкости электронных систем. «Стойкость-2015» и «Стойкость-2016», II российско-белорусской научно-технической конференция «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение» им. О.В. Лосева 2015, международной конференции «Суперкомпьютерные дни в России» 2015, XX международной конференции «Харитоновские чтения» 2018, XXVII, XXVIII научно-технической конференции «Молодежь в науке» 2018-2023, VII Всероссийской конференции и школы молодых ученых и специалистов «Физические и физико-химические основы ионной имплантации» 2018, XX Харитоновских тематических научных чтений 2018.

## **Внедрение научных результатов**

Работа выполнена при поддержке базовой части Государственного задания, проект № FSWR-2024-0003.

Результаты, полученные в работе, используются при выполнении НИОКР в филиале Федерального государственного унитарного предприятия «Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» при выполнении научно-исследовательских работ в рамках научной программы Национального центра физики и математики (Проект «Ядерная и радиационная физика»).

Результаты диссертации использованы в учебном процессе (Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского) при подготовке учебно-методического пособия «Физико-топологические модели переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах» для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.03.03 и 03.04.03 «Радиофизика», 02.03.02 и 02.04.02 «Фундаментальная информатика и информационные технологии», специальностям 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы».

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 185 страниц, включая 69 рисунков, 21 таблицу и список цитируемой литературы из 114 наименований.

# ГЛАВА 1. ОЦЕНКА РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ НА РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ – СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Глава посвящена обзору задачи по оценке реакции изделий наноэлектроники на радиационное воздействие.

В данной главе представлена информация, необходимая для исследований, выполненных в рамках диссертационной работы, описано текущее состояние проблемы, решению которой посвящена диссертационная работа, а также сформулированы основные задачи.

## 1.1 Источники радиационного излучения

Радиационное излучение принято подразделять по физической природе на корпускулярное и фотонное [8]. К первому относятся потоки таких частиц, как нейтроны, протоны, электроны и тяжелые ионы. Ко второму типу излучений относятся гамма-кванты и рентген, длина волны излучений которых составляет порядка  $10^{-10}$  и  $10^{-8}$  м соответственно.

Характеристикой, описывающей радиационное воздействие частиц, является понятие флюенса или интегрального потока частиц  $F$ ,  $\text{част} \cdot \text{см}^{-2}$ , то есть числа частиц, приходящегося на единицу площади. Для описания динамики во времени используется понятие плотности потока частиц  $\Phi$ ,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для описания фотонного излучения используются понятия поглощенной дозы  $D$ , Гр ( $10^4$  эрг/г), то есть величина энергии, переданной веществу от излучения, и мощностью поглощенной дозы  $P$ , Гр/с [8].

В качестве естественных и искусственных источников радиации могут выступать космическое пространство (протоны, электроны и тяжелые ионы), рентгеновские и гамма-установки, ядерные энергетические установки (нейтроны и гамма-излучение), ядерный взрыв (нейтроны и гамма-излучение), ускорители заряженных частиц, а также исследовательские ядерные

реакторы [8]. В таблице 1.1 представлена обобщенная информация об источниках радиационного излучения.

Таблица 1.1 – Основные параметры различных источников радиационного излучения [8]

Источник излучения	Вид излучения	Энергия, МэВ	Плотность потока, част.·см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	Мощность дозы, Гр/с
<b>Ядерные энергетические установки</b>				
Реакторы на тепловых нейтронах	Нейтроны	0...10 <sup>-9</sup>	10 <sup>6</sup> ...10 <sup>12</sup>	–
	γ-излучение	10 <sup>-2</sup> ...10	–	10 <sup>-1</sup> ...10 <sup>2</sup>
Реакторы на промежуточных нейтронах	Нейтроны	10 <sup>-4</sup> ...10 <sup>-1</sup>	до 10 <sup>15</sup>	–
	γ-излучение	10 <sup>-2</sup> ...10	–	
Реакторы на быстрых нейтронах	Нейтроны	10 <sup>-1</sup> ...10	10 <sup>12</sup> ...10 <sup>15</sup>	–
	γ-излучение	10 <sup>-2</sup> ...10	–	10 <sup>2</sup> ...10 <sup>5</sup>
<b>Исследовательские ядерные реакторы</b>				
Импульсный аperiodический реактор	Нейтроны	10 <sup>-1</sup> ...10	до 10 <sup>15</sup>	–
	γ-излучение	10 <sup>-2</sup> ...10	–	10 <sup>3</sup> ...10 <sup>4</sup>
<b>Ядерный взрыв</b>				
	Нейтроны	10 <sup>-2</sup> ...14	10 <sup>18</sup> ...10 <sup>21</sup>	–
	γ-излучение	10 <sup>-2</sup> ...10	–	до 10 <sup>12</sup>
<b>Другие исследовательские генераторы</b>				
Источник рентгеновского излучения	Рентгеновское излучение	более 10 <sup>-1</sup>	–	10 <sup>9</sup> ...10 <sup>11</sup>
Нейтронный генератор	Нейтроны	0...14	до 10 <sup>12</sup>	–
<b>Космическое пространство</b>				
Галактические космические лучи	Протоны (85%) Тяжелые ионы (5%) Электроны (1%)	До 10 <sup>14</sup>	1...5	–

Солнечное космическое излучение	Протоны Тяжелые ионы Электроны	До $10^3$		–
Солнечный ветер	Протоны Тяжелые ионы Электроны	До $10^{-3}$		–
Радиационные пояса Земли (внутренний и внешний)	Протоны	до 700		–
	Электроны	$10^{-2} \dots 10$		–

Влияние воздействия радиационного излучения различной природы на твердые тела в общем и полупроводниковые материалы в частности заключается в кратковременных эффектах, связанных с ионизацией и разогревом электронного газа и пропадающих после радиационного воздействия, и долговременных эффектах, связанных с образованием дефектов, которые вызывают необратимые или частично обратимые изменения свойств материалов. В таблице 1.2 представлена информация об основных явлениях, возникающих в твердом теле, при радиационном воздействии различного рода.

Исходным событием является взаимодействие первичной, высокоэнергетической частицы или кванта энергии с атомами вещества. По ходу движения в веществе энергия первичной частицы уменьшается за счет электронных и атомных потерь. К электронным потерям относятся процессы, связанные с образованием электронно-дырочных пар. Во время движения заряженная частица взаимодействует с валентными электронами, передавая им значительную часть своей энергии, а также испуская её в виде тормозного рентгеновского излучения. Электроны, чья энергия в 1,5-2 раза выше средней энергии электронов для заданной температуры, называют «горячими», а процесс их образования – разогревом электронного газа.

Кроме взаимодействия с электронной подсистемой первичная частица может передавать часть своего импульса атомам вещества, расположенным в узлах кристаллической решетки, при столкновении с ними, выбивая их из

равновесного положения. При этом образуется точечный дефект или пара Френкеля – междоузельный атом  $I$  и вакансия кристаллической решетки  $V$ . При передаче выбитому атому достаточной энергии инициируется образование каскада атомных столкновений. Подробнее процесс дефектообразования в полупроводниковых материалах рассмотрен в разделе 1.2.

Таблица – 1.2 Основные явления, возникающие в полупроводниковых материалах, и источники радиационного излучения их вызывающие

Вид радиационного излучения	Кратковременные эффекты	Долгосрочные эффекты
Нейтроны	Ионизация за счет соударения с атомами вещества	Точечные дефекты
	Ионизация за счет электронных потерь первичных атомов отдачи	Каскады атомных столкновений
Протоны и тяжелые ионы	Ионизация за счет соударения с атомами вещества	Точечные дефекты
	Ионизация за счет электронных потерь первичной и вторично выбитых частиц	Каскады атомных столкновений
Электроны	Ионизация	Точечные дефекты
Гамма и рентгеновское излучение	Ионизация за счет вторичных быстрых электронов	Точечные дефекты за счет вторичных быстрых электронов

## 1.2 Процесс образования дефектов в полупроводниковых материалах при воздействии радиации

### 1.2.1. Формирование каскадов атомных смещений при воздействии радиации

Воздействие радиации генерирует дефекты в твердом теле путем смещения атомов из равновесного положения в узлах кристаллической

решетки. Это обусловлено тем, что при воздействии высокоэнергетических частиц, энергия, передаваемая атому, многократно превышает предельное значение  $T_d$ , необходимое для его смещения. В этом случае образуется пара Френкеля  $V-I$ : вакансия  $V$ , то есть незанятый атомом узел кристаллической решетки, и междуузельный атом  $I$ . Значение пороговой величины  $T_d$  зависит от направления движения первичного атома в кристаллической решетке, а также температуры и дефектности кристалла. В таблице 1.3 представлена информация о значениях пороговой энергии образования дефектов кристаллической решетки в различных материалах, широко используемых в современных изделиях микро- и наноэлектроники.

Таблица – 1.3 Значения пороговой энергии образования дефектов кристаллической решетки [8-11]

Материал	Пороговая энергия образования точечных дефектов кристаллической решетки, эВ	Источник
Si	15...20	[8]
Ge	18	[9]
GaAs	9,0 (Ga) 9,8 (As), 9...20	[9, 10]
GaN	25 (Ga) 28 (N)	[10,11]

Точечные дефекты подвижны и могут формировать в твердом теле более сложные образования. Комбинация двух близко расположенных вакансий называется дивакансией  $V-V$ . Также в полупроводниковых материалах под действием радиационного излучения могут формироваться комплексы, в которых вакансия или междуузельный атом объединяются вместе с атомом примеси. Так, например, в кремнии после радиационного воздействия возникают дефекты типа  $V-O$ , образованные вакансиями кремния и примесными атомами кислорода.

Первично смещенный атом также способен создать каскад вторичных атомных смещений, если обладает достаточной для дальнейшего движения и упругого взаимодействия энергией. Поток гамма-квантов, электронов или

протонов вплоть до энергий  $\sim 1-10$  МэВ не способен передать атомам вещества достаточной энергии для образования разупорядоченных областей, поэтому в этом случае формируются только точечные дефекты. При воздействии нейтронов и тяжелых заряженных частиц первично смещенный атом получает достаточно энергии не только для дальнейшего движения, но и в случае упругого взаимодействия с атомами вещества способен генерировать вторичные дефекты. В итоге вдоль траектории движения первичного атома формируется разупорядоченная область или кластер радиационных дефектов (КРД). Схематично разупорядоченная область представлена на рисунке 1.1.

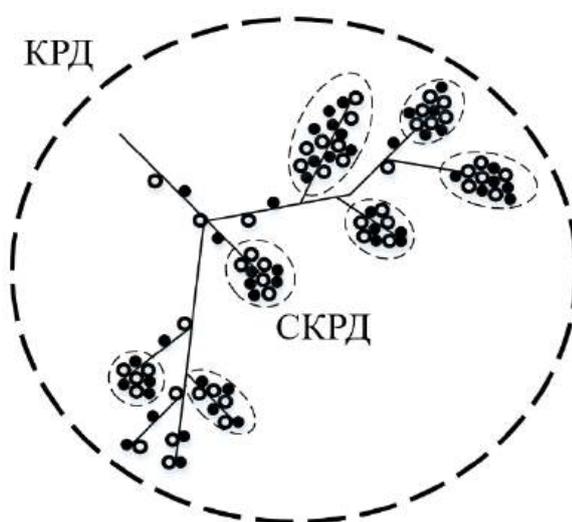


Рисунок 1.1 – Схематичное изображение разупорядоченной области или кластера радиационных дефектов (КРД), образующийся при радиационном воздействии. КРД можно представить в виде совокупности непересекающихся субкластеров (СКРД)

Каскады атомных смещений делятся на разреженные, в которых длина пробега движущихся частиц больше, чем расстояние между неподвижными атомами кристаллической решетки и плотные, которые характеризуются малой длиной пробега частиц, что определяется энергией первичной частицы [12]. Также разреженный каскад атомных смещений можно представить в виде совокупности непересекающихся субкластеров радиационных дефектов (СКРД), расстояние между которыми сравнимо с длиной свободного пробега

первично выбитой частицы. В реальности кластеры радиационных дефектов могут совмещать в себе признаки как разреженных, так и плотных каскадов.

Процесс дефектообразования не ограничивается непосредственным упругим взаимодействием первичного атома с атомами в узлах кристаллической решетки. Точечные дефекты являются подвижными при комнатной температуре и в результате тепловой диффузии передвигаются по кристаллической решетке. Этот процесс сопровождается образованием более стабильных и менее подвижных комплексов вторичных дефектов, таких как дивакансии и вакансия-атом примеси. Также точечный дефект может исчезнуть при рекомбинации междоузельного атома и вакансии. Описанные выше процессы зависят от температуры кристаллической решетки и поэтому число точечных дефектов наряду с размерами разупорядоченных областей изменяется с течением времени. Это явление принято называть отжигом радиационных дефектов. Устойчивые дефекты, которые остаются в твердом теле после отжига, определяют изменение свойств материала. Финальное распределение дефектов может сильно отличаться от распределения вакансий и междоузельных атомов в первичном кластере как по числу дефектов, так и распределением в пространстве.

### ***1.2.2. Особенности формирования кластеров радиационных дефектов в полупроводниковом материале при нейтронном воздействии***

Так как энергия первичных выбитых атомов напрямую зависит от энергии частицы, которая инициирует движение атома, необходимо рассмотреть вопрос об энергетических спектрах существующих источников нейтронного излучения, среди которых наибольший интерес представляют модели нейтронов мгновенного спектра деления, то есть нейтронов, которые не взаимодействовали с различными материалами, поглощающими нейтроны и модифицирующими первоначальный спектр. Он является непрерывным и лежит в диапазоне значений энергий от единиц килоэлектронвольт до 18 МэВ со средними значениями около единиц МэВ. Существует ряд эмпирических

формул, описывающих спектр деления тех или иных ядер. Так для спектра деления нейтронов  $^{235}\text{U}$  на основании экспериментальных измерений Кранбергом [13] была предложена следующая формула:

$$\phi(E_n) = 0.453 \cdot [\text{sh}(2.29E_n)^{0.5}] \exp\left(\frac{-E_n}{0.965}\right), \quad (1.1)$$

где  $E_n$  – энергия нейтрона. На рисунке 1.2 представлена функция распределения мгновенных нейтронов спектра деления  $^{235}\text{U}$ .

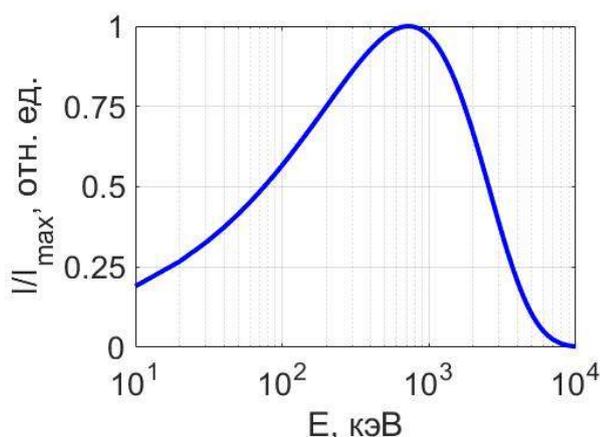


Рисунок 1.2 – Функция распределения мгновенных нейтронов спектра деления  $^{235}\text{U}$

При взаимодействии нейтрона с ядрами вещества происходит либо его упругое рассеяние, либо захват и последующая ядерная реакция с образованием новых элементов. Так как сечение захвата нейтрона для энергий более 10 кэВ на порядок меньше сечения рассеяния [14], наиболее вероятным типом взаимодействия является именно упругое.

При столкновении быстрого нейтрона с кристаллической решеткой, нейтрон передает часть своей энергии ядру атома, из-за чего ядро покидает свое равновесное положение. Если скорость атома превысит скорость орбитальных электронов, произойдет его ионизация. Энергия, которая передается атому отдачи, определяется углом рассеяния нейтронов, кинетическая энергия ( $E_A$ ) атома отдачи согласно законам сохранения энергии и импульса (модель твердых шаров) определяется по следующей формуле:

$$E_A = \frac{4M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} E_n \sin^2 \left( \frac{\vartheta}{2} \right) = \frac{4A}{(1 + A)^2} E_n \sin^2 \left( \frac{\vartheta}{2} \right), \quad (1.2)$$

где  $M_n$  и  $M_A$  – массы нейтрона и атома вещества,  $E_n$  – кинетическая энергия налетающего нейтрона,  $\vartheta$  – угол отдачи между направлением движения нейтрона до и после столкновения,  $A$  – атомный вес.

Передача максимальной энергии  $T_{Amax}$  происходит при  $\vartheta = 180^\circ$ :

$$E_{Amax} = \frac{4M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} E_n = \frac{4A}{(1 + A)^2} E_n. \quad (1.3)$$

При изотропном рассеянии нейтронов все значения энергий отдачи от 0 до  $E_{Amax}$  равновероятны. Тогда средняя энергия, которая передается атомам кристаллической решетки при столкновении с нейтроном

$$\langle E_A \rangle = \frac{E_{Amax}}{2}. \quad (1.4)$$

Когда средняя энергия быстрых нейтронов составляет порядка  $T_n = 1$  МэВ, что соответствует случаю облучения в стационарном атомном реакторе, средняя энергия атома отдачи в Si ( $A = 28$ )  $T_A$  составит 130 кэВ, а в GaAs ( $A \approx 72$ ) – 55 кэВ.

Рассеяние быстрых нейтронов в реальных условиях носит анизотропный характер, так как нейтроны рассеиваются в основном в направлении движения. Поэтому на практике в формулу (1.4) вводится корректировочный коэффициент, который определяет степень анизотропии рассеяния быстрых нейтронов. Для материалов с атомной массой в диапазоне 9...63 данный коэффициент изменяется в пределах  $k_t = 0,56...0,84$  [15].

В настоящее время для исследования структуры кластеров радиационных дефектов существуют различные экспериментальные методы (таблица 1.4).

Как следует из информации, представленной в таблице 1.4, размеры кластеров радиационных дефектов в полупроводниковых материалах наблюдаемые при одинаковых условиях облучения в разных экспериментах

могут варьироваться от единиц до сотен нанометров. Это связано с тем, что в ходе данных экспериментов определяются параметры различной природы, характеризующие разупорядоченную область: от размеров субкластера (электронная микроскопия, рентгеновская дифрактометрия) до размеров ОПЗ кластера (измерения статической проводимости объемных структур) [16-21].

Таблица – 1.4 Экспериментальные методы исследования структуры кластеров радиационных дефектов [16-21]

Метод исследования	Объект исследования	Параметры облучения	Размеры КРД, нм	Недостатки
Электронная микроскопия [16]	GaAs образцы	Поток нейтронов с энергией 1 МэВ	5...6	Нарушение структуры КРД высокоэнергичными частицами
Метод реплик [17]	Si и GaAs образцы	Моноэнергичный поток нейтронов с энергией 14 МэВ	15...25	Смыкание отдельных СКРД
Анализ спектров фотолюминесценции и поглощения [18]	GaAs образцы с различными атомами примеси	Поток нейтронов мгновенного спектра деления от $5 \cdot 10^{14}$ до $3,8 \cdot 10^{19}$ н/см <sup>2</sup>	18...20	Результаты измерений носят косвенный характер
Рентгеновская дифрактометрия [19]		Поток нейтронов мгновенного спектра деления от $10^{15}$ до $10^{17}$ н/см <sup>2</sup>	20...50	Анализ только вблизи поверхности
Измерение статической проводимости [20]	GaAs образцы	Поток нейтронов с энергией 2 МэВ	24	Отсутствие информации о структуре СКРД

Спектроскопия «горячими» электронами [21]	GaAs транзистор	Спектр нейтронов со средней энергией 1,5 МэВ	30	Измерение сечения рассеяния
---	-----------------	--	----	-----------------------------

Спектроскопия с помощью «горячих» электронов позволяет оценить размеры сечения рассеяния электронов на КРД и СКРД. Однако используемое приближение не позволяет учитывать внутреннюю структуру КРД. Для всех вышеописанных методов исследование размеров разупорядоченных областей происходит уже после формирования радиационных дефектов и их последующего отжига.

В работе [22] предложен метод высокочастотного детектирования процессов формирования и стабилизации разупорядоченных областей в полупроводниковых структурах, основанный на измерении импульса тока, генерируемого вторичными электронами. Применение доступной в данный момент техники, способной осуществлять терагерцовое детектирование и преобразование сигналов, позволяет достичь временного разрешения детектора единиц пикосекунд. Однако к моменту написания работы предложенная методика так и не прошла экспериментальную апробацию.

Исходя из вышесказанного, экспериментальные исследования дают информацию о конечном состоянии кластера радиационных дефектов, тогда как оценки процессов формирования каскада атомных смещений в настоящее время могут быть получены только с помощью численного моделирования.

### **1.2.3 Методы моделирования процессов дефектообразования в твердых телах при воздействии радиационного излучения**

В настоящее время существует широкий спектр методов моделирования развития каскадов атомных столкновений в веществе [12], которые можно разделить на 4 класса: квантово-механические методы «из первых принципов», методы классической молекулярной динамики, методы парных взаимодействий (алгоритмы Монте-Карло) и континуальные методы,

основанные на законах тепломассопереноса в сплошной среде. Данные методы различаются пространственным и временным разрешением, что позволяет применять их как независимо друг от друга, так и комбинировать для получения необходимой информации о динамике развития каскадов атомных смещений в полупроводниковых материалах. Представленные алгоритмы имеют также различную вычислительную сложность, которая определяется индивидуальным набором параметров для каждого метода.

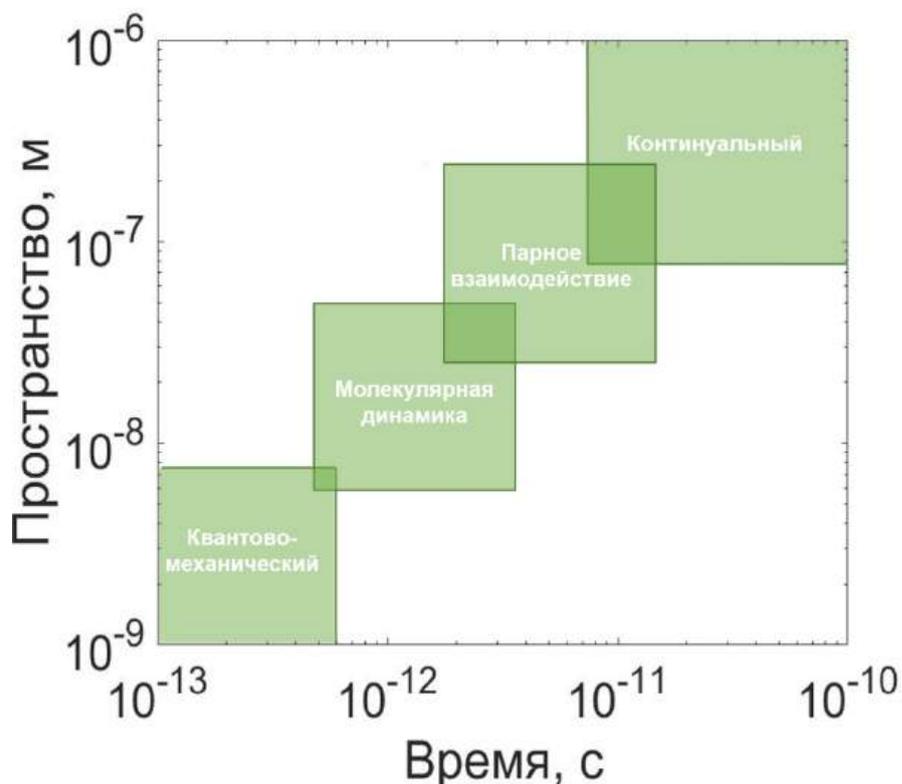


Рисунок 1.3 – Пространственные и временные масштабы численных методов моделирования процессов образования дефектов в твердом теле [23]

В основе квантово-механических методов «из первых принципов» лежит определение траекторий движения ядер кристаллической решетки и электронов из решения уравнения Шредингера. Для упрощения задачи перемещение электронов рассматривается как движение независимых частиц в потенциале, создаваемом другими электронами и атомными ядрами. Однако, в силу вычислительной сложности метод ограничен системами, состоящими

из нескольких сотен атомов, чья динамика моделируется в течение нескольких фемтосекунд.

Для моделирования процессов отжига радиационных дефектов на больших пространственных и временных масштабах часто применяются континуальные методы. Большие пространственное и временное масштабы в этом случае достигается за счет перехода от рассмотрения отдельных атомов материала к непрерывной (сплошной) среде. В этом случае бесконечно малому объему можно поставить в соответствие определенные значения термодинамических переменных.

Основными методами, используемыми для описания процессов, протекающих в полупроводниковых материалах при формировании кластеров радиационных дефектов, в настоящее время являются методы молекулярной динамики и парных взаимодействий, так как обладают соответствующим пространственно-временным разрешением, поэтому остановимся на них подробнее.

### *1.2.3.1 Метод классической молекулярной динамики*

Для упрощения решаемой задачи возможно отказаться от квантово-механического описания перемещения атомов внутри кристаллической решетки в процессе формирования каскада атомных столкновений, заменив уравнение Шредингера законами классической механики. Метод классической молекулярной динамики основан на использовании II закона Ньютона для каждого  $i$ -го атома системы:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\nabla_{\mathbf{r}_i} U(\mathbf{r}) + F_{\text{внеш}}, \quad (1.5)$$

где  $U(\mathbf{r})$  – межатомный потенциал взаимодействия,  $m_i$  – масса  $i$ -го атома,  $\mathbf{r}_i$  – положение в пространстве  $i$ -го атома,  $F_{\text{внеш}}$  – внешняя сила.

Двумя основными аспектами, характеризующими практическую реализацию метода классической молекулярной динамики, являются выбор

способа интегрирования уравнения (1.5) в зависимости от граничных условий рассматриваемой системы и выбор межатомного потенциала. Для системы из  $N$  атомов уравнение (1.5) представляет систему из  $3N$  дифференциальных уравнений второго порядка. Эту систему можно выразить как  $6N$  дифференциальных уравнений первого порядка, представив скорость в качестве отдельной переменной. Получившуюся систему уравнений можно решить численно для нахождения траекторий движения атомов.

Межатомный потенциал  $U(\mathbf{r})$ , входящий в уравнение (1.5) в общем виде можно представить следующим выражением:

$$U(\mathbf{r}) = \sum_i \sum_{j>i} U_2(\mathbf{r}_{ij}) + \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq j \neq i} U_3(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{r}_{jk}, \mathbf{r}_{ik}) + \dots, \quad (1.6)$$

где  $U_2(\mathbf{r}_{ij})$  описывает зависимость потенциальной энергии только от расстояния между каждой парой атомов системы  $\mathbf{r}_{ij}$ , а потенциалы  $n$ -порядка описывают взаимодействие атомов системы в зависимости от их пространственного расположения и угловой ориентации. Для большинства практических задач, в том числе моделирования развития областей разупорядочивания при радиационном воздействии, разумно ограничиться слагаемыми второго и третьего порядка в выражении (1.6), так как влияние потенциалов более высоких порядков быстро спадает с ростом  $n$  при существенном росте вычислительной сложности.

Выбор конкретного потенциала для моделирования методом молекулярной динамики процесса развития каскада атомных столкновений определяется типом исследуемого материала, желаемой точностью и доступными вычислительными ресурсами. Потенциалы можно разделить на потенциалы парного взаимодействия, многочастичные эмпирические потенциалы и квантово-механические. Потенциалы парного взаимодействия, такие как потенциалы Леннарда-Джонса и Морзе [24], используются для

моделирования многомасштабных систем, когда вычислительная эффективность является наиболее приоритетной. Для полупроводниковых материалов, в которых важным является многочастичное взаимодействие [25], при расчетах используются потенциалы Стилленгера-Виберга [26], Терсоффа [27] и Бриннера [28]. Данные потенциалы были получены эмпирическим путем на основе параметрической аппроксимации экспериментальных результатов или квантово-механических расчетов соответствующих атомных конфигураций. В качестве таких параметров аппроксимации могут выступать постоянная решетки, энергия связи, константы упругой деформации и энергия образования вакансий. Однако погрешность параметрической аппроксимации межатомного потенциала может привести к «нефизичным» результатам моделирования процесса формирования каскада атомных смещений [29]. Поэтому выбор потенциала, описывающего взаимодействие атомов вещества, для расчетов динамических параметров кластера радиационных дефектов должен быть обоснован исходя из информации, полученной из дополнительных оценок.

В качестве выходных данных в результате моделирования методом классической молекулярной динамики выступают координаты и скорости каждого атома системы во времени. Одним из основных методов определения точечных дефектов в кристаллической решетке является разбиение на элементарные ячейки Вигнера-Зейтца. В каждой ячейке Вигнера-Зейтца расположен один атом неразупорядоченной кристаллической решетки. Таким образом, если в элементарной ячейке находится более одной частицы, то данное образование является междоузельным атомом. Если в ячейке нет ни одного атома, то данный комплекс ассоциируется с точечным дефектом типа вакансия.

Пространственные и временные ограничения метода молекулярной динамики обусловлены теми же причинами, что и у квантово-механических методов, и позволяют моделировать образования кластеров радиационных дефектов в объеме до сотен нанометров по каждому направлению в течении

нескольких сотен пикосекунд. Шаг временного интегрирования должен соответствовать динамике протекающих процессов и может изменяться в течении процедуры моделирования для увеличения эффективности вычислений.

### ***1.2.3.2 Метод парных взаимодействий***

Для дальнейшего увеличения пространственных и временных масштабов моделирования процесса формирования разупорядоченной области радиационных дефектов необходимо перейти от детерминированного подхода описания протекающих явлений к стохастическому. Метод Монте-Карло основан на модели дефектообразования в аморфном твердом теле, в которой процессы взаимодействия атомов вещества описываются моделью упругих шаров. Считается, что при столкновении атом смещается из своего равновесного положения, если приобретенная им в результате удара энергия больше некоторой пороговой энергии. Для полупроводниковых материалов эта энергия лежит в диапазоне нескольких десятков электронвольт.

Траектория каждого атома начинается с введения его положения, направления движения и энергии. Затем прослеживается последовательность столкновений с атомами вещества, а между столкновениями свободный пробег атома предполагается прямолинейным. На пути каждого свободного пробега энергия частицы уменьшается на величину электронных потерь энергии, а затем, после столкновения, - на ядерные или упругие, потери энергии, т. е. на величину энергии, переданной атому мишени при столкновении. Если атом вещества получает энергию, которая превышает предварительно заданное значение, которое определяет пороговую энергию образования дефектов кристаллической решетки [8-11], то его называют вторичным атомом отдачи и его поведение прослеживается таким же образом, как и поведение налетающего. Это же остается справедливым для любых последующих поколений атомов отдачи. Траектория атома отдачи

обрывается, если его энергия уменьшается до предварительно заданного значения.

Модель парных столкновений предполагает, что взаимодействие атома отдачи с атомами кристаллической решетки определяется последовательностью столкновений, в рамках которых всегда взаимодействуют между собой только два атома. Это приближение может не выполняться при очень низких энергиях, когда атом отдачи может взаимодействовать одновременно с несколькими атомом мишени. Описание такого рода столкновений независимо друг от друга может привести к существенной погрешности расчетов, что обусловлено малой длиной свободного пробега между актами рассеяния. Таким образом модель парного взаимодействия применима для описания высокоэнергетической части реальных каскадов в большинстве твердых тел, однако низкоэнергетическая часть на самом деле представляет собой плотный каскад.

Наряду с этим, приближение метода Монте-Карло предполагает, что в мишени отсутствует кристаллическая решетка, и атомы расположены в хаотическом порядке. Это приводит к тому, что такими эффектами как каналирование, то есть движение атома отдачи в определенном кристаллографическом направлении, пренебрегают. В реальных условиях пороговая энергия, при передаче которой покоящемуся атому происходит его выбивание из узла кристаллической решетки, определяется направлением траектории движения частицы относительно кристаллографических направлений решетки и может изменяться в диапазоне от 10 до 40 эВ (и даже более 100 эВ в некоторых направлениях) [7].

Ограничение метода Монте-Карло связано не с пространственными масштабами решаемой задачи, а с числом реализаций каскадов атомных смещений для получения усредненных характеристик – размеров разупорядоченной области и числа пар Френкеля. Так как метод Монте-Карло является статистическим, то точность результатов моделирования пропорциональна  $\sqrt{N}$ , где  $N$  – число реализаций. К недостаткам метода

относится то, что с его помощью нельзя оценить ни временную динамику образования кластера радиационных дефектов на конечном участке траектории атома отдачи, ни изменение его структуры на стадии отжига.

Таким образом, для полного описания пространственно-временного распределения радиационных дефектов внутри кластера необходимо использовать комбинацию методов молекулярной динамики и метода парных взаимодействий, чтобы рассмотреть процесс формирования разупорядоченной области в различном пространственно-временном масштабе.

#### **1.2.4 Влияние радиационного воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления на макроскопические характеристики полупроводниковых материалов**

В результате воздействия потока нейтронов в твердом теле образуются различные типы радиационных дефектов – от простейших точечных до разупорядоченных областей различной конфигурации и размеров. Точечные радиационные дефекты наряду с КРД выступают в качестве центров рассеяния и захвата носителей заряда, что приводит к уменьшению подвижности и концентрации свободных носителей заряда. Изменение концентрации носителей заряда в полупроводниковом материале при воздействии нейтронов с учетом частичного отжига радиационных дефектов описывается следующим выражением [30]:

$$n_F = n_0 e^{\left(-\frac{(n_0)^a F_n}{n_0 k}\right)}, \quad (1.7)$$

где  $n_0$ ,  $n_F$  – концентрации, соответственно, до и после облучения; для  $n$ -GaAs  $a = 0,2$ ;  $k = 300$ .

В работах [30, 31] для описания изменения концентрации  $n$  и подвижности  $\mu$  носителей заряда в  $n$ -GaAs структурах в результате воздействия потока нейтронов  $F_n$  со средней энергией  $\sim 1$  МэВ представлены следующие соотношения:

$$\begin{aligned} n &= n_0(1 - a F_n), \text{ см}^{-3}, a = 7,2 \times 10^4 N_0^{-0,77}, \text{ см}^2; \\ \mu &= \mu_0(1 + b F_n) - 1, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}), b = 7,8 \times 10^{-6} N_0^{-0,64}, \text{ см}^2, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где  $n_0$  ( $\text{см}^{-3}$ ),  $\mu_0$  ( $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) - исходные концентрация и подвижность носителей. С точностью погрешности дозиметрии, которая составляет от 10 до 30 % в зависимости от эксперимента, данные выражения описывают экспериментальные результаты деградации концентрации и подвижности носителей заряда в GaAs структурах для случаев, когда интегральный поток нейтронного воздействия лежит в диапазоне от  $10^{13}$  до  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  [31-33].

Радиационные дефекты, помимо дополнительного механизма рассеяния, выступают в качестве центров захвата носителей заряда, что эквивалентно появлению дополнительных энергетических глубоких уровней в запрещенной зоне, которые увеличивают вероятность не прямой рекомбинации. В этом случае изменение времени жизни носителей определяется коэффициентом радиационного изменения времени жизни  $K_\tau$  [34]

$$K_\tau = \frac{1}{\tau_{rf}} - \frac{1}{\tau_r}, \quad (1.9)$$

где  $\tau_r$ ,  $\tau_{rf}$  - времена жизни носителей до и после облучения соответственно. При облучении нейтронами выражение для  $K_\tau$ , используемое для мгновенных нейтронов спектра деления, имеет вид [34]:

$$K_{\tau n} = 4,7 \cdot 10^{-14} (n_0)^{0,5}, \text{ см}^2/\text{с} (n\text{-GaAs}), \quad (1.10)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов, заданная в  $\text{см}^{-3}$ .

Для оценки энергий глубоких уровней в запрещенной зоне, соответствующих комплексам радиационных дефектов широко применяется техника нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (Deep Level Transient Capacitance Spectroscopy - DLTS) [35], которая позволяет получить спектр энергетических уровней дефектов в облученной полупроводниковой структуре. На рисунке 1.4 представлены спектры Si

образцов, облученных потоком мгновенных нейтронов спектра деления, флюенс которого составлял  $F = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [36].

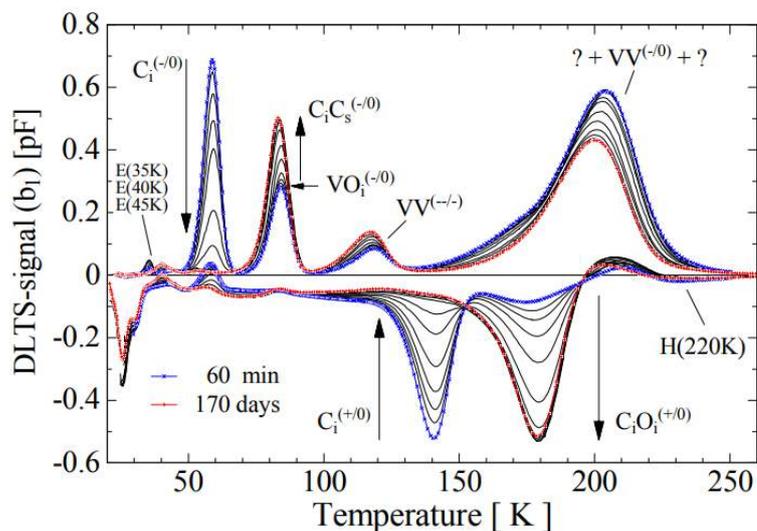


Рисунок 1.4 – DLTS спектры кремниевых структур, потоком мгновенных нейтронов спектра деления, флюенс которого составлял  $F = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [36]

Из представленных данных следует, что основными ловушками для электронов в облученном кремнии являются дивакансии ( $VV^{(-/-)}$ ) а также комплексы типа вакансия-атом кислорода ( $VO^{(-0)}$ ), которые создают уровни в запрещенной зоне полупроводникового материала.

Для численной оценки изменения подвижности носителей заряда в полупроводниковых материалах важным параметром является потенциал рассеяния на кластерах и субкластерах радиационных дефектов. В настоящее время существует несколько моделей, по-разному описывающих внутреннюю структуру разупорядоченной области радиационных дефектов.

В первом приближении, можно считать, что КРД является абсолютно непрозрачным для носителей заряда, чья энергия ниже средней для заданной температуры, а СКРД является абсолютно непрозрачным для «горячих» носителей заряда. В этом случае потенциал рассеяния описывается моделью жесткой сердцевины:

$$U(r) = \begin{cases} \infty, & r < a \\ 0, & r > a \end{cases} \quad (1.11)$$

где  $a$  – радиус сферы, внутри которой потенциал принимает бесконечно большое значение. Использование для вычислений приближения жесткой сердцевины позволяет существенно упростить дальнейшие расчеты частоты рассеяния носителей заряда, однако является достаточно грубым приближением, не учитывающим внутреннюю структуру КРД.

В оригинальной работе Госсика [37] была предположена модель (рисунок 1.5), в которой КРД представляют собой скопления дефектов, распределенных внутри сферы. Ядро кластера незаряжено и окружено тонкой оболочкой, состоящей из дивакансий и комплексов вакансия-атом примеси, заряженных отрицательно. Уравнение Пуассона в этом случае может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned}
 U &= \text{const}, r < r_0, \\
 \nabla^2 U &= \frac{qN_1}{\chi\chi_0}, r_0 < r < r_1 \\
 \nabla^2 U &= \frac{qN_2}{\chi\chi_0}, r_1 < r < r_2 \\
 U &= 0, r > r_2,
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

где  $r_0$  – размер нейтрального ядра,  $r_1$  – размер отрицательно заряженной области,  $r_2$  – размер области пространственного заряда,  $N_1$  – концентрация заряженных дефектов,  $N_2$  – концентрация донорной примеси,  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\chi_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Для сохранения электронейтральности материала должно выполняться следующее условие:

$$(r_1^3 - r_0^3)N_1 = (r_2^3 - r_1^3)N_2.
 \tag{1.13}$$

В арсениде галлия ядро кластера по положению уровня Ферми аналогично локальной области нелегированного материала, то есть на зонной диаграмме  $n$ -GaAs КРД представляет собой потенциальный барьер для электронов.

Размеры области пространственного заряда (ОПЗ) можно оценить с помощью длины Дебая  $l_D$  в полупроводниковом материале, которая описывается следующим выражением:

$$l_D = \sqrt{\frac{\chi\chi_0 k_B T}{q^2 N}}, \quad (1.14)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $N$  – концентрация легирующей примеси,  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\chi_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура электронного газа.

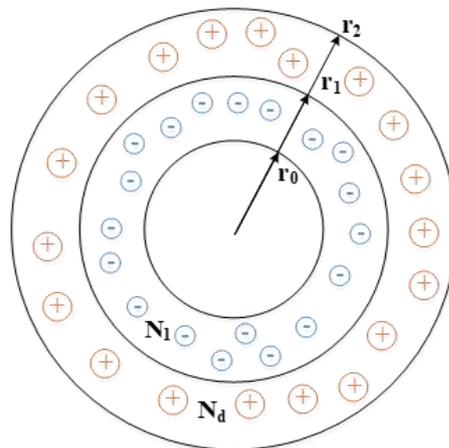


Рисунок 1.5 – Внутренняя структура КРД в GaAs в приближении модели Госсика [35]

Поскольку быстрые частицы могут передавать атомам вещества энергии до нескольких мегаэлектронвольт, то размеры КРД могут быть значительно больше, чем характерные длины релаксации энергии и импульса электронов, длина Дебая и т.д. В современных приборах микро- и наноэлектроники длина волны электронов может стать меньше расстояний между ОПЗ субкаскадов в каскаде смещенных атомов по причине того, что энергия носителей заряда может достигать 1 эВ. Таким образом, протяженные КРД распадаются на цепочку независимых, непрозрачных для высокоэнергичных носителей заряда включений - субкластеров радиационных дефектов (СКРД), которые

выступают в качестве рассеивающих центров для горячих носителей (рисунок 1.6).

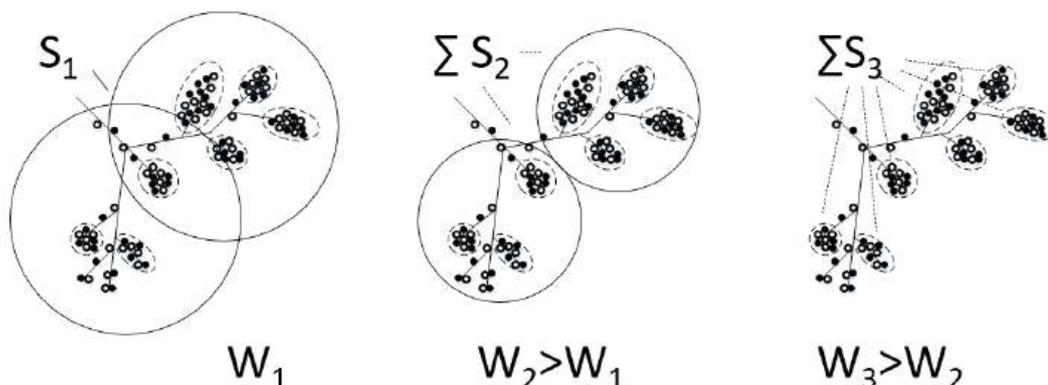


Рисунок 1.6 – Изменение сечения рассеяния электронов  $S$  на разупорядоченных областях с ростом энергии носителей заряда  $W$

В работе [33] был предложен подход, позволяющий оценить число СКРД, которые образуют КРД, их характерные размеры и среднее расстояние между ними с помощью анализа распределения попарных расстояний между всеми радиационными дефектами. Однако в этом случае число СКРД оценивалось визуально, и рассчитывались средние по распределению значения размеров СКРД и расстояния между ними. Поэтому необходимо усовершенствовать подход по анализу структуры КРД для получения более детальной информации о пространственном распределении радиационных дефектов внутри кластера.

Также в работе [33] было предложено применить для каждого отдельного СКРД потенциал рассеяния [37], который изначально использовался для описания процессов рассеяния подвижных носителей заряда на КРД в целом. Согласно оригинальной работе Госсика разупорядоченная область должна содержать от  $10^5$  до  $10^6$  атомов, что соответствует размерам от 15 до 20 нм. В этом случае наличие нейтрально заряженной области внутри кластера радиационных дефектов физически обосновано, так как КРД является сильно разреженным, то есть области пространственного заряда отдельных субкластеров не перекрываются.

Распространить модель потенциала рассеяния, предложенную в работе [37], для описания рассеяния на СКРД можно только для случая облучения потоком быстрых нейтронов с энергией более 10 МэВ, когда даже отдельные субкаскады являются сильноразреженными и состоят из большого числа дефектов. Для меньших энергий нейтронов СКРД является более плотным и состоит из меньшего числа радиационных дефектов, поэтому модель [37] является грубым приближением и её использование может привести к неправильной оценке изменения параметров полупроводникового материала после радиационного воздействия.

В работе [38] была предложена другая модель потенциала рассеяния на КРД, которая хорошо согласуется с результатами измерений DLTS спектров облученных образцов кремния. По сравнению с моделью, предложенной Госсиком, в модели [38] отсутствует нейтрально заряженная область. Вместо неё в качестве ядра кластера выступает отрицательно заряженная область, содержащая малоподвижные дивакансии и комплексы вакансия-атом примеси, окруженная областью пространственного заряда ионизированной примеси. Уравнение Пуассона в этом случае может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \nabla^2 U &= \frac{qN_1}{\chi\chi_0}, 0 < r < r_1 \\ \nabla^2 U &= \frac{qN_2}{\chi\chi_0}, r_1 < r < r_2 \\ U &= 0, r > r_2, \end{aligned} \tag{1.15}$$

где  $r_1$  – размер отрицательно заряженной области,  $r_2$  – размер области пространственного заряда. Для сохранения электронейтральности материала должно выполняться следующее условие:

$$r_1^3 N_1 = (r_2^3 - r_1^3) N_2. \tag{1.16}$$

Данная конфигурация подходит не только для описания потенциала рассеяния кластера радиационных дефектов, как это сделано в оригинальной работе, но

и для СКРД. Использование потенциала данной формы для расчета изменения подвижности носителей заряда в полупроводниковом материале после радиационного воздействия ранее не выполнялось.

Таким образом, на текущий момент существует несколько подходов к описанию потенциала рассеяния кластера радиационных дефектов, поэтому необходимо исследовать вопрос влияния формы потенциала рассеяния на оценку изменения подвижности носителей заряда с различной энергией.

### **1.3 Воздействие потока мгновенных нейтронов спектра деления на характеристики диодных и транзисторных структур**

#### ***1.3.1 Особенности работы диодных структур на основе выпрямляющего контакта «металл-полупроводник» при воздействии потока нейтронов***

Диодные структуры на основе выпрямляющего контакта «металл-полупроводник» нашли широкое применение как в качестве самостоятельных приборов, так и составных частей транзисторных структур. Схематичное изображение зонной диаграммы контакта «металл-полупроводник» представлено на рисунке 1.7. При контакте металла и полупроводника *n*-типа при условии, что работа выхода из металла больше работы выхода из полупроводника, у поверхности полупроводника образуется область пространственного заряда, обедненная основными носителями заряда, которые мигрировали в металл. Вследствие этого на границе раздела образуется потенциальный барьер, препятствующий дальнейшему переходу электронов из полупроводника в металл. Толщина ОПЗ, как и высота барьера, может изменяться при приложении напряжения соответствующей полярности.

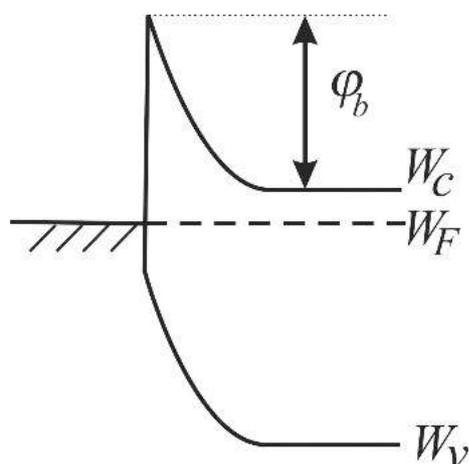


Рисунок 1.7 – Зонная диаграмма контакта «металл-полупроводник»:

$W_C$  – дно зоны проводимости,  $W_V$  – потолок валентной зоны,  $W_F$  – уровень Ферми,  $\varphi_b$  – высота барьера

В качестве материала металлического контакта в таких структурах зачастую используется золото, платина, алюминий или титан. В качестве сверхвысокочастотного детектора в перспективных разработках используется GaAs-диод Мотта с пониженной эффективной высотой потенциального барьера на границе металл-полупроводник [39]. Добиться уменьшения эффективной высоты барьера удается благодаря изотипному  $\delta$  – легированному полупроводниковому слою, расположенному на расстоянии нескольких нанометров от границы раздела металл-полупроводник [40]. За счет этого в полупроводнике образуется профиль потенциала с туннельно-прозрачным барьером на границе с металлом, что приводит к уменьшению эффективную высоту барьера диода. Данная модификация позволяет не использовать постоянное смещение диода при использовании его в качестве детектора. Низкобарьерные GaAs-диоды Мотта использовались при решении различных задач при детектировании [41-44], смещении [45, 46] и выпрямлении [47] сигналов миллиметрового диапазона длин волн и показали свою высокую эффективность.

При радиационном воздействии в диодах Шоттки на основе *n*-GaAs наблюдается уменьшение высоты барьера и как следствие увеличение тока утечки. Так для контакта Au/*n*-GaAs воздействие потока нейтронов приводит

к уменьшению высоты барьера с 0,91 эВ до 0,7-0,8 эВ [48] в зависимости от величины воздействия. При этом коэффициент идеальности ВАХ при воздействии потока частиц становится больше единицы, что является следствием изменения скоростей генерации и рекомбинации [49-51]. В то же время последовательное сопротивление диода при радиационном воздействии увеличивается [48].

### **1.3.2 Изменение характеристик полевых транзисторов с затвором**

#### ***Шоттки при воздействии потока нейтронов***

Схематичное изображение полевого транзистора с затвором Шоттки (ПТШ) представлено на рисунке 1.8 [52].

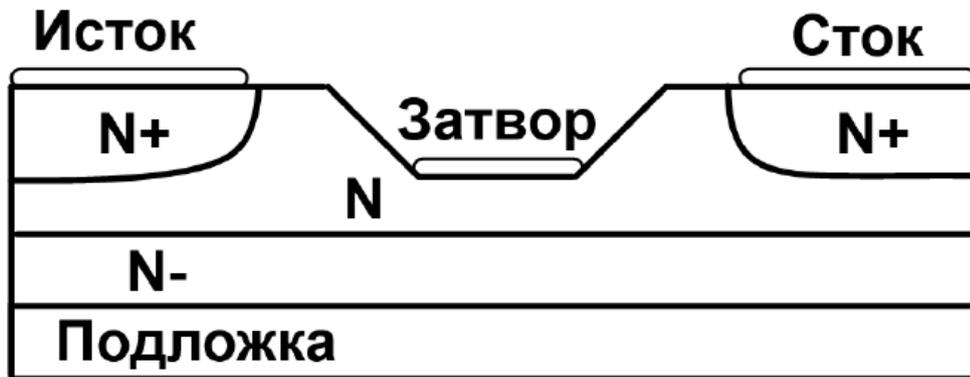


Рисунок 1.8 – Схематичное изображение полевого транзистора с затвором Шоттки [52]

При приложении напряжения соответствующей полярности к затвору транзистора эффективная ширина канала меняется за счет изменения размеров ОПЗ и, таким образом, возможно управление током, протекающим от истока к стоку [52].

Высокие частоты работы и малые времена переключения обусловлены возможностью квазибаллистического переноса носителей заряда в короткоканальных транзисторных структурах, за счет чего уменьшается время пролета носителей заряда через рабочую область прибора. ПТШ с нормально открытым каналом в основном применяются в СВЧ-устройствах, а ПТШ с нормально закрытым каналом – в цифровых интегральных схемах.

Изменение рабочих характеристик ПТШ при радиационном воздействии определяется уменьшением концентрации носителей заряда  $n$ , а также подвижности носителей заряда  $\mu$  в полупроводниковом материале [33]. Функциональные зависимости параметров ПТШ от  $n$  и  $\mu$  и изменение последних при радиационном воздействии могут быть использованы при оценке уровня радиационной стойкости полупроводникового прибора [33, 52-54].

Согласно результатам многочисленных экспериментов [55], наиболее чувствительными к радиационному воздействию являются такие параметры полевых транзисторов как начальный ток стока  $I_c^{(\text{нач})}$ , крутизна вольт-амперной характеристики  $S$ , напряжение отсечки  $U_{зи}^{(\text{отс})}$  и ток утечки затвора. Для численной оценки изменения указанных параметров при радиационном воздействии используют следующие соотношения (1.17) [55]:

$$\begin{aligned} \frac{U_{зи}^{(\text{отс})}}{U_{зи0}^{(\text{отс})}} &= \exp(-\bar{K}_p \Phi), \\ \frac{S}{S_0} &= \exp(-\bar{K}_p \Phi), \\ \frac{I_c^{(\text{нач})}}{I_{c0}^{(\text{нач})}} &= \exp(-2\bar{K}_p \Phi), \end{aligned} \quad (1.17)$$

где  $\bar{K}_p$  – усредненный коэффициент радиационного изменения удельного сопротивления канала.

В работах [56, 57–68] показано, что предельные уровни флюенса, которые выдерживают ПТШ, составляют до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Дальнейшее увеличение потока нейтронов приводит к тому, что транзистор переходит в закрытое состояние без возможности восстановления. При оценке влияния радиационного воздействия на характеристики полевых транзисторов необходимо также учитывать особенности формирования КРД [67, 69].

### ***1.3.3 Особенности работы короткоканальных полевых транзисторов при воздействии потока быстрых нейтронов***

Уменьшение размеров рабочих областей полупроводниковых структур сопровождается не только повышением частоты и быстродействия прибора, но и увеличением их радиационной стойкости. По размерам канала ПТШ можно классифицировать следующим образом [52, 70, 71]: 1) ПТШ, у которых длина канала больше длины релаксации энергии ( $> 1$  мкм); 2) ПТШ, у которых длина канала сравнима с длиной релаксации энергии (0,2...1 мкм); 3) ПТШ, у которых длина канала сравнима с длиной релаксации импульса (0,05...0,2 мкм).

Для GaAs приборов с размерами канала  $\sim 1$  мкм изменение характеристик ПТШ после радиационного воздействия обычно описывают с помощью изменения параметров полупроводниковых структур (выражения (1.7) и (1.8)), поскольку в этом случае время релаксации энергии слабо зависит от дозы радиационного воздействия. При этом в таких приборах влиянием эффекта всплеска скорости практически можно пренебречь и перенос носителей заряда не является баллистическим. Так как КРД является абсолютно непрозрачным для термализованных носителей заряда, то крутизна ВАХ ПТШ первой группы при воздействии потока быстрых нейтронов уменьшается прямо пропорционально значению флюенса  $F_n$ , тогда как для транзисторов второй группы  $\sim \sqrt[3]{F_n}$  [31, 32].

Повышенная радиационная стойкость короткоканальных структур обусловлена влиянием эффекта всплеска скорости [67, 72]. Для короткоканальных транзисторных структур сечение рассеяния носителей заряда на СКРД существенно уменьшается, и рассеяние происходит практически на ядрах СКРД [72]. Для оценки влияния радиационного воздействия на характеристики наноразмерных структур требуется учитывать квазibalлистический характер движения носителей заряда. Сложность данной задачи заключается в том, что наряду с квазibalлистическим переносом

электронов, необходимо учитывать и другие эффекты, обусловленные радиационным воздействием: изменения концентрации, подвижности носителей заряда и других характеристик.

В работе [69] рассмотрен комплекс явлений, связанных с процессом образования КРД в ПТШ с V-образным затвором. Схематическое изображение данного транзистора приведено на рисунке 1.8.

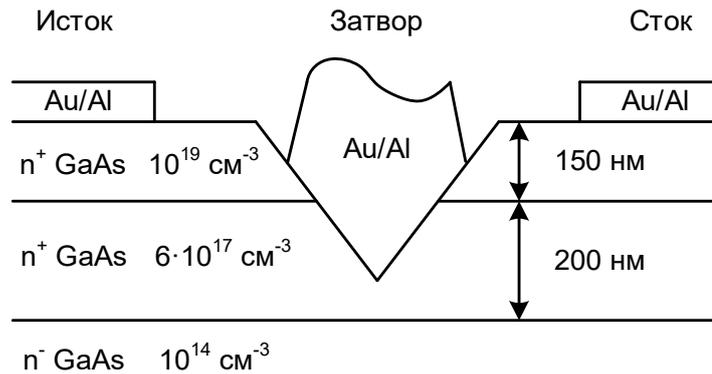


Рисунок 1.8 – Схематическое изображение полевого транзистора с затвором Шоттки

Размеры сечений рассеяния электронов на КРД можно оценить следующим образом [69]:

$$\Sigma_{\text{КРД}} = \frac{q}{\tau_0 \mu_{\text{КРД}} N_{\text{КРД}} (2m^* kT)^{1/2}},$$

$$\Sigma_{\text{СКРД}} = \frac{(m^*)^{1/2}}{\tau_0 \frac{I_d}{I_{d0}} N_{\text{СКРД}} (2 \langle W \rangle)^{1/2}}, \quad (1.18)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $\mu_{\text{КРД}}$  – подвижность носителей, обусловленная рассеянием на СКРД,  $N_{\text{КРД}}$  и  $N_{\text{СКРД}}$  – концентрация рассеивающих центров (КРД или СКРД, соответственно),  $I_d$  – ток стока транзистора,  $\langle W \rangle$  – средняя энергия электронов,  $\tau$  – время релаксации импульса. Индекс «0» соответствует значениям переменных до облучения.

Для оценки концентрации КРД в работе [69] использовалось значение  $N_{\text{КРД}} = 0.2 \times F_n$  [33],  $F_n$  – флюенс нейтронов. Изменение подвижности носителей после радиационного воздействия при этом оценивалось по ухудшению характеристик тестовых длинноканальных транзисторных структур.

Однако данная оценка сделана исходя из предположений, что КРД является абсолютно непрозрачным для термализованных носителей заряда, а СКРД является абсолютно непрозрачным для горячих носителей заряда. Иными словами, потенциалы рассеяния электронов на КРД и СКРД представляют собой потенциалы жесткой сердцевины. Как было ранее отмечено в разделе 1.2.4, в настоящий момент различными исследователями предложены несколько моделей потенциала рассеяния [37, 38], в которых форма потенциала рассеяния для горячих носителей заряда отличаются существенным образом, что, в конечном счете, приводит к различным значениям оценки сечения рассеяния на СКРД.

Таким образом, для моделирования изменения характеристик приборов нанoeлектроники с квазибаллистическим характером переноса носителей заряда после радиационного воздействия необходимо учитывать не только общие размеры рассеивающих центров и их концентрацию, но и их внутреннюю структуру, напрямую влияющую на потенциал рассеяния. Наряду с этим возникает необходимость в разработке методики анализа распределения КРД, учитывающей для корректного сравнения с экспериментальными данными различные модели потенциала рассеяния.

### ***1.3.4 Изменение характеристик биполярных транзисторов при воздействии потока нейтронов***

Традиционным подходом для создания структур GaAs-биполярных транзисторов (БП) является молекулярно-лучевая эпитаксия слоев эмиттера, базы и коллектора, так что конструкция транзистора является «вертикальной», т. е. направление движения электронов от эмиттера к коллектору происходит

по нормали к поверхности полупроводниковой структуры. При этом толщина базы современных биполярных и гетеробиполярных транзисторов составляет десятки и сотни нанометров, что обуславливает проявление баллистических эффектов транспорта электронов. Это влияет на уровень радиационной стойкости таких транзисторов [8, 55].

Основным параметром биполярного транзистора, наиболее чувствительным к воздействию радиации, является коэффициент усиления по постоянному току в схеме включения с общим эмиттером,  $h_{21}$ , изменяющийся при нейтронном воздействии в соответствии со следующим выражением [73]:

$$\frac{1}{h_{21}^n} - \frac{1}{h_{21}^0} = kF_n, \quad (1.19)$$

где  $h_{21}^0$  и  $h_{21}^n$  – значения коэффициента усиления по постоянному току в схеме включения биполярного транзистора с общим эмиттером до и после облучения, соответственно,  $k$  – коэффициент чувствительности биполярного транзистора к нейтронному воздействию,  $F_n$  – флюенс мгновенных нейтронов спектра деления.

Уменьшение коэффициента усиления по постоянному току в схеме включения с общим эмиттером при воздействии потока быстрых нейтронов вызвано уменьшением времени жизни неосновных носителей заряда и коэффициента диффузии в базе биполярного транзистора по причине формирования КРД [73]. Типичные значения пороговых уровней потока нейтронов, при котором биполярный транзистор сохраняет свою работоспособность, составляют порядка  $10^{13}$ – $10^{14}$  н/см<sup>2</sup> [6].

В работе [5] была проведена численная оценка изменения процессов переноса горячих носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора при воздействии потока нейтронов для случая однородной концентрации КРД в моделируемой области. Теоретически показано, что, когда значения потока нейтронов составляют порядка  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup>, образуется

такой профиль потенциала, который уменьшает среднее время пролета горячих электронов через базу [74].

Уменьшение коэффициента усиления по постоянному току при неоднородной концентрации КРД в рабочем объеме биполярного транзистора слабо зависит от толщины базы в диапазоне 30 – 300 нм. На основании результатов моделирования можно сделать вывод о том, что учет колебаний концентрации КРД, возникающих в наноразмерных полупроводниковых приборах, позволяет объяснить возникновение нескольких явлений, таких как «внезапный» отказ или скачкообразное ухудшение параметров транзисторов, наблюдаемых в ходе экспериментов по воздействию потока быстрых нейтронов.

Все это указывает на необходимость разработки методики расчетной оценки реакции приборов наноэлектроники на радиационное воздействие с помощью физико-топологического моделирования, на основе вероятностного подхода, предполагающего образование КРД в различных местах рабочей области прибора. Также по мере уменьшения проектных норм технологического процесса изготовления БП возможна реализация ситуации, когда в базе транзистора образуется только один КРД. В этом случае необходимо оценить вероятность образования одного КРД при нейтронном воздействии для заданного потока частиц, а также сформулировать способ учета рассеяния носителей заряда на единичном КРД.

### ***1.3.5 Влияние нейтронного воздействия на работу транзисторной ячейки статической памяти***

Статическая память с произвольным доступом (SRAM) широко применяется для организации небольших объемов оперативной и кэш-памяти микропроцессоров и программируемых логических интегральных схем по причине её низкого энергопотребления, которое определяется низким значением тока, протекающим через канал транзистора в закрытом состоянии. Наиболее эффективным способом уменьшения энергопотребления ячейки

является уменьшение напряжения питания. Однако уменьшение напряжения питания наряду с уменьшением размеров транзисторов приводит к уменьшению стабильности состояния ячейки памяти, вызванному увеличением влияния шумов и внешнего воздействия [75]. На рисунке 1.9 представлены электрические схемы шести и восьмиэлементной ячеек статической памяти.

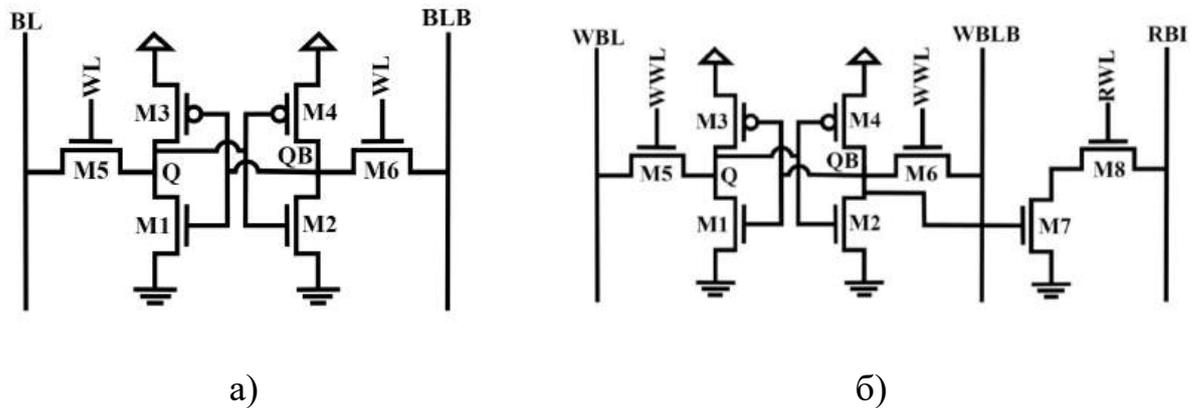


Рисунок 1.9 – Схема транзисторной ячейки статической памяти, состоящая из: а) – шести транзисторов; б) – восьми транзисторов

Воздействие отдельных ядерных частиц (ОЯЧ), в том числе и нейтронов, приводит к нештатному переключению состояния ячейки памяти, а в некоторых случаях воздействие ОЯЧ приводит к необратимым отказам и невозможности сохранения текущего состояния ячейки памяти (так называемому «залипанию»). Сбоеустойчивость ячейки статической памяти определяется соотношением между величиной заряда в канале транзистора, вызывающего переключение ячейки статической памяти (критический заряд), и величиной заряда радиационно-индуцированных носителей в части трека ОЯЧ, проходящей через чувствительную область транзистора (собранный заряд) [76]. Если величина критического заряда меньше величины собранного заряда, то переключение, вызывающее сбой, происходит; в противном случае переключения, и как следствие сбоя, не происходит.

На рисунке 1.10 изображена трехмерная модель полевого транзистора, выполненного по технологическому процессу с нормами менее 30 нм, где

$L_g$  – длина канала,  $H_{fin}$  – глубина канала,  $t_{Si}$  – ширина канала. Параметры современных транзисторных структур, такие как геометрические размеры (см. рисунок 1.10), напряжение, емкость затвора и критический заряд, величина которого определяет минимальный собранный выводом стока заряд, необходимый для переключения ячейки статической памяти, представлены в таблице 1.5 [77].

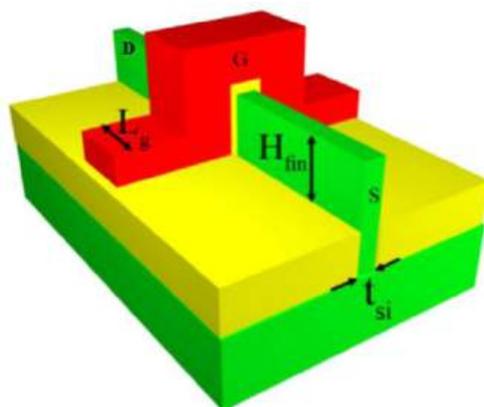


Рисунок 1.10 – Трехмерная модель полевого транзистора, где  $L_g$  – длина канала,  $H_{fin}$  – глубина канала,  $t_{Si}$  – ширина канала

Таблица 1.5 – Параметры современных транзисторных структур

Техпроцесс	1	2	3	4	5	6	7
Параметр							
Длина канала $L_g$ , нм	24	18	14	10	10	24	11
Ширина канала $t_{Si}$ , нм	92	90	56,5	56,5	56,5	28	7
Глубина канала $H_{fin}$ , нм	21	18	12	10	6	15	18
Напряжение $U_g$ , В	0,8	0,75	0,7	0,65	0,55	0,4	0,4
Емкость затвора $C_{ox}$ , фФ/мкм	1,81	1,49	1,229	0,97	1,04	1,81	1,04
Критический заряд $Q_{crit}$ , фКл	0,133	0,1	0,05	0,036	0,033	0,02	0,004
Время записи состояния в ячейку памяти, пс:							
6Т	34,5	21,6	17	10	6	7,5	2,5
8Т	41,4	26	21	13	7,5	9	3

Величина критического заряда определяется следующим выражением:

$$Q_{crit} = C_{ox}L_gU_g. \quad (1.20)$$

В последнее время опубликован ряд работ, посвященных моделированию сбоеустойчивости статических ячеек памяти, изготовленных по современным технологическим процессам, при радиационном воздействии. В работах [78, 79] с помощью численного моделирования исследовано влияние космического излучения на ячейку статической памяти, выполненную на 65нм-КМОП транзисторах. В работе [80] проведено моделирование реакции 22 нм ячейки памяти на воздействие ТЗЧ.

Возникновение одиночных событий в интегральных схемах при воздействии нейтронов впервые было теоретически предсказано в работе [81] и экспериментально подтверждено в работе [82] для элементов динамической памяти, изготовленных на объемном кремнии по 3-мкм технологическому процессу. Применение технологии «кремний на изоляторе» существенно увеличивает сбое- и отказоустойчивость элементов интегральных схем при радиационном воздействии [83]. В работе [84] рассмотрены экспериментальные исследования сбоеустойчивости статической памяти, выполненной по технологии «кремний на изоляторе» 350 нм, продемонстрировавшие наличие сбоев при воздействии потока быстрых нейтронов.

Общим для вышеперечисленных работ механизмом сбоев является попадание ОЯЧ в закрытый транзистор ячейки памяти, его несанкционированное открывание за счет переходных ионизационных процессов, протекающих в нем, и последующее переключение ячейки памяти. В работе [Аб] впервые был предложен другой механизм возникновения сбоя ячейки статической памяти, который обусловлен процессом образования разупорядоченной области, а не процессом генерации неравновесных носителей заряда, который в настоящее время хорошо изучен для транзисторов, выполненных по современным проектным нормам [78-80]. При

формировании кластера радиационных дефектов в канале транзистора возможно возникновение ситуации, когда его проводимость за счет дополнительного рассеяния подвижных носителей заряда на образующихся радиационных дефектах опустится ниже критического значения, которое определяет границу между открытым и закрытым состояниями. Если этого времени будет достаточно, то произойдет нештатное изменение состояния ячейки памяти. При дальнейшей стабилизации кластера за счет рекомбинации близко расположенных пар Френкеля проводимость канала вернется к прежним значениям, достаточным для штатной работы транзистора, поэтому в данном случае реализуется обратимый сбой. Возникновение сбоя в соответствии с предложенным механизмом возможно только в случае, когда время переключения состояния ячейки сопоставимо с временем формирования разупорядоченной области. Данное условие может выполняться для ячеек памяти, состоящих из транзисторов, изготовленных по современным проектным нормам 20 нм и менее.

Подобная ситуация кратковременного радиационно-индуцированного снижения проводимости канала транзистора является промежуточной между обратимым сбоем за счет временного роста проводимости канала транзистора из-за ионизационных эффектов и необратимым отказом элемента ячейки памяти вследствие долговременного снижения проводимости канала из-за структурных повреждений при воздействии ОЯЧ.

Таким образом, для корректной оценки сбоеустойчивости современных транзисторных ячеек памяти необходимо проанализировать влияние процесса формирования кластера радиационных дефектов на возможность нештатного переключения состояния ячейки памяти.

## 1.4 Методы оценки реакции полупроводниковых приборов на радиационное воздействие

### 1.4.1. Метод эквивалентной схемы

Основными направлениями развития приборов микроэлектроники являются увеличение их предельной частоты работы одновременно с миниатюризацией размеров рабочих областей. Для моделирования характеристик приборов, размеры активных областей которых составляют более 1 мкм и диапазон рабочих частот достигает 20 ГГц, используется метод эквивалентной схемы, являющийся традиционным для теоретического анализа низкочастотных приборов [70]. Он заключается в представлении исследуемого прибора в виде электрической схемы, содержащей как пассивные компоненты типа сопротивлений, емкостей и индуктивностей, так и активные – источники тока и напряжения (рисунок 1.11).

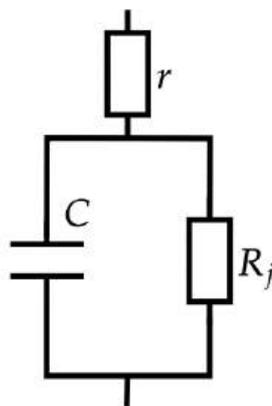


Рисунок 1.11 – Эквивалентная схема диода Шоттки

На данной схеме  $R_j$ ,  $C$  – сопротивление и емкость контакта «металл-полупроводник»,  $r$  – последовательное сопротивление базы диода. Тогда для расчета характеристик прибора используются уравнения Кирхгофа. В этом случае параметры эквивалентной схемы определяются либо численно на основании расчетов, либо путем экспериментальных измерений.

Экспериментальные исследования позволяют оценить параметры эквивалентной схемы конкретного образца, однако даже для приборов из одной партии технологический разброс параметров может быть большим, что не позволяет обобщить результаты моделирования на класс приборов.

Учет влияния радиационного воздействия в методе эквивалентной схемы происходит через изменение значений параметров схемы для моделирования последствий процесса образования дефектов, а также через введение в исходную схему источников тока для моделирования ионизационных процессов (рисунок 1.12).

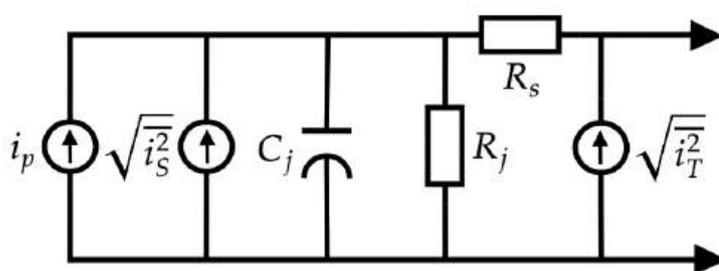


Рисунок 1.12 – Эквивалентная схема диода Шоттки с учетом параметров радиационного воздействия [54]

На данной схеме  $R_j$ ,  $C$  – сопротивление и емкость контакта «металл-полупроводник»,  $R_s$  – последовательное сопротивление базы диода,  $i_p$  – ионизационный ток,  $i_s$  – дробовой шум,  $i_T$  – тепловой шум. Таким образом, для корректного моделирования необходимо учитывать несколько источников тока. Изменения сопротивления и емкости диода зависят от параметров ионизирующего излучения, таких как интегральный поток частиц или мощность дозы. Данные зависимости также находятся экспериментальным путем, однако для широкого диапазона параметров ионизирующего излучения данная задача является ресурсоемкой. Поэтому зачастую необходимые функциональные зависимости получаются при помощи численного моделирования.

Для численной оценки влияния радиационного воздействия учитываются следующие эффекты: увеличение концентрации носителей непосредственно в момент воздействия за счет ионизации и уменьшение подвижности, концентрации и времени жизни носителей заряда из-за образования дефектов после воздействия, информация о которых извлекается из экспериментальных данных [47].

Однако при увеличении предельных рабочих частот с одновременным уменьшением активных областей прибора описать деградацию рабочих характеристик диодных и транзисторных структур простым изменением величины проводимости, подвижности и т.д. невозможно. Необходимо учитывать квазибаллистический характер движения носителей заряда и рассеяния носителей заряда на радиационных дефектах.

#### ***1.4.2. Квазигидродинамический метод описания процессов переноса носителей заряда***

Для моделирования переноса носителей заряда в субмикронных полупроводниковых приборах используется решение кинетического уравнения Больцмана в квазигидродинамическом приближении, основанного на том, что в указанных областях электронно-дырочную плазму можно представить в виде ламинарной заряженной жидкости. Данное приближение корректно использовать для расчета характеристик полупроводниковых приборов, у которых характерные размеры активной области много больше длины свободного пробега носителей заряда.

Полная квазигидродинамическая модель представляет собой систему дифференциальных уравнений, которая состоит из: уравнения Пуассона (1.21), уравнений непрерывности для электронов (1.22) и дырок (1.23), уравнений баланса энергии электронов (1.24), дырок (1.25) и кристаллической решетки (1.26), а также уравнений баланса импульса электронов (1.27) и дырок (1.28) [85]:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n + N_d - N_a), \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla j_n - R + G, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla j_p - R + G, \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial (W_n n)}{\partial t} = \nabla j_{W_n} + j_n E - \frac{n(W_n - W_0)}{\tau_{W_n}(W_n)} + G W_e, \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial (W_p p)}{\partial t} = \nabla j_{W_p} + j_p E - \frac{p(W_p - W_0)}{\tau_{W_p}(W_p)} + G W_h, \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{c\rho} \nabla^2 T + \frac{j_n E + j_p E}{c\rho}, \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial (m_e(W_n) v_n)}{\partial t} = -qE - \frac{m_e(W_e) v_n}{\tau_{pn}(W_n)}, \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial (m_h(W_p) v_p)}{\partial t} = qE - \frac{m_h(W_e) v_p}{\tau_{pp}(W_p)}, \quad (1.28)$$

$$E = -\nabla \varphi, \quad (1.29)$$

$$j_n = -qnv_n + qD_n \nabla n, \quad (1.30)$$

$$j_p = qp v_p - qD_p \nabla p, \quad (1.31)$$

$$j_{W_n} = -W_n n v_n + D_n \nabla (W_n n), \quad (1.32)$$

$$j_{W_p} = W_p p v_p - D_p \nabla(W_p p), \quad (1.33)$$

где  $\varphi$  – потенциал,  $n$  – концентрация электронов;  $p$  – концентрация дырок,  $N_d$  – концентрация положительно заряженных ионов примеси,  $N_a$  – концентрация отрицательно заряженных ионов примеси,  $\varepsilon\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость  $j_n$  – плотность электронного тока;  $j_p$  – плотность дырочного тока;  $R$  – коэффициент рекомбинации,  $W_n$  – средняя энергия электронов,  $W_p$  – средняя энергия дырок,  $E$  – напряженность электрического поля,  $j_{W_n}$  – плотность потока энергии электронов,  $j_{W_p}$  – плотность потока энергии дырок,  $\tau_{W_n}$  – время релаксации энергии электронов,  $\tau_{W_p}$  – время релаксации энергии дырок,  $W_e$  – средняя энергия радиационно-генерируемого электрона,  $W_h$  – средняя энергия радиационно-генерируемой дырки,  $T$  – температура кристаллической решетки,  $k$  – теплопроводность,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $m_e$  – эффективная масса электронов,  $m_h$  – эффективная масса дырок,  $v_e$  – дрейфовая скорость электронов,  $v_h$  – дрейфовая скорость дырок,  $\tau_{pn}$  – время релаксации импульса электронов,  $\tau_{pp}$  – время релаксации импульса дырок,  $D_n$  – коэффициент диффузии электронов,  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок,  $W_0 = \frac{3}{2} k_B T$  – равновесная энергия носителей.

В неполной квазигидродинамической модели отсутствуют уравнения баланса импульсов электронов (1.27) и дырок (1.28). Тогда средняя дрейфовая скорость электронов и дырок является функцией их средней энергии  $v_n(W_n)$  и  $v_p(W_p)$ , соответственно.

Для учета влияния радиационно-индуцированных неравновесных носителей заряда в уравнения непрерывности (1.22) и (1.23) вводится дополнительные слагаемые, отвечающие за ток ионизации, и в уравнения баланса энергии (1.24) и (1.25) добавляются дополнительные слагаемые, учитывающие разогрев электронно-дырочного плазмы.

Для учета влияния образовавшихся при воздействии мгновенных нейтронов спектра деления в системе уравнений (1.21) – (1.33) у таких параметров как  $\tau_{pn}$ ,  $\tau_{pp}$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_h$  вводится зависимость от флюенса нейтронов  $F_n$ , полученная из результатов численного моделирования.

### ***1.4.3. Самосогласованный многочастичный метод Монте-Карло для описания процессов переноса носителей заряда***

Одним из способов решения кинетического уравнения Больцмана является метод Монте-Карло. В рамках данного метода учитываются различные особенности взаимодействия носителей заряда с кристаллической решеткой: зонная структура материала, в которой учитывается несколько долин и их непараболичность, а также различные механизмы рассеяния носителей заряда. Для анализа переноса электронов в наноразмерных структурах возникает необходимость согласованности решения, полученного с помощью метода Монте-Карло, с решением уравнения Пуассона ввиду малых размеров расчетной области. Поэтому для анализа эффектов, вызванных воздействием радиации, предполагается учитывать явления, связанные с рассеянием подвижных носителей заряда на радиационных дефектах.

Идея метода Монте-Карло состоит в том, что свободное движение электронов и дырок прерывается актами рассеяния, в ходе которых может измениться импульс и энергия носителей заряда. Блок-схема алгоритма метода Монте-Карло представлена на рисунке 1.13.

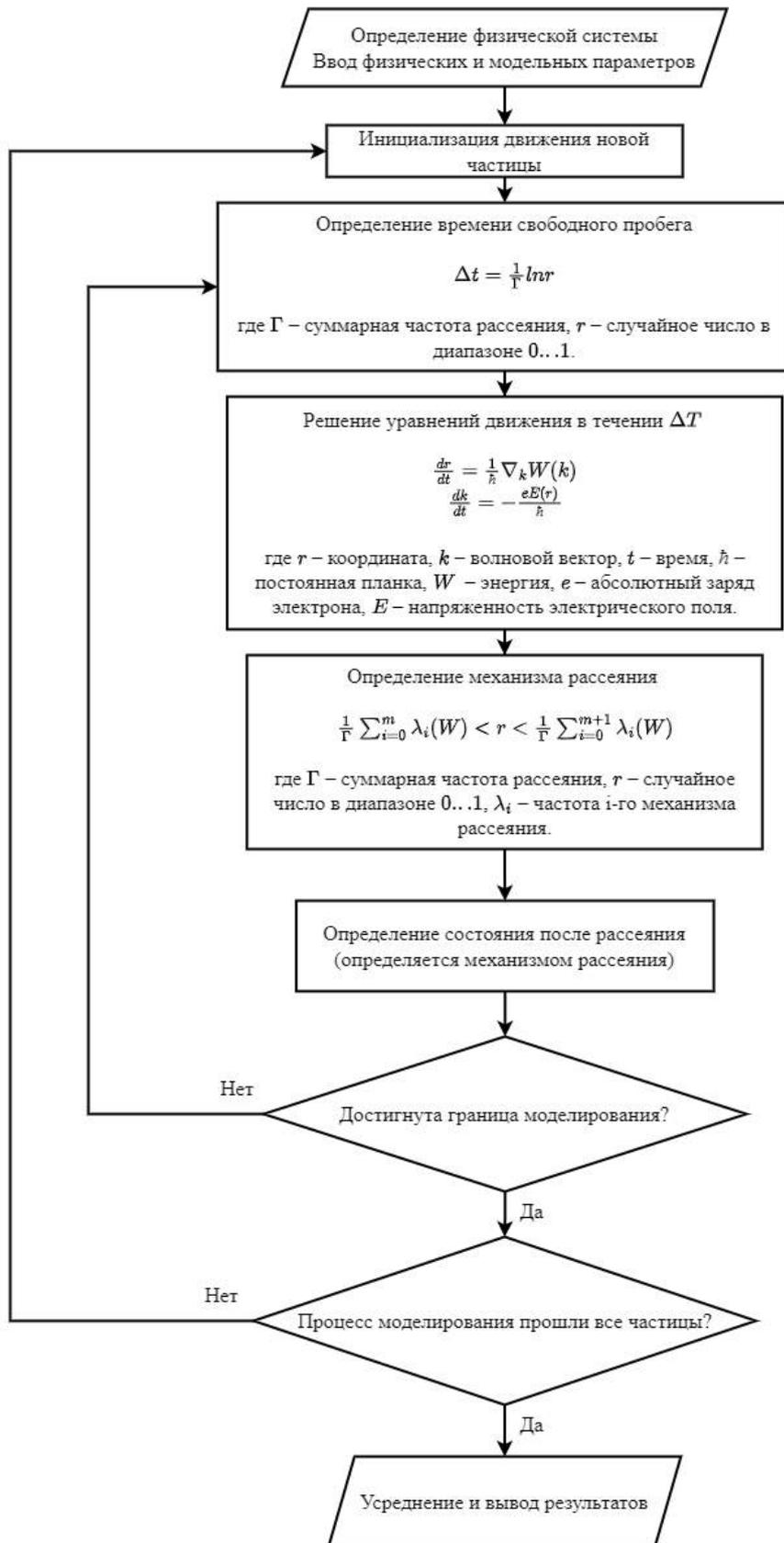


Рисунок 1.13 – Блок-схема многочастичного алгоритма Монте-Карло

Перед началом моделирования устанавливается температура кристаллической решетки исследуемой системы, которая определяет спектры фононов и другие параметры материала. При этом наименее известные параметры, как правило, принимаются в качестве настраиваемых параметров. На этом этапе также задается число частиц, которое определяет точность результатов моделирования.

При моделировании переноса носителей заряда в субмикронной полупроводниковой структуре необходимо рассматривать движение большого ансамбля частиц. Как правило, в качестве начального используется распределение Максвелла волновых векторов и энергий электронов в полупространстве. В случае невырожденного полупроводника это распределение описывается функцией Ферми:

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{(W-W_F)}{k_B T}} + 1}, \quad (1.34)$$

где  $W_F$  – уровень Ферми,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура электронно-дырочного газа.

Волновой вектор электрона  $\mathbf{k}$  и его координата  $\mathbf{r}$  изменяются в зависимости от внешнего электрического поля между актами рассеяния и определяются по формулам:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} W(\mathbf{k}), \\ \frac{dk}{dt} &= -\frac{qE(\mathbf{r})}{\hbar}. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Время свободного пробега, в течение которого частица движется без рассеяния, определяется в соответствии с выражением:

$$\Delta t = -\frac{1}{\Gamma} \ln(r), \quad (1.36)$$

где  $r$  – случайное число, имеющее равномерное распределение в интервале  $(0, 1)$ ,  $\Gamma$  – суммарная частота для всех механизмов рассеяния носителей заряда.

Так как реальная суммарная частота для всех механизмов рассеяния является функцией, зависящей от энергии электрона, то для уменьшения вычислительной сложности решаемой задачи дополнительно вводится фиктивный механизм «саморассеяния». В результате полная вероятность рассеяния является постоянной величиной. Особенностью процесса саморассеяния является то, что в результате ни энергия частицы, ни направление движения не меняются.

После стадии свободного пробега происходит выбор механизма рассеяния с помощью второго случайного числа  $r$ , равномерно распределенного в интервале от 0 до 1. Процесс рассеяния с порядковым номером  $m$  выбирается, если

$$\frac{1}{\Gamma} \sum_{i=1}^{m-1} \lambda_i(W) < r < \frac{1}{\Gamma} \sum_{i=1}^m \lambda_i(W). \quad (1.37)$$

Волновой вектор после рассеяния определяется с помощью следующих выражений

$$\begin{aligned} k'_z &= k' \cos \theta, \\ k'_x &= k' \sin \theta \cos \varphi, \\ k'_y &= k' \sin \theta \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1.38)$$

где азимутальный угол  $\varphi$  считается равномерно распределенным в интервале  $(0, 2\pi)$ .

Основными механизмами, которые определяют рассеяние носителей заряда в твердом теле, являются: рассеяние на акустических и оптических фононах, рассеяние на атомах ионизированной примеси и рассеяние при ударной ионизации, которое проявляется при энергиях электронов свыше нескольких эВ [86]. Ниже представлены выражения для расчета частот рассеяния, в которых учитывается непараболичности зонной структуры.

Частота рассеяния на атомах ионизированной примеси описывается формулой Брукса-Херринга [86]

$$\lambda_i(W) = \frac{2\sqrt{2}\pi N_i q^4 m^{1/2} (1 + 2\alpha W)}{\varepsilon^2 \eta^2 \beta^2 \gamma^{1/2}(W)}, \quad (1.39)$$

где  $m$  – эффективная масса электронов,  $\gamma(W) = W(1 + \alpha W)$  – функция непараболичности. Угловое распределение вероятности для рассеяния на ионизированной примеси определяется следующим выражением

$$P_i(\theta)d\theta \sim \left[ \frac{\alpha_k^2 + c_k^2 \cos \theta}{\beta^2 + (4m/\eta^2)\gamma(W)(1 - \cos \theta)} \right]^2 \sin \theta d\theta. \quad (1.40)$$

Рассеяние на акустических фононах является практически упругим, так как тепловая энергия носителей заряда значительно больше энергии возбуждения акустических фононов. В этом случае частота рассеяния электронов на акустических фононах определяется следующим выражением [87]

$$\lambda_a(W) = \frac{(2m)^{3/2} k_B T \varepsilon_a^2}{2\pi \rho S^2 \hbar^4} \gamma^{1/2}(W) (1 + 2\alpha W) F_a(W), \quad (1.41)$$

$$F_a(W) = \frac{(1 + \alpha W)^2 + [1/3](\alpha W)^2}{(1 + 2\alpha W)^2}.$$

Угловое распределение вероятности для акустического рассеяния является изотропным и определяется следующими выражениями [86]:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= 1 - 2r_3, \\ \varphi &= 2\pi r_4. \end{aligned} \quad (1.42)$$

В неполярных полупроводниках также существуют механизмы внутримолекулярного рассеяния, рассеяния между эквивалентными и неэквивалентными долинами, которые определяется неполярными оптическими фононами. Рассеяние на неполярных оптических фононах также

является изотропным, поэтому углы после рассеяния определяются выражениями (1.42).

Для внутривалинного рассеяния на неполярных оптических фононах частота определяется из соотношения [86, 87]

$$\lambda_{op}(W) = \frac{D^2 m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}\pi\eta^3 \rho \omega_{op}} \left[ \frac{N_{op}}{N_{op} + 1} \right] \gamma^{\frac{1}{2}}(W \pm \hbar\omega_{op})(1 + 2\alpha(W \pm \eta\omega_{op})). \quad (1.43)$$

Для рассеяния электронов между эквивалентными долинами частота определяется из соотношения [88]

$$\lambda_{op}(W) = \frac{D^2 m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}\pi\eta^3 \rho \omega_{op}} (Z_e - 1) \left[ \frac{N_{op}}{N_{op} + 1} \right] \gamma^{\frac{1}{2}}(W \pm \hbar\omega_{op}) \left( 1 + 2\alpha(W \pm \hbar\omega_{op}) \right), \quad (1.44)$$

где  $Z_e$  – число эквивалентных долин.

Если энергия электрона достаточна для перехода в верхние L-долины, то соответствующая частота рассеяния равна [60]

$$\lambda_{op}(W) = \frac{D^2 m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}\pi\eta^3 \rho \omega_{op}} Z_L \left[ \frac{N_{op}}{N_{op} + 1} \right] \gamma^{\frac{1}{2}}(W \pm \hbar\omega_{op} - \Delta W_{LX}) \left( 1 + 2\alpha(W \pm \hbar\omega_{op} - \Delta W_{LX}) \right), \quad (1.45)$$

где  $Z_L$  – число верхних долин,  $\Delta W_{LX}$  – величина энергетического зазора между долинами.

В сильных электрических полях для моделирования процессов переноса носителей заряда частота рассеяния при ударной ионизации описывается формулой Келдыша [89]

$$\lambda_{ii}(W) = P \lambda_{op}(W_{th}) \left( \frac{W - W_{th}}{W_{th}} \right)^2, \quad (1.46)$$

где  $P$  – константа,  $W_{th}$  – пороговая энергия ударной ионизации. После ударной ионизации направление волнового вектора и импульса частицы определяется

выражением (1.42). В работах [89, 90] приводится критика данного подхода, однако применение эмпирической формулы Келдыша является наиболее оптимальным приближением позволяющим достичь требуемой точности моделирования, сохраняя при этом простоту реализации алгоритма.

Оценки времен релаксации энергии и импульса и их изменения при воздействии мгновенных нейтронов, полученные с помощью метода Монте-Карло, могут быть использованы в качестве исходных данных для аналитических оценок изменения переноса носителей заряда после радиационного воздействия с помощью модели Друде [91]. Модель Друде основана на решении кинетического уравнения Больцмана в приближении времен релаксации. С её помощью аналитически вычисляются такие параметры как проводимость, подвижность, средняя скорость носителей заряда и плотность тока. Модель Друде может быть использована для простой аналитической оценки изменения параметров полупроводниковых материалов после радиационного воздействия, а также для оценки реакции на радиационное воздействие приборов с размерами активной области, превышающими длину свободного пробега носителей заряда ( $\sim 100$  нм).

В случае самосогласованного метода Монте-Карло движение всех электронов, прерываемое актами рассеяния, продолжается в течение времени  $\tau$ . После того, как суммарное время свободного пробега каждой частицы превысит  $\tau$ , производится расчет промежуточных значений положений частиц для вычисления пространственного распределения электрического поля, формируемого модельными частицами, неподвижными зарядами и граничными условиями путем решения уравнения Пуассона, после чего процесс повторяется. Значение  $\tau$  обычно выбирается как величина обратная суммарной частоте рассеяния  $\Gamma$  или плазмонной частоте в случае постоянных по времени внешних полей. В случае нестационарных внешних полей в качестве шага по времени принимают характерный масштаб изменения поля. Схематично данный процесс представлен на рисунке 1.14.

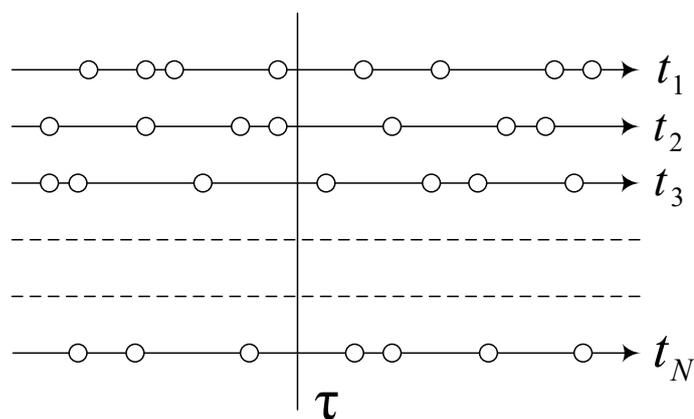


Рисунок 1.14 – Схема многочастичного метода Монте-Карло:  $t_1, t_2, \dots, t_N$  – шкала времени для  $i$ -ой частицы;  $\bigcirc$  – акт рассеяния;  $t$  – временной шаг

При практической реализации алгоритма метода частиц необходим эффективный метод решения уравнения Пуассона, так как время, затрачиваемое на расчет напряженности электрического поля, не должно сильно превышать время выполнения основной процедуры метода Монте-Карло. Невыполнение этого требования в противном случае приводит к значительному увеличению длительности процесса моделирования. Выделяют методы аппроксимации уравнения Пуассона с помощью конечных разностей [92], элементов [93] и объемов [94].

Конечно-разностная аппроксимация основана на представлении уравнения Пуассона в виде системы линейных алгебраических уравнений, записанных для узлов сетки, которая покрывает расчетную область. Основным недостатком конечно-разностного метода аппроксимации производных является привязка полученного решения к узлам расчетной сетки. Учитывая, что границы областей обычно имеют сложную форму, для их корректного описания необходимо уменьшать масштаб пространственной сетки, что в свою очередь негативно сказывается на скорости решения задачи.

Конечно-элементный метод аппроксимации основан на представлении исследуемого уравнения в форме функционала, вид которого определяется также граничными условиями задачи. Расчетная область разбивается на подобласти (конечные элементы), для каждого из которых исследуемый

функционал аппроксимируется набором базисных функций. В итоге полученная система линейных алгебраических уравнений решается одним из численных методов. К недостаткам данного подхода можно отнести вычислительную сложность конечно-элементной аппроксимации уравнения Пуассона по сравнению с конечно-разностным представлением.

Метод конечных объемов заключается в решении уравнения Пуассона в интегральном представлении, в котором вычисление интеграла по объему заменяется на решение интеграла по контуру, что значительно уменьшает объем вычислений.

Применительно к самосогласованному методу Монте-Карло наиболее эффективным является метод конечных объемов как компромисс между вычислительной сложностью и временем расчета.

При моделировании методом Монте-Карло переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах учет воздействия потока нейтронов спектра деления сводится к введению в процедуры алгоритма дополнительного механизма рассеяния на заряженных радиационных кластерах и субкластерах [33, 69]. В работе [69] частота рассеяния была рассчитана исходя из предположения, что кластер дефектов представляет собой непрозрачную для носителей заряда область. Однако в настоящее время в различных работах представлены модели разупорядоченной области, отличающиеся формой потенциала рассеяния, подробно рассмотренных в разделе 1.2.4.

Для субмикронных приборов микроэлектроники актуальным становится вопрос моделирования переноса носителей заряда в условиях формирования в активной области прибора единичного кластера радиационных дефектов. В этом случае подход, основанный на дополнительном механизме рассеяния, перестает корректно описывать протекающие процессы переноса носителей заряда, так как понятие частоты рассеяния неприменимо при низкой концентрации рассеивающих центров.

## 1.5 Выводы по главе 1

1. К моменту написания работы разработано несколько теоретических подходов к моделированию процесса дефектообразования в полупроводниковых структурах, отличающиеся пространственными (от 1 нм до 1 мкм) и временными масштабами (от 1 фс до 1 пкс), а также методики теоретического анализа пространственного распределения радиационных дефектов в кластере. Однако данные методики позволяют оценить набор параметров кластера (средние размеры СКРД и среднее расстояние между ними) с ограниченной точностью и не анализируют их временную динамику, что недостаточно для моделирования переноса носителей заряда при формировании одиночного КРД. Поэтому необходима разработка методики анализа пространственного распределения КРД в полупроводниковых структурах, позволяющей получить детальную и точную информацию о параметрах кластера и его эволюции во времени;

2. К моменту написания работы существует несколько моделей потенциала рассеяния на кластерах/субкластерах радиационных дефектов (модель жесткой сердцевины, модель Госсика, модель Флеминга), предполагающих различную внутреннюю структуру разупорядоченной области. Однако в более ранних работах потенциал выбирался исходя из качественных соображений об изменении переноса носителей заряда после радиационного воздействия. Поэтому необходимо на основании сравнения результатов численного моделирования с помощью различных функций потенциала рассеяния с экспериментальными данными выбрать наиболее подходящий потенциал для исследований реакции полупроводниковых приборов на воздействие радиации.

3. Для корректного расчета импульса тока, возникающего при прохождении высокоэнергичной частицы через твердое тело, необходима информация о временной эволюции процесса формирования каскада атомных смещений, а именно количества энергии, переданной в электронную

подсистему, и объем области ионизации, в котором происходит генерация неравновесных электронно-дырочных пар. Эти данные используются в качестве входных параметров в физико-топологической модели;

4. Большинство работ, посвященных анализу деградации характеристик полупроводниковых приборов при нейтронном воздействии, выполнено в приближении равномерного распределения кластеров радиационных дефектов в рабочей области, что справедливо при высоких уровнях радиационного воздействия ( $> 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ), когда каскады смещений начинают частично перекрываться. Однако при низких уровнях нейтронного облучения область пространственной локализации кластера радиационных дефектов будет играть решающую роль в степени повреждения полупроводникового прибора. Особую роль это играет в полупроводниковых приборах с субмикронными и нанометровыми технологическими нормами, когда даже один кластер радиационных дефектов может перекрыть рабочую область прибора.

5. В настоящее время возникновение одиночных событий вследствие ионизационных процессов в интегральных схемах при воздействии нейтронов теоретически изучено и экспериментально подтверждено для элементов динамической памяти, изготовленных на объемном кремнии по 3-мкм технологическому процессу. Однако по мере уменьшения размеров транзисторов при формировании кластера радиационных дефектов в канале возможно возникновение ситуации, когда его проводимость за счет дополнительного рассеяния подвижных носителей заряда на образующихся радиационных дефектах опустится ниже критического значения, которое определяет границу между открытым и закрытым состояниями. Если этого времени будет достаточно, то произойдет нештатное изменение состояния ячейки памяти. Поэтому необходимо исследовать влияние данного механизма на сбоеустойчивость элементарных ячеек памяти, выполненных по проектным нормам 20 нм и меньше.

## **ГЛАВА 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ**

В соответствии с разделом 1.4, традиционно [33, 67] для расчетов исходных данных, используемых в качестве параметров физико-топологической модели, использовалось допущение однородного распределения радиационных дефектов в полупроводниковой структуре. Для приборов современной наноэлектроники данные условия могут не выполняться, так как в таких структурах геометрические размеры КРД и расстояния между ними сопоставимы с размерами активных областей. Такая же ситуация наблюдается и при низких значениях потока нейтронного облучения. В этом случае изменение характеристик приборов после радиационного воздействия зависит от особенностей распределения кластеров радиационных дефектов (КРД) в рабочей зоне прибора.

Как показано в разделе 1.2, существующие методы позволяют моделировать процессы образования разупорядоченных областей в полупроводниковых материалах с различным временным и пространственным разрешениями. Таким образом, для оценки флуктуаций изменения параметров наноразмерных приборов, необходимо детальное исследование структуры КРД, образующихся при нейтронном воздействии, с учетом различий для нейтронов разных спектров.

Во второй главе диссертации обосновывается применимость приближений и моделей, используемых в работе для исследования влияния радиационного воздействия, позволяющих оценить параметры пространственного распределения радиационных дефектов. Результаты моделирования переноса носителей заряда после радиационного воздействия приводятся в главе 3.

## 2.1. Моделирование процессов дефектообразования в Si с помощью метода молекулярной динамики

Для моделирования процесса формирования кластера радиационных дефектов под действием потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления использовался пакет прикладных программ LAMMPS [95]. Для выбора межатомного потенциала была проведена серия расчетов динамики каскадов атомных смещений для следующей конфигурации. В течение 100 пс моделировалось образование вакансий в кремнии первичным атомом отдачи с кинетической энергией 300 эВ с помощью двух различных потенциалов: оригинального потенциала Стиллинджера-Вибера [26] (Stillinger-Weber) и его модификации, представленной в работе [96]. За данный интервал времени моделирования число дефектов должно установиться к стационарному значению, так как он по порядку величины соответствует нескольким периодам колебания кристаллической решетки кремния. Первоначальное значение кинетической энергии атома отдачи было выбрано таким образом, чтобы при расчетах не учитывать влияние электронных потерь, которые для энергий первичного атома отдачи меньшей, чем 10 кэВ в кремнии много меньше упругих потерь.

Потенциал Стиллинджера-Вибера является потенциалом третьего порядка и описывается следующим выражением:

$$U(r) = \sum_i \sum_{j>1} U_2(r_{ij}) + \sum_i \sum_{j \neq i} \sum_{k \neq j \neq i} U_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk}),$$

$$U_2(r_{ij}) = \begin{cases} A_{ij} \varepsilon_{ij} [B_{ij} (\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}})^{p_{ij}} - (\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}})^{q_{ij}}] e^{\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij} - a_{ij} \sigma_{ij}}}, & r_{ij} \leq a_{ij} \sigma_{ij}, \\ 0, & r_{ij} \geq a_{ij} \sigma_{ij} \end{cases} \quad (2.1)$$

$$U_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk}) = \lambda_{ijk} \varepsilon_{ijk} [\cos \theta_{ijk} + \cos \theta_{0ijk}]^2 e^{\frac{\gamma_{ij} \sigma_{ij}}{r_{ij} - a_{ij} \sigma_{ij}}} e^{\frac{\gamma_{ik} \sigma_{ik}}{r_{ik} - a_{ik} \sigma_{ik}}},$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $p$ ,  $q$ ,  $a$ ,  $\lambda$  и  $\gamma$  – безразмерные параметры модели;  $a \sigma$  – расстояние отсечки,  $\varepsilon$  – размерный коэффициент. Значения всех параметров модели, как

размерных так безразмерных, выбраны в основополагающей работе Стиллинджера и Вибера таким образом, чтобы результаты моделирования физико-химических параметров кремния с использованием данного потенциала соответствовали экспериментальным данным. Модифицированный потенциал Стиллинджера-Вибера [96] отличается от оригинального значениями параметров  $A$ ,  $B$ ,  $p$ ,  $q$ ,  $\varepsilon$  и  $\sigma$ , которые выбраны таким образом, чтобы изменить глубину и ширину потенциальной ямы межатомного потенциала, значения которых представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Сравнение характеристик оригинального и модифицированного потенциала Стиллинджера-Вибера [26,96]

Параметр	Оригинальный потенциал Стиллинджера -Вибера [26]	Потенциал Норлунда [96]
Ширина, А	0.903	0.847
Глубина, эВ	2.16	2.28

Результаты расчетов представлены на рисунке 2.1. Также на графике для сравнения приведены результаты моделирования для тех же исходных данных, полученных с помощью программы TRIM [11]. Число реализаций каскада атомных столкновений, выбранное для процедуры усреднения, было выбрано равным 30, как и в работе [97].

Из полученных результатов следует, что оба потенциала качественно одинаково описывают временную динамику формирования разупорядоченной области. Но, исходя из сравнения с результатами моделирования TRIM, для дальнейших расчетов дефектообразования в кремнии был выбран потенциал Стиллинджера-Вибера [26].

Другим важным аспектом моделирования с помощью метода молекулярной динамики являются геометрические размеры области моделирования. С одной стороны, её размеры не должны быть слишком маленькими, чтобы не происходило взаимного влияния атомов,

расположенных на границах области, так как при моделировании используются периодические граничные условия. С другой стороны, при увеличении расчетной области растет вычислительная сложность решаемой задачи, которая пропорциональна числу атомов моделируемой системы.

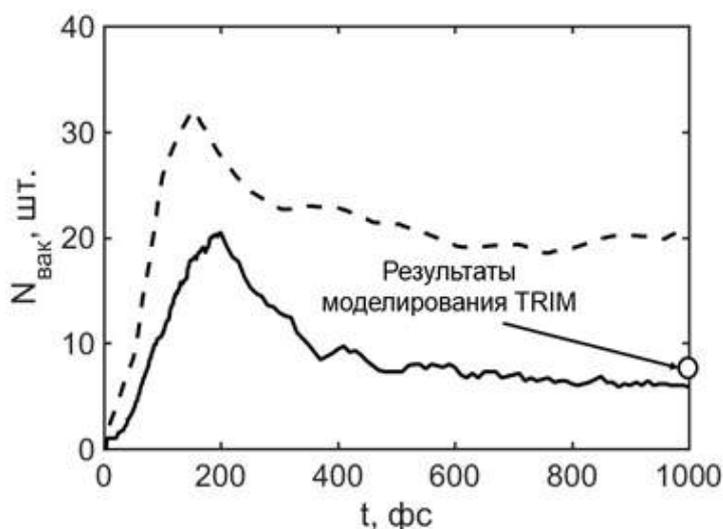


Рисунок 2.1 – Изменение среднего числа вакансий, образованных первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 300 эВ, рассчитанное с помощью двух различных потенциалов:

(—) оригинального потенциала Стиллера-Вебера (Stillinger-Weber) [26] и (---) его модификации, представленной в работе [96].

Для дальнейших расчетов использовалась следующая конфигурация. Размер расчетной области составил  $400 \times 400 \times 400$  А (4096000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течение 100 пикосекунд, образованной первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 3 кэВ. Данное значение энергии было выбрано из расчета, что параметры каскада атомных смещений можно будет оценить, не учитывая процессы распада кластера на отдельные субкластеры. Вдоль трех ортогональных направлений использовались периодические граничные условия, тем самым, моделируя поведение атомов в объемном материале. Для определения местоположения дефектов в моделируемой

системе использовался метод, основанный на построении ячеек Вигнера-Зейтца [54].

На рисунке 2.2 представлена динамика изменения общего числа дефектов и объема кластера радиационных дефектов в течение всего времени моделирования.

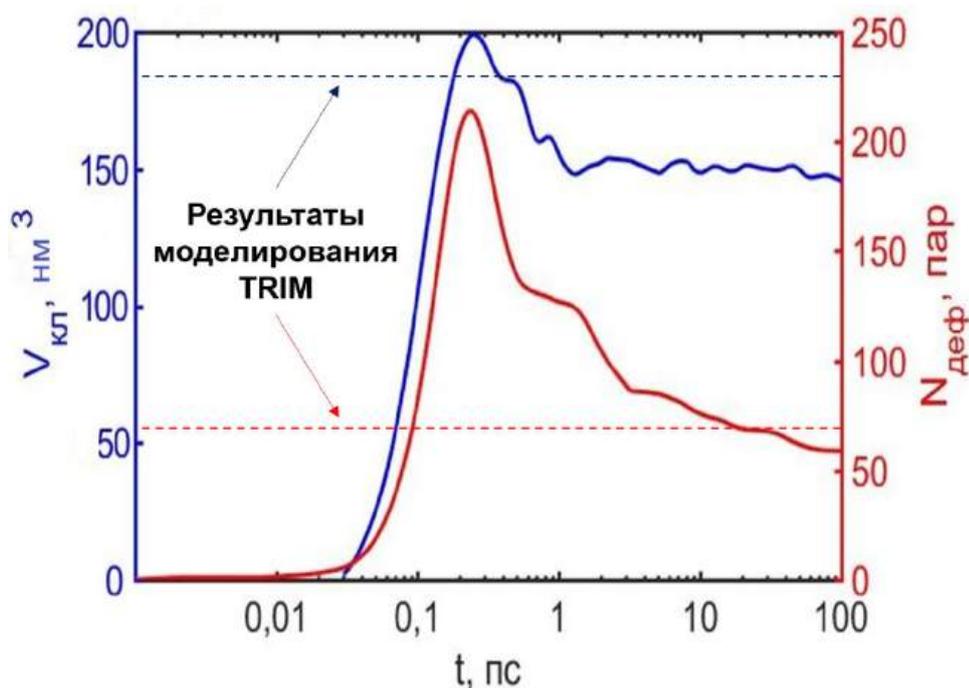


Рисунок 2.2 – Временная динамика процесса формирования кластера радиационных дефектов в кремнии. Число реализаций каскада атомных столкновений для процедуры усреднения, было выбрано равным 10, как компромисс между достигаемой точностью и длительность расчетов. Отличие полученных результатов от оценок, выполненных с помощью ПО TRIM [11], обусловлено тем, что математическая модель TRIM не учитывает процессы стабилизации дефектов

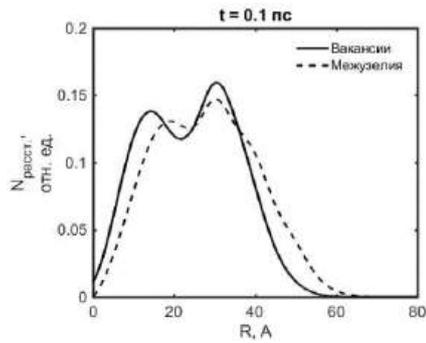
Как видно из рисунка 2.2, в процессе формирования кластера радиационных дефектов можно выделить 4 характерные стадии: баллистический участок (до 0,04 пс), в течение которого первичный атом отдачи движется практически без столкновений; участок термического расширения (от 0,04 до 0,2 пс), на протяжении которого число дефектов в кластере стремительно нарастает; стадия первичной стабилизации (от 0,2 до

0,5 пс), которая характеризуется резким уменьшением числа дефектов за счет рекомбинации близких пар Френкеля, и стадия быстрого отжига (от 0,5 пс), которая может длиться несколько наносекунд, сопровождаясь при этом плавным по сравнению со стадией первичной стабилизации уменьшением числа дефектов за счет отжига. Медленный темп рекомбинации дефектов на последней стадии объясняется термостимулированной диффузией дефектов в остывающем объемном полупроводнике, поэтому для адекватного описания последующего отжига необходим больший промежуток времени физического моделирования (от единиц секунд до нескольких часов [97]). Стоит отметить, что объем кластера радиационных дефектов на стадии быстрого отжига практически не меняется, в то время как число дефектов в нем медленно уменьшается, что связано с рекомбинацией пар дефектов, расположенных в центре, а не на периферии разупорядоченной области.

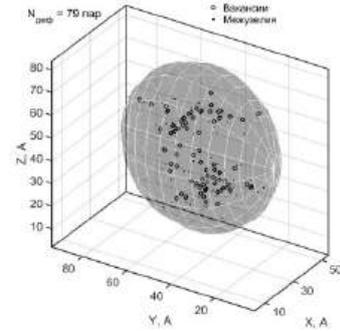
На рисунке 2.2 также приводятся для сравнения результаты моделирования образования кластера радиационных дефектов для тех же начальных условий с помощью программы TRIM [11]. В конце моделируемого промежутка времени число пар радиационных дефектов и объем кластера, полученных с помощью метода молекулярной динамики меньше, чем результаты расчетов с помощью программы TRIM, что можно объяснить учетом явления отжига радиационных дефектов.

Для анализа внутренней структуры кластера использовалось распределение попарных расстояний между точечными дефектами. Оно представляет собой функцию  $N(r)$ , где  $N$  – отношение числа дефектов, расстояние между которыми находится в интервале  $(r, r + \Delta r)$ , к общему числу дефектов в кластере [69]. Такое распределение имеет характерные максимумы, положение которых определяет области скопления точечных дефектов. На рисунках 2.3 – 2.5 представлены функции распределения попарных расстояний между точечными дефектами в различные моменты времени, построенные отдельно для вакансий и междоузельных атомов, а также распределения дефектов в разупорядоченных областях.

Из представленных выше графиков следует, что до середины участка термического расширения (рисунок 2.3а и 2.3б) формирование точечных дефектов происходит в основном вследствие взаимодействия первичного атома отдачи с атомами вещества, что приводит к появлению близкорасположенных максимумов в распределении попарных расстояний.



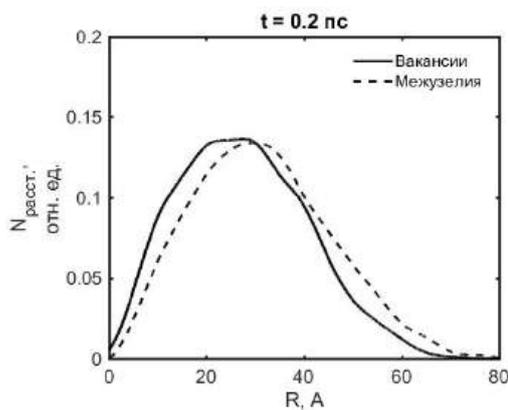
(а)



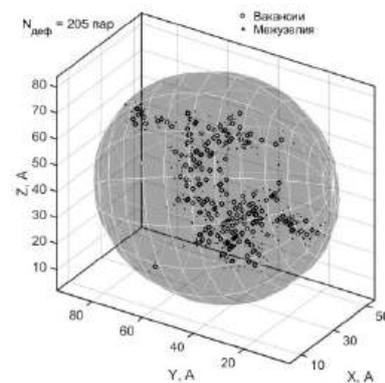
(б)

Рисунок 2.3 – Распределение попарных расстояний между дефектами (а) и распределения дефектов внутри кластера (б) в момент времени  $t = 0.1$  пс

В конце стадии термического расширения (рисунок 2.4а и 2.4б) распределения попарных расстояний как вакансий, так и межузельных атомов внутри кластера близки к нормальным, что свидетельствует об однородной структуре каскада атомных смещений.



(а)



(б)

Рисунок 2.4 – Распределение попарных расстояний между дефектами (а) и распределения дефектов внутри кластера (б) в момент времени  $t = 0.2$  пс

После стадий стабилизации и быстрого отжига (рисунок 2.5а и 2.5б) происходит перераспределение дефектов: вакансии собираются в центре кластера, в то время как межузельные атомы расположены в основном на его периферии.

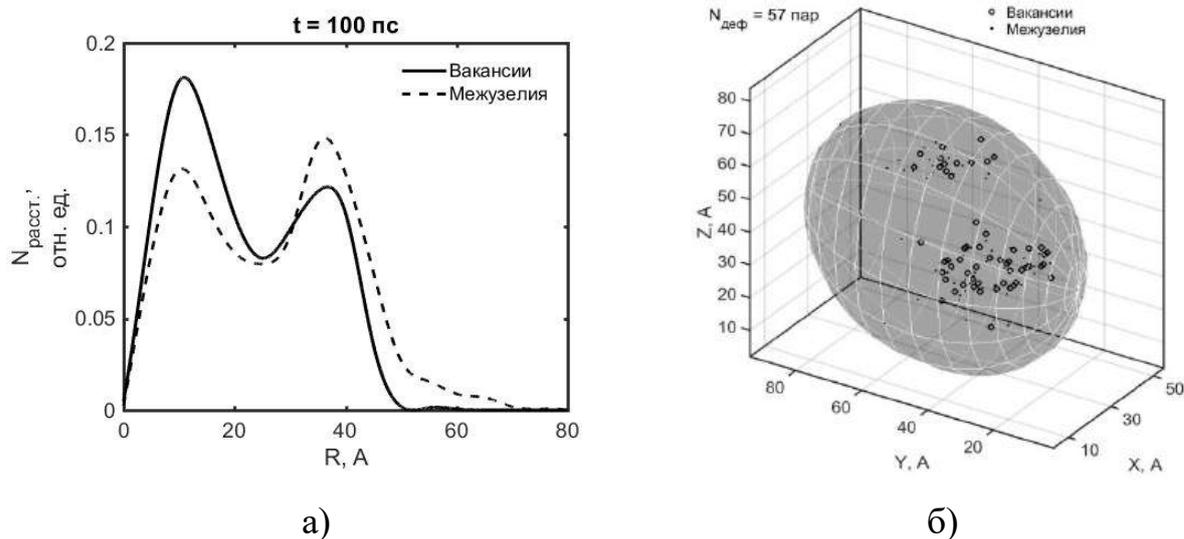


Рисунок 2.5 – Распределение попарных расстояний между дефектами (а) и распределения дефектов внутри кластера (б) в момент времени  $t = 100$  пс

Таким образом, метод анализа распределения попарных расстояний позволяет лишь качественно оценить динамику дефектообразования в полупроводниковых материалах при радиационном воздействии. Для более детальной оценки необходимо разработать алгоритм анализа, позволяющий определять пространственные параметры (геометрические размеры и положение) отдельных субкаскодов внутри кластера радиационных дефектов.

## 2.2. Методика анализа пространственного распределения радиационных дефектов в кластерах, образующихся при нейтронном воздействии

Блок-схема методики анализа структуры КРД и СКРД на основе результатов моделирования процесса дефектообразования с помощью метода молекулярной динамики и метода Монте-Карло представлена на рисунке 2.6.

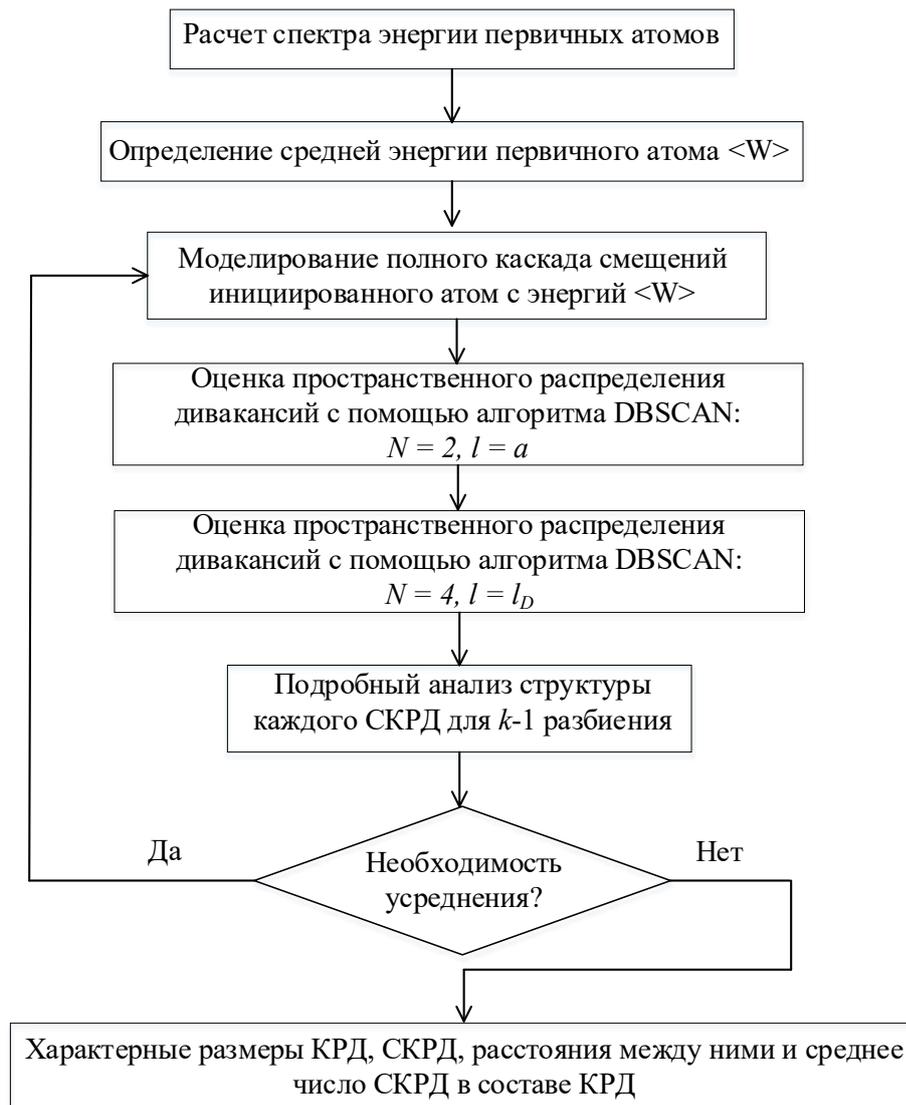


Рисунок 2.6 – Блок-схема алгоритма анализа пространственного распределения радиационных дефектов внутри кластера

Алгоритм включает в себя следующие последовательные шаги:

1) Анализ распределения первичных атомов отдачи по энергии. Для каждого нейтрона из заданной формы спектра по энергии рассчитывается энергия первичных атомов отдачи, которые генерирует данный нейтрон на основании модели упругого взаимодействия. Затем для полученного спектра первичных атомов отдачи рассчитываются усредненные характеристики (среднее значение и стандартное отклонение). Полученные значения используются в качестве исходных данных для численного моделирования

каскадов атомных смещений с помощью метода Монте-Карло [11] или метода молекулярной динамики [95].

2) Анализ количества субкластеров в отдельном КРД заключается в следующем. В результате моделирования развития отдельного каскада атомных смещений, инициированного первичным атомом с заданной начальной энергией, с помощью метода Монте-Карло или метода молекулярной динамики в качестве выходных данных получается массив трехмерных координат, соответствующий местоположению точечного дефекта. К данному массиву координат дважды последовательно применяется алгоритм кластеризации DBSCAN [98], входными параметрами которого являются минимальное число дефектов в субкластере  $N$  и максимальное расстояние между дефектами внутри одного субкластера  $l$ . Результатом работы данного алгоритма является разбиение исходного множества точек на несколько подмножеств с указанными параметрами. При первом использовании алгоритма DBSCAN [98] происходит оценка общего числа дивакансий и субкластеров дивакансий в каскаде атомных смещений, так как именно они выступают в качестве ловушек для подвижных носителей заряда [36] и участвуют в формировании ОПЗ КРД. Поэтому для первого использования параметры алгоритма кластеризации DBSCAN [98] составляют  $N^{(1)} = 2$  и  $l^{(1)} = a$ , где  $a$  – постоянная решетки материала. Затем в полученном разбиении происходит поиск отдельных субкластеров, чьи ОПЗ не перекрываются друг с другом, поэтому  $l^{(2)} = l_D$ , где  $l_D$  – длина Дебая, определяемая по формуле (1.14). При этом минимальное число дивакансий в одном субкластере равно  $N^{(2)} = 4$ , так как в этом случае СКРД является объемной фигурой, чьи размеры можно оценить на следующем этапе анализа.

3) Анализ характеристик отдельных СКРД сводится к аппроксимации каждого субкластера эллипсоидом вращения с помощью алгоритма [99]. Затем оцениваются характеристики получившихся эллипсоидов – размеры вдоль каждой оси, общий объем и число дефектов в каждом отдельном СКРД. Также на этом шаге происходит расчет расстояний между СКРД. В отличие от

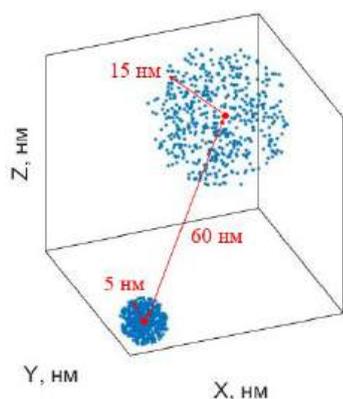
метода, основанного на анализе распределения попарных расстояний, предлагаемый подход позволяет оценить характеристики каждого СКРД по отдельности, а не вычислять усредненные значения. Это позволяет получать более детальную информацию о внутренней структуре всего КРД в целом для уточненной оценки изменения процессов переноса носителей заряда в полупроводниковых материалах после радиационного воздействия.

Данный алгоритм был реализован в виде пакета прикладных программ на языке программирования Python. Для проверки возможности применения предлагаемого подхода и сравнения с методом анализа распределения попарных расстояний были выполнены расчеты для следующих модельных задач, в которых распределение дефектов описывается заранее известной формой:

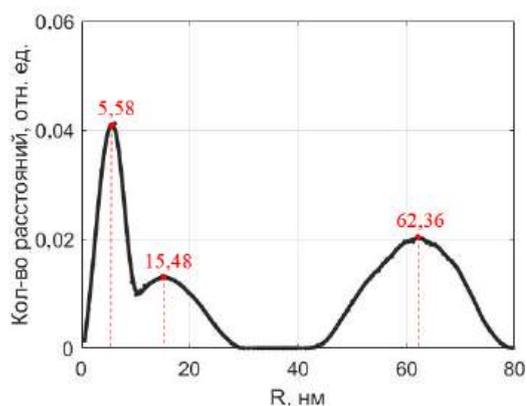
- шар, внутри которого дефекты распределены равномерно и случайным образом,
- эллипсоид, внутри которого дефекты распределены равномерно и случайным образом,
- несколько шаров и эллипсоидов, внутри которых дефекты распределены равномерно и случайным образом, расположенных на разных расстояниях друг от друга.

Примеры результатов расчетов приведены на рисунках 2.7 – 2.10.

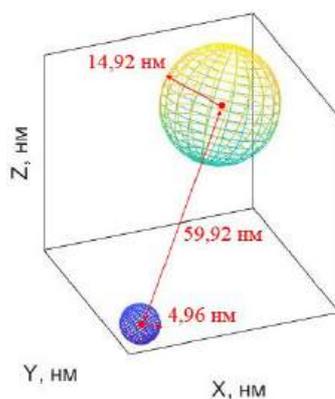
На рисунке 2.7 (б) можно выделить характерные максимумы в распределении расстояний между точками около  $\approx 5$  нм,  $\approx 15$  нм и  $\approx 60$  нм, что соответствует данным, приведенным на рисунке 2.7 (а). Два из них соответствуют радиусам кластеров, а третий – расстоянию между ними. Отличие по высоте и ширине первых двух пиков, объясняется разницей концентраций дефектов в шарах. В то же время моделирование с помощью применения предлагаемого метода, результаты которого представлены на рисунке 2.7 (в), однозначно определяет не только значения радиусов шаров и расстояния между ними, но и положение шаров в пространстве.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 2.7 – Модельное распределение точечных дефектов, состоящее из двух шаров (а), распределение попарных расстояний между точками в «субкластерах» (б) и аппроксимация с помощью алгоритма DBSCAN [98]

(в)

На рисунке 2.8 представлены аналогичные результаты для эллипсоида, внутри которого дефекты распределены равномерно и случайным образом. Данное приближение более точно, чем приближение шара, описывает форму СКРД в твердом теле, так как каскад атомных смещений, как правило, развивается вдоль одного выделенного направления, совпадающего с направлением движения атома отдачи с высокой энергией. Из результатов, представленных на рисунке 2.8, следует, что распределение попарных расстояний для эллипсоида становится несимметричным и имеет один максимум, соответствующий размерам по двум полуосям. На рисунке 2.8 (б) ширина распределения на полувысоте составляет  $\approx 10$  нм, а

максимум расположен около 7 нм. При использовании метода аппроксимации эллипсоидом вращения для того же массива точек полученная в результате фигура хорошо соотносится по размерам с исходными данными.

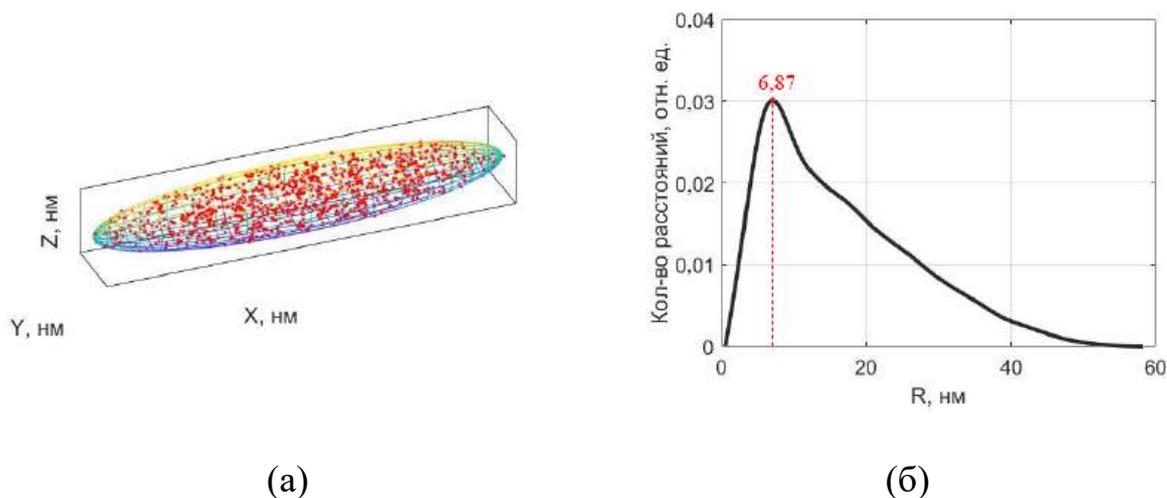
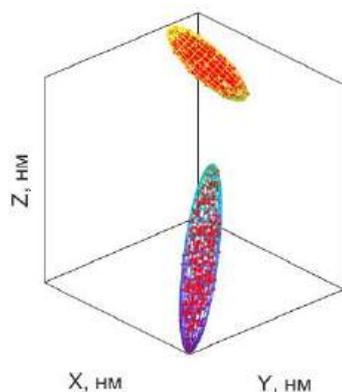
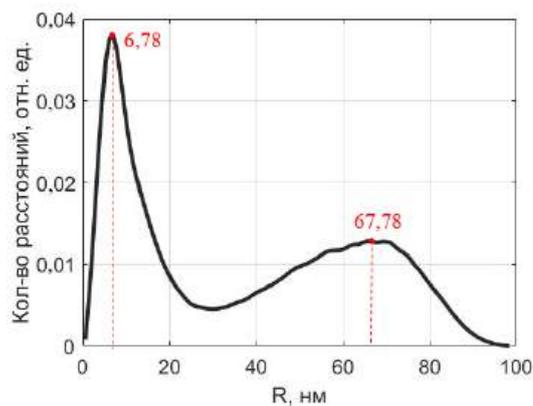


Рисунок 2.8 – Модельное распределение эллипсоид, внутри которого дефекты распределены равномерно и случайным образом, и аппроксимация эллипсоидом вращения с помощью алгоритма [99] (а), распределение попарных расстояний между точками (б). Модельное распределение состоит из одного эллипсоида вращения с полуосями 5, 5, 15 нм

Для случая модельного распределения двух эллипсоидов с отличием лишь в длине одной из полуосей (рисунке 2.9) распределение попарных расстояний также имеет два ярко выраженных максимума: первый соответствует характерному размеру скопления дефектов, второй - расстоянию между эллипсоидами. Однако погрешность определения размеров и расстояния между эллипсоидами возрастает.



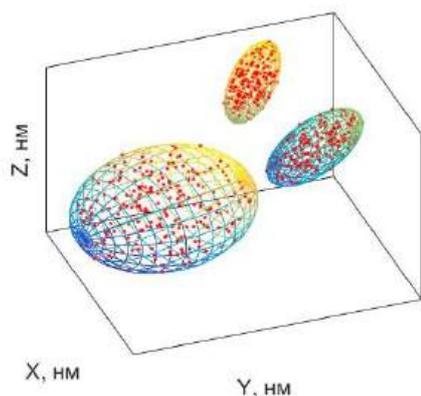
(а)



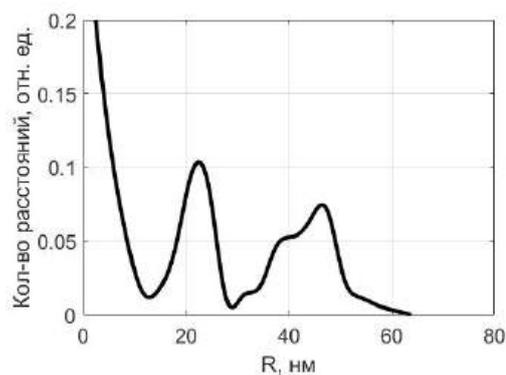
(б)

Рисунок 2.9 – Модельное распределение дефектов и их аппроксимация эллипсоидами вращения с помощью алгоритма [99] (а), распределение попарных расстояний между точками (б). Модельное распределение состоит из двух эллипсоидов вращения с полуосями 5, 5, 30 нм и 5, 5, 15 нм соответственно, внутри которых дефекты распределены равномерно и случайным образом. Расстояния между центрами эллипсоидов 60 нм

Рассмотрим случай модельного «КРД», состоящего из трех «СКРД» эллипсоидальной формы (рисунок 2.10). В этом случае для определения соответствия максимумов полученного распределения характерным размерам дефектных скоплений и расстояниям между ними необходим визуальный анализ. Напротив, сочетание алгоритма DBSCAN [98] с аппроксимацией отдельных СКРД эллипсоидом вращения позволяет полностью восстановить структуру «КРД» без применения визуального анализа.



(a)



(б)

Рисунок 2.10 – Модельное распределение дефектов и их аппроксимация эллипсоидами вращения с помощью метода [99] (а), распределение попарных расстояний между точками (б). Модельное распределение состоит из трех эллипсоидов вращения с полуосями 5, 5, 10 нм; 5, 10, 15 нм и 10, 15, 30 нм. Координаты центров эллипсоидов вращения (0, 0, 0); (20, 0, 0) и (40, 0, 0)

Необходимо отметить, что предлагаемый алгоритм может быть применен для оценок параметров формирующегося каскада атомных смещений.

### **2.3. Анализ пространственного распределения кластеров радиационных дефектов, образующихся в полупроводниковых материалах при воздействии потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления**

#### ***2.3.1 Анализ процессов формирования кластеров радиационных дефектов в Si при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления***

В данном параграфе приведены результаты анализа пространственного распределения кластеров дефектов в Si при различных характеристиках нейтронного потока. На основе модели п. 2.2 проведено моделирование процессов дефектообразования в Si при воздействии нейтронов со средней энергией ~2 МэВ (спектр деления (1.1)) и для атомов различного типа. На рисунке 2.11 представлены спектры первично смещенных атомов,

получивших энергию при столкновении с быстрым нейтроном спектра деления, вместе со спектром вторичных атомов отдачи. Расчет был выполнен в приближении модели твердых шаров, также была учтена зависимость сечения рассеяния нейтронов от их энергии, которое изменяется в пределах нескольких единиц барн [100 - 102]. Среднее значение энергии атомов Si составляет  $\approx 130$  кэВ.

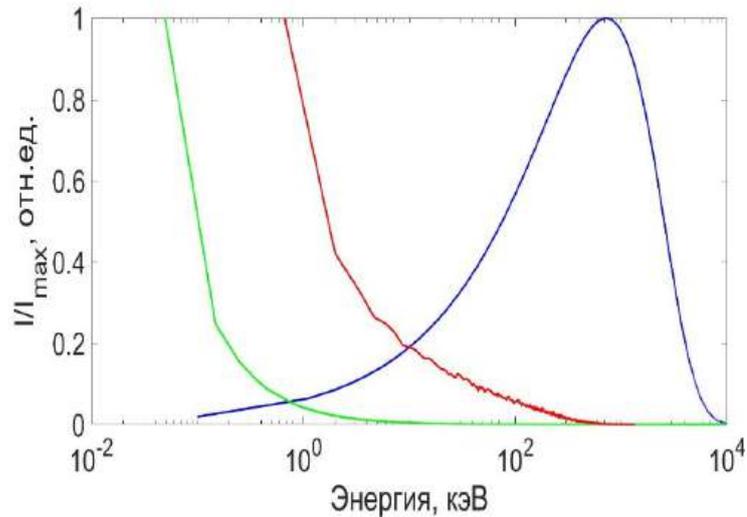


Рисунок 2.11 – Энергетические спектры первичных атомов (—) и вторичных атомов Si (—), образованных воздействием потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления (1.1) (—)

Больше половины всех кластеров не разделялись на отдельные субкаскады, если энергия атомов Si меньше 50 кэВ. При больших энергиях первичных атомов разупорядоченная область распадается на 2...10 субкаскада (рисунок 2.12).

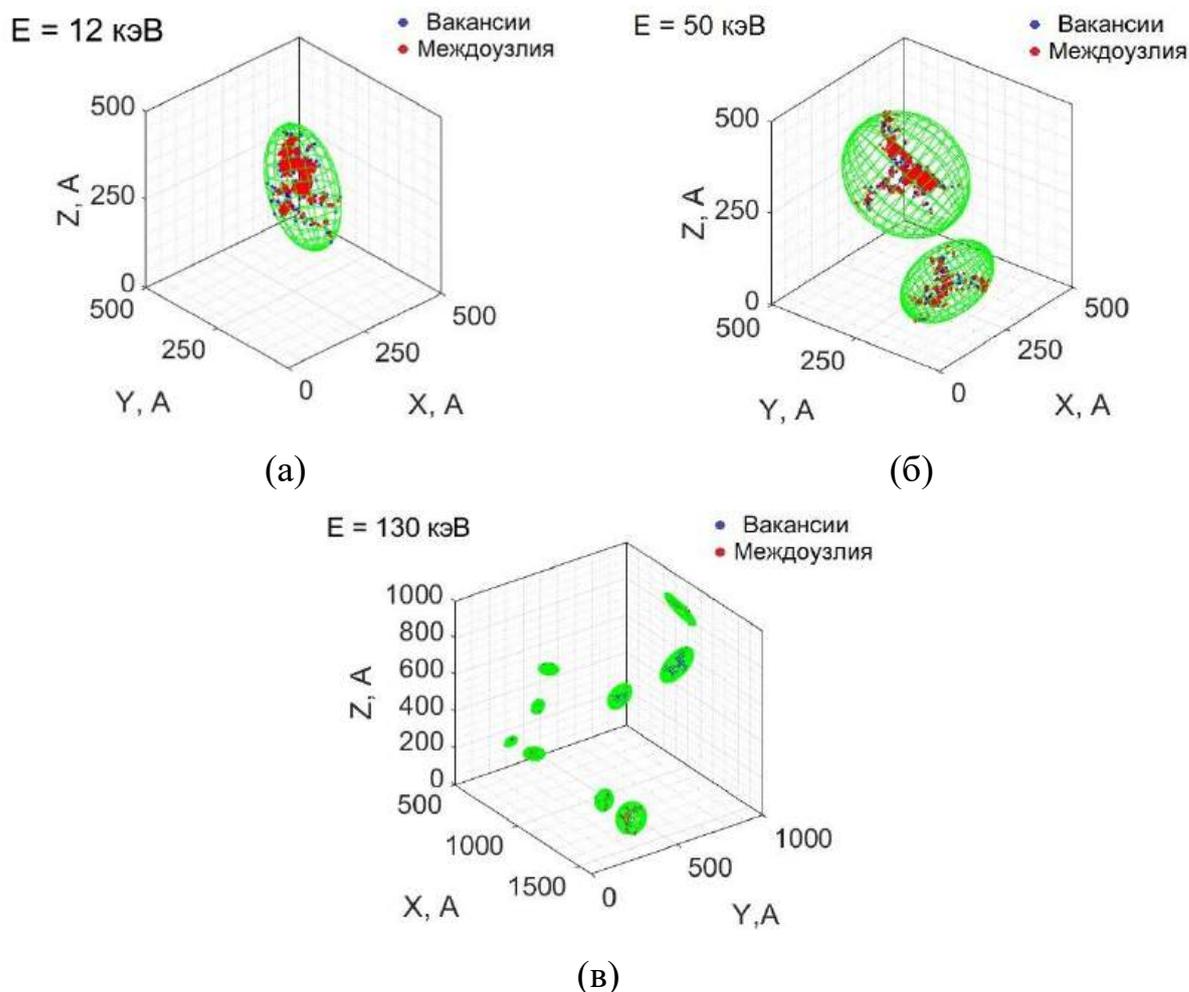


Рисунок 2.12 – Пространственное распределение радиационных дефектов, образованных в Si первичными атомами отдачи Si с энергией: (а) 12 кэВ, (б) 50 кэВ; (в) 130 кэВ

С помощью метода, предложенного в п. 2.2, анализировалось изменение числа субкластеров и общего числа дефектов в течение 100 пс формирования кластера радиационных дефектов, образованного первичным атомом отдачи с энергией 50 кэВ. Данная энергия была выбрана для исследования, так как, по результатам моделирования было установлено, что оно является пороговым значением, при котором кластер равновероятно распадается или не распадается на отдельные субкаскады. Полученные результаты представлены на рисунке 2.13.

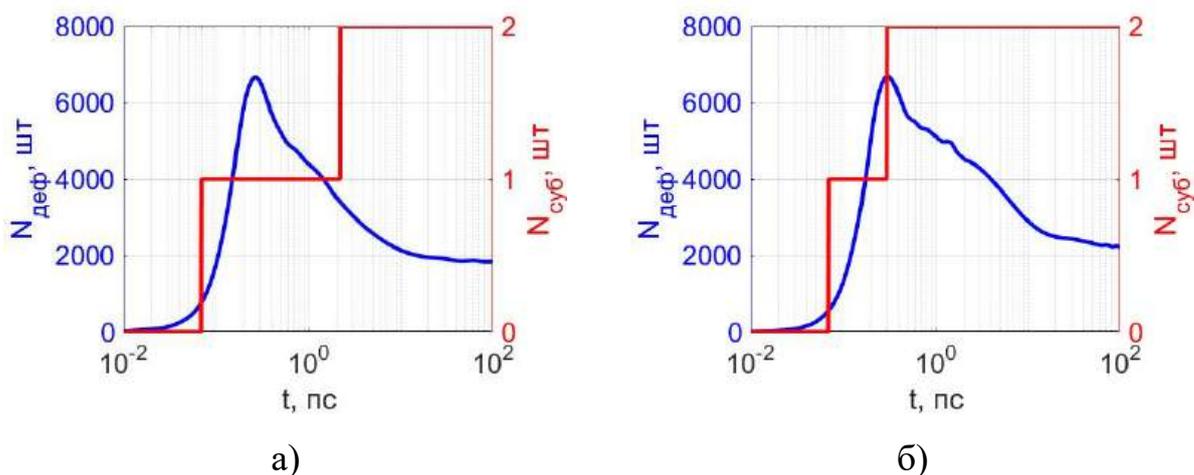


Рисунок 2.13 – Характерные зависимости числа субкластеров и общего числа радиационных дефектов в течении 100 пс формирования каскада атомных смещений, образованного первичным атомом отдачи Si с кинетической энергией 50 кэВ: а) разделение на субкластеры на стадии стабилизации каскада атомных смещений; б) разделение на субкластеры на стадии термического расширения кластера радиационных дефектов. Первый механизм доминирует при низких энергиях атома отдачи, второй – при высокой

Как следует из представленных графиков разделение кластера радиационных дефектов на отдельные СКРД происходит двумя возможными способами. Для случая, представленного на рисунке 2.13 (а), выделение СКРД из каскада атомных смещений происходит на стадии стабилизации кластера, когда происходит первичный отжиг радиационных дефектов. В этом случае один из субкластеров, как правило, имеет большие размеры по сравнению с другим. Напротив, когда разделение на субкластеры происходит на стадии термического расширения (рисунок 2.13 (б)), оба образовавшихся субкаскада имеют размеры одного порядка. При формировании кластера радиационных дефектов первичными атомами с большей энергией эти два механизма, в конечном счете, определяют число и размеры субкластеров внутри разупорядоченной области. Первый механизм будет доминировать при низких энергиях атома отдачи, однако с ростом энергии первичного атома отдачи

начнет преобладать второй механизм разделения на субкластеры, за счет более длинного трека частицы. Ранее такая детализация кластерообразования для анализа радиационной стойкости диодов и транзисторов не применялась.

### ***2.3.2 Анализ пространственного распределения кластеров в полупроводниковых материалах при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления***

Исследования пространственного распределения кластеров радиационных дефектов были проведены с помощью алгоритма, описанного в разделе 2.2, для следующих полупроводниковых материалов: Si, Ge, GaAs и GaN. Выбор данных материалов обусловлен различными условиями развития КРД. Так, в случае кремния, «легкий» первичный атом отдачи двигается в кристаллической решетке, состоящей из «легких» атомов. Обратная ситуация реализуется в германии, когда «тяжелый» первичный атом отдачи двигается в кристаллической решетке, состоящей из таких же «тяжелых» атомов. Также необходимо рассмотреть процесс образования КРД в бинарных соединениях, в которых кристаллическая решетка состоит из близких по массе элементов (GaAs) и разных по массе элементов (GaN).

По причине практически одинаковой массы атомов Ga и As расчеты параметров КРД в GaAs проводились только для атома Ga. Атом кремния более чем в 2,5 раза легче атома германия, поэтому распределение первичных атомов последнего лежит в области меньших энергий. Средняя энергия атомов Ge составляет  $\approx 52$  кэВ (рисунок 2.14). Среднее значение энергии атомов Ga составляет  $\approx 56$  кэВ. Так как атом Ga почти в пять раз тяжелее атома N, среднее значение энергии атомов N – 246 кэВ.

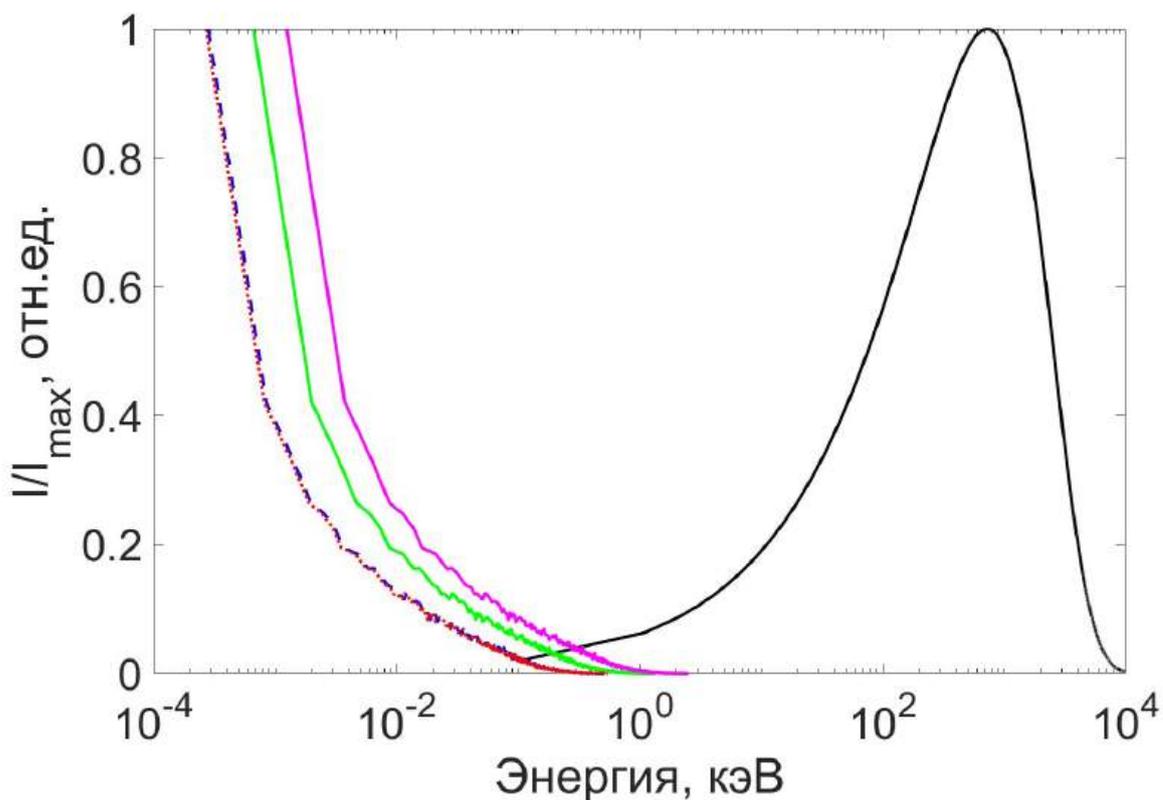
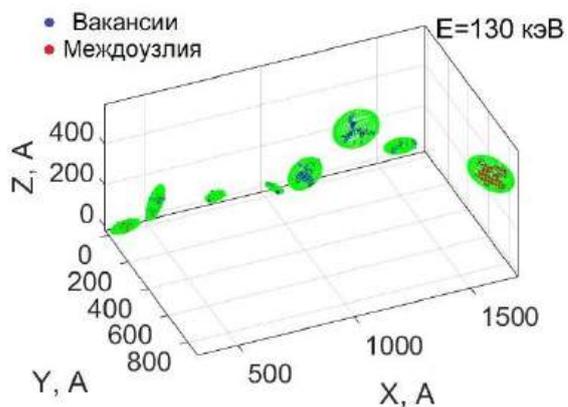
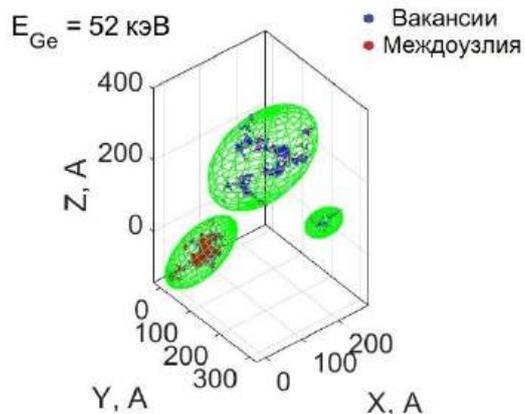


Рисунок 2.14 – Энергетические спектры первичных атомов Ge (---), Si (—), Ga (- - -) и N (—), образованных воздействием потока мгновенных нейтронов спектра деления (1.1) (—)

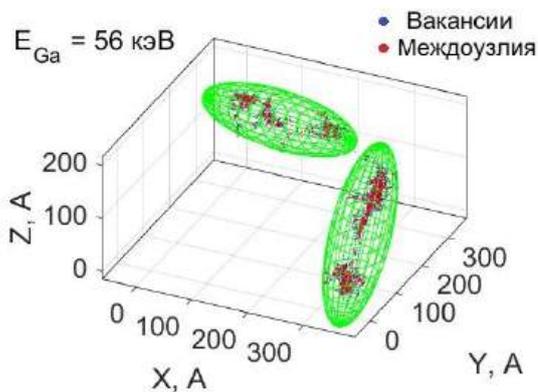
Первичный атом Ge и Ga образуют преимущественно плотные каскады атомных смещений, которые не распадаются на отдельные субкластеры (рисунки 2.15 б) и в)). При этом атом Si и N формируют сильно разреженные каскады атомных смещений (рисунок 2.15 а) и г)).



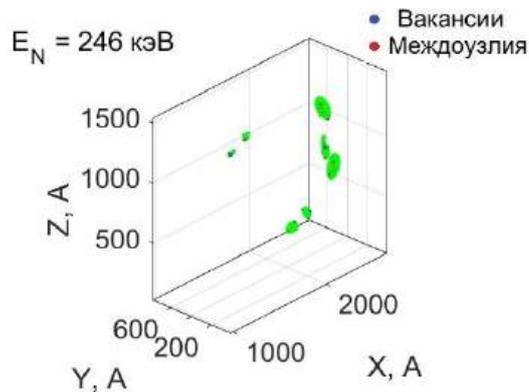
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.15 – Пространственное распределение радиационных дефектов, образованных в Si, Ge и GaAs первичными атомами отдачи а) Si с энергией 130 кэВ б) Ge с энергией 52 кэВ, в) Ga с энергией 56 кэВ, г) N с энергией 246 кэВ

Для различных энергетических спектров нейтронов распределения количества, размеров отдельных субкластеров и расстояний между ними близки к распределению Гаусса (рисунки 2.16 – 2.18), ограниченного со стороны малых расстояний и размеров.

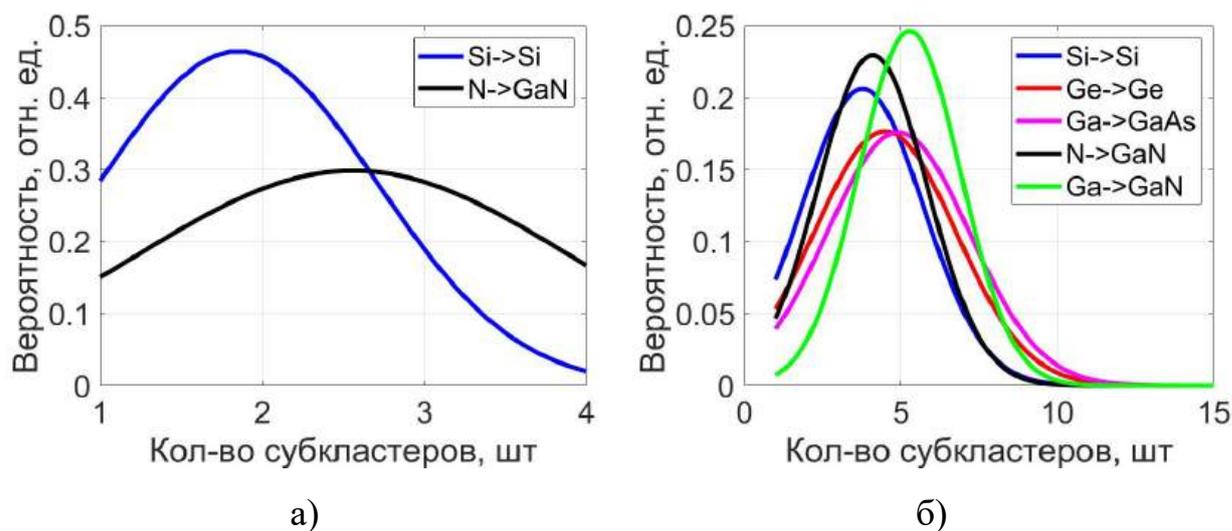


Рисунок 2.16 – Распределение количества СКРД в одном КРД в Si, Ge, GaAs и GaN при энергиях первичных атомов, соответствующих воздействию нейтронами со средней энергией а) 2 МэВ, б) 14 МэВ

Несмотря на большую кинетическую энергию атома азота, образованный им кластер содержит небольшое количество СКРД.

Данные о среднем количестве субкластеров, из которых состоит один каскад атомных смещений, представлена в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Среднее количество СКРД в одном КРД, образованных в Si, Ge и GaAs нейтронами со средними энергиями 2 МэВ и 14 МэВ

Материал/Энергия	2 МэВ	14 МэВ
Si->Si	1,9	3,8
Ge->Ge	1	4,5
Ga->GaAs	1	4,9
N->GaN	2,6	4,1
Ga->GaN	1	5,3

Треть кластеров радиационных дефектов, образованных первичным атомом Ge и Ga нейтронов с энергией 2 МэВ, не разделяются на субкластеры. Среднее число субкластеров для случая первичных атомов, образованных нейтронами с энергией 2 МэВ, практически совпадает со случаем, когда облучение происходит при помощи нейтронов с энергией 14 МэВ (таблица 2.2).

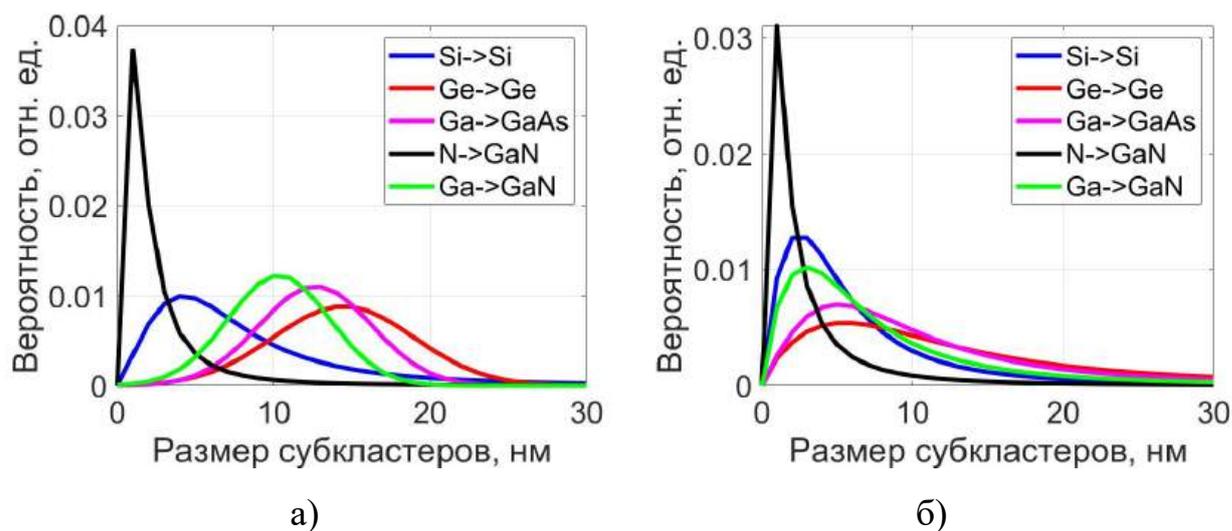


Рисунок 2.17 – Распределение среднего размера СКРД в Si, Ge, GaAs и GaN при энергиях первичных атомов, соответствующих воздействию нейтронами со средней энергией а) 2 МэВ, б) 14 МэВ

Размер СКРД, образованный атомом N, практически не зависит от энергии нейтрона.

Данные о среднем размере субкластеров, из которых состоит один каскад атомных смещений, представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Средний размер СКРД, образованных в Si, Ge и GaAs нейтронами с энергиями 2 МэВ и 14 МэВ

Материал/Энергия	Средний размер СКРД, нм	
	2 МэВ	14 МэВ
Si->Si	8,9	5,9
Ge->Ge	14,4	17,3
Ga->GaAs	12,6	14
N->GaN	2,1	2,4
Ga->GaN	10,3	8,4

Этот факт обусловлен тем, что с ростом кинетической энергии первичного атома потери энергии в основном связаны с ионизацией полупроводникового материала. При этом упругие потери за счет атомных столкновений, наоборот, уменьшаются при увеличении энергии. Таким образом, при движении высокоэнергетической частицы вдоль трека

уменьшение энергии происходят за счет электронных потерь до тех пор, пока её энергия не достигнет некоторого порогового значения [103], при котором величина электронных и упругих потерь примерно одинаковая. В этот момент и происходит формирование основной части каскада атомных смещений. Поэтому при увеличении энергии первичного атома размеры субкластеров практически не меняются, но при этом увеличивается их число и среднее расстояние между ними (рисунок 2.18).

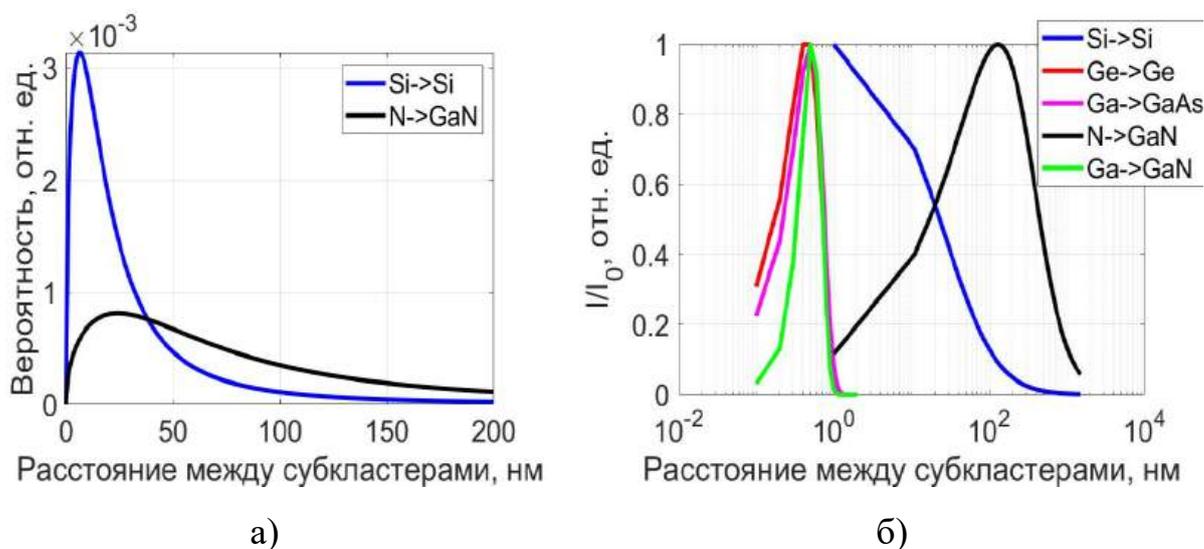


Рисунок 2.18 – Распределение среднего расстояния между СКРД в Si, Ge, GaAs и GaN при энергиях первичных атомов, соответствующих воздействию нейтронами со средней энергией а) 2 МэВ, б) 14 МэВ

Данные о среднем расстоянии между субкластерами представлены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Среднее расстояние между СКРД, образованными в Si, Ge и GaAs нейтронами с энергиями 2 МэВ и 14 МэВ

Материал/Энергия	Среднее расстояние между СКРД, нм	
	2 МэВ	14 МэВ
Si->Si	41	176,7
Ge->Ge	-	12
Ga->GaAs	-	14,4
N->GaN	112	500
Ga->GaN	-	18,7

Таким образом, с помощью методики, представленной в разделе 2.1, были определены основные усредненные характеристики кластеров радиационных дефектов, образующихся в Si, Ge и GaAs при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления. В дальнейшем эта информация используется в качестве исходных данных для физико-топологического моделирования изменения переноса носителей заряда после радиационного воздействия.

На рисунках 2.19 и 2.20 представлены зависимости распределения размеров субкластеров, количества субкластеров и расстояния между ними для различных энергий первичного атома в кремнии.

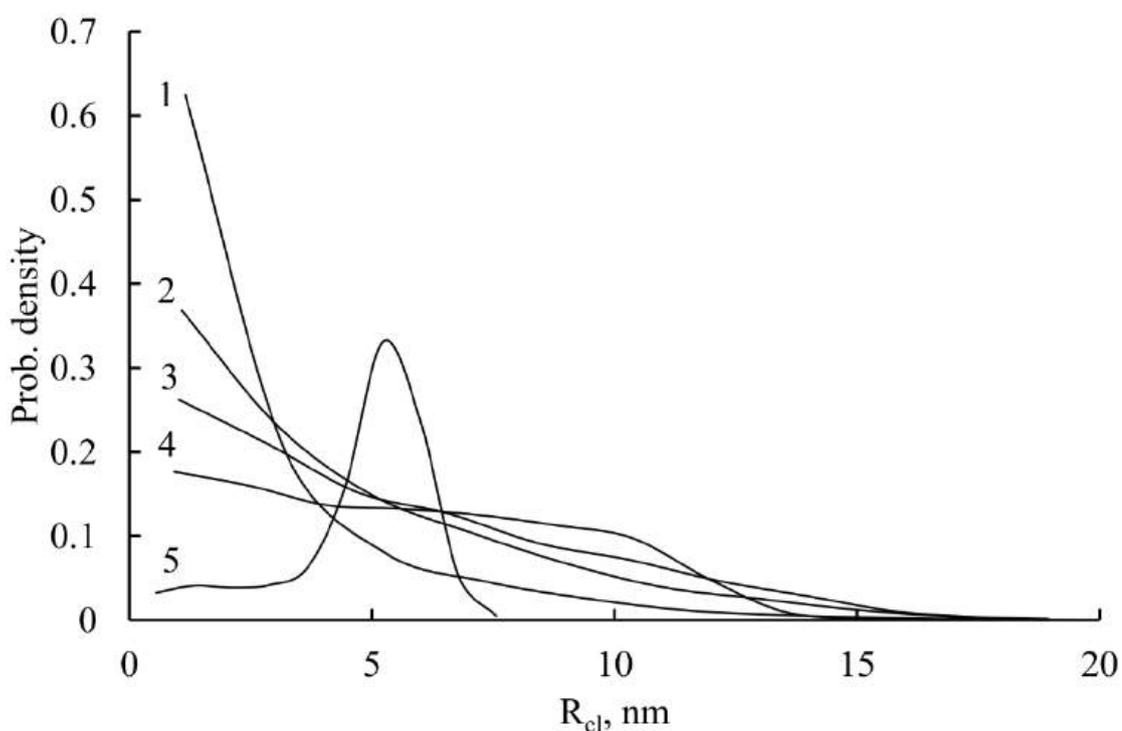


Рисунок 2.19 – Распределение размеров субкластеров  $R_{cl}$  для различных энергий первичного атома отдачи: 1 – 800 кэВ, 2 – 90 кэВ, 3 – 60 кэВ, 4 – 30 кэВ, 5 – 10 кэВ. Для 10 кэВ распределение имеет вид близкий к Гауссовому, так при данной энергии кластер не разделяется на субкластеры

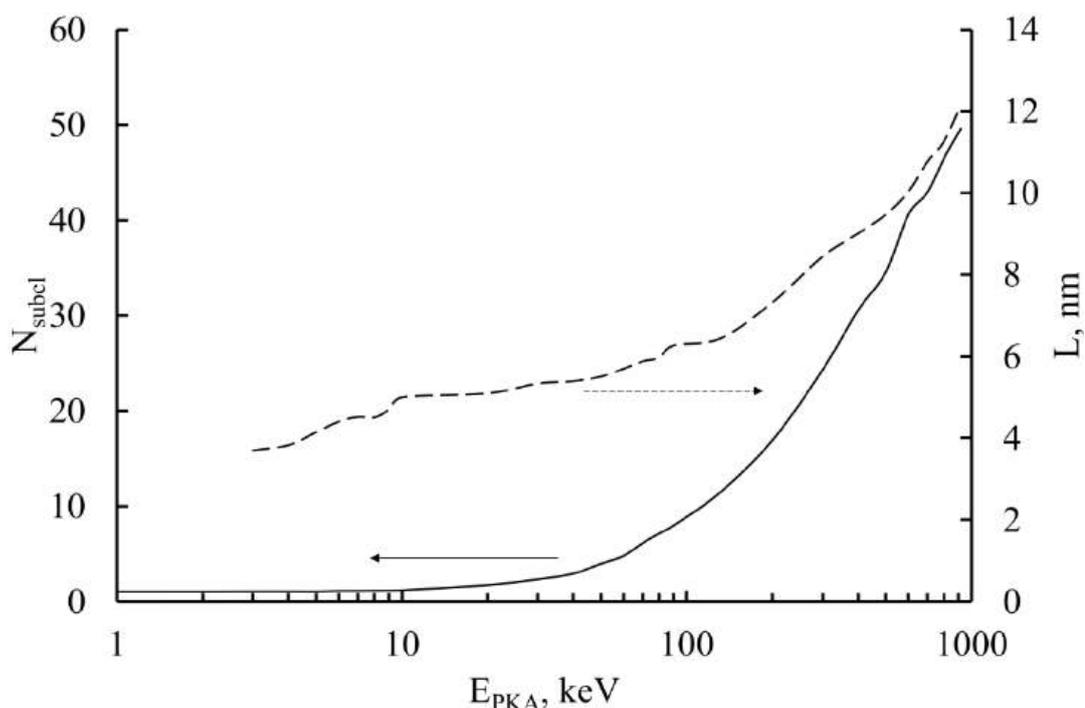


Рисунок 2.20 – Зависимости среднего числа субкластеров  $N_{subcl}$  в одном кластере (сплошная линия) и среднего расстояния между ними  $L$  (пунктирная линия) от энергии первичного атома отдачи  $E_{PKA}$

Из представленных результатов следует, что при увеличении энергии первичного атома отдачи изменяется характер распределения размеров субкластеров. При этом, для небольших энергий, при которых не происходит разделения кластера на отдельные субкаскады, распределение размеров имеет вид близкий к нормальному. С ростом энергии первичного атома отдачи увеличивается число небольших субкластеров в каскаде атомных столкновений, так как потери энергии на упругое взаимодействие уменьшаются, что и приводит к изменению характера распределений.

#### **2.4 Анализ пространственного распределения радиационных дефектов, образующихся на поверхности подложек типа «кремний на изоляторе» при воздействии потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления**

В данном разделе представлены результаты анализа распределения радиационных дефектов, образующихся на поверхности подложек типа

«кремний на изоляторе». В отличие от СКРД, формирующихся в объеме, при возникновении радиационных дефектов существенное влияние на их размеры и форму будет оказывать не только энергия, но и направление движения первичного атома отдачи.

Для оценки параметров СКРД, образующихся в приповерхностном слое кремния, было проведено численное моделирование с помощью метода молекулярной динамики. В ходе моделирования рассматривались два предельных случая взаимодействия нейтрона с атомом вещества. В первом случае нейтрон взаимодействует с атомом в приповерхностном слое мишени, образуя первичный атом отдачи, который движется вглубь образца. Другим вариантом является случай, когда нейтрон взаимодействует с атомом в глубине мишени, и в результате упругого рассеяния первичный атом отдачи движется к поверхности образца. При этом необходимо отметить, что при моделировании обоих случаев не учитывались эффекты, непосредственно связанные с поверхностью образца, поэтому полученные результаты являются верхней оценкой размеров СКРД.

Оба случая соответствуют облучению в центральном канале реактора, где направление движения нейтронов изотропно. Энергия первичного атома отдачи была выбрана в соответствии с распределением быстрых нейтронов спектра деления (1.1). Характерные результаты моделирования поверхности мишени в виде изображений электронного сканирующего микроскопа представлены на рисунке 2.21 а) и 2.21 б).

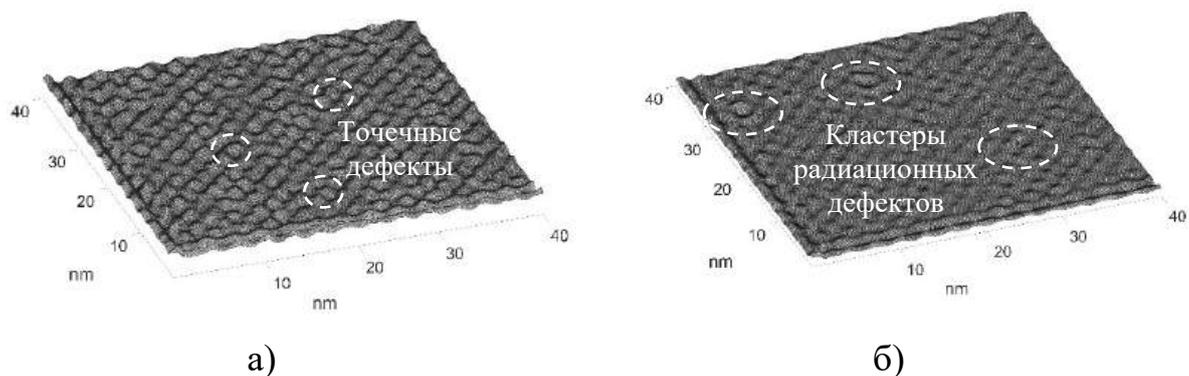


Рис. 2.21 – Характерные изображения поверхности мишени для различных условий формирования КРД: а) первичный атом отдачи движется с поверхности вглубь мишени; б) первичный атом отдачи движется из мишени в сторону поверхности. В первом случае на поверхности образуются в основном точечные дефекты, во втором – кластеры радиационных дефектов

Из полученных результатов следует, что на поверхности полупроводникового материала после воздействия потока нейтронов возможны два типа структурных повреждений: точечные дефекты типа пар Френкеля, образующиеся в результате обратного рассеяния атомов, и субкластеры точечных дефектов, образующиеся в приповерхностном слое мишени. Однако вероятность обратного рассеяния первичного атома отдачи невелика, поэтому и формирование КРД вблизи поверхности маловероятно.

Для проверки правильности теоретических оценок размеров поверхностных СКРД были выполнены экспериментальные исследования рельефа полупроводниковых пластин типа «кремний на изоляторе». Объектами исследований являлись структуры КНИ ориентацией  $\langle 100 \rangle$  ИФП СО РАН диаметром 100 мм с толщиной приборного слоя кремния 300 нм, скрытого диэлектрика 310 нм. Пластины были разделены на три группы, среди которых были выбраны образцы с одинаковыми параметрами рельефа (средней шероховатости и полного размаха высоты). Затем одна группа образцов была подвергнута воздействию гамма-излучения с максимальной

мощностью дозы в импульсе 65 кРад (Пластина-2), а другая – воздействию потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления вместе с гамма-излучением с максимальной мощностью дозы в импульсе 65 кРад (Пластина-3). В последнем случае величина потока составила  $6,3 \times 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>. Оставшаяся группа использовалась для контроля изменения рельефа пластин после радиационного воздействия (Пластина-1).

Для исследований микрорельефа использовался «Микроскоп сканирующий зондовый СММ-2000» [106], изготовитель завод ПРОТОН, г. Зеленоград. Образцы исследовались без какой-либо дополнительной обработки, в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ), при этом в качестве зондов использованы сверхострые кантилеверы Bruker, США, марки «MSNL» с радиусом закругления острия 2 нм. АСМ-изображения образцов из групп «Пластина-1», «Пластина-2» и «Пластина-3» представлены на рисунках 2.22 – 2.24.

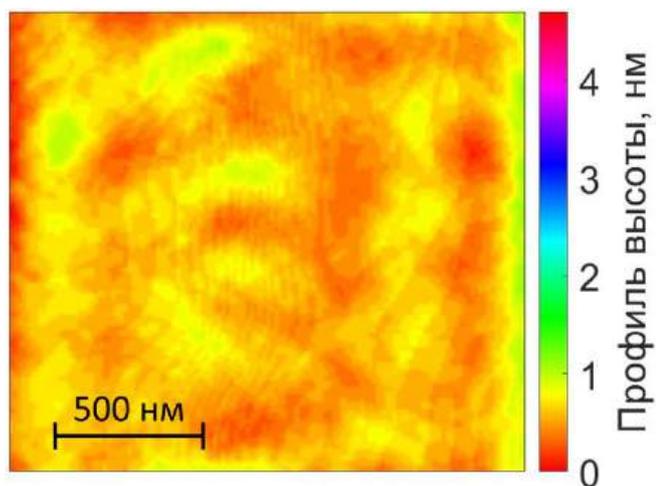


Рисунок 2.22 – АСМ-кадр рельефа образца «Пластина-1» (контрольная), размер кадра 2,16 мкм (X) / 2,25 мкм (Y), полный размах высот рельефа по вертикали 1,08 нм

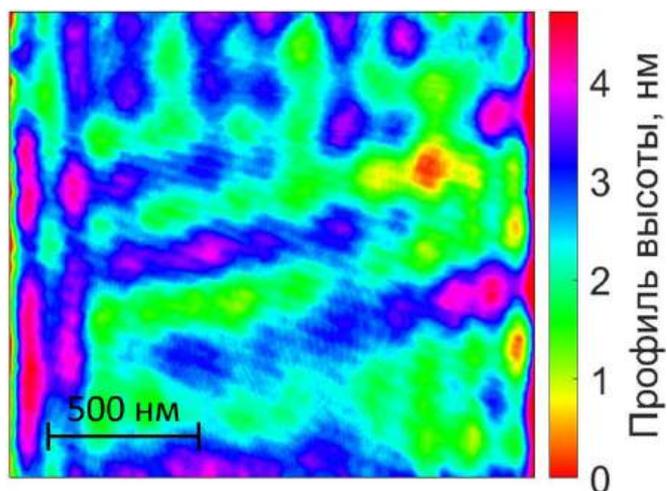


Рисунок 2.23 – АСМ-кадр рельефа образца «Пластина-2» (после воздействия гамма-излучения), размер кадра 2,17 мкм (X) / 2,26 мкм (Y), полный размах высот рельефа по вертикали 4,70 нм

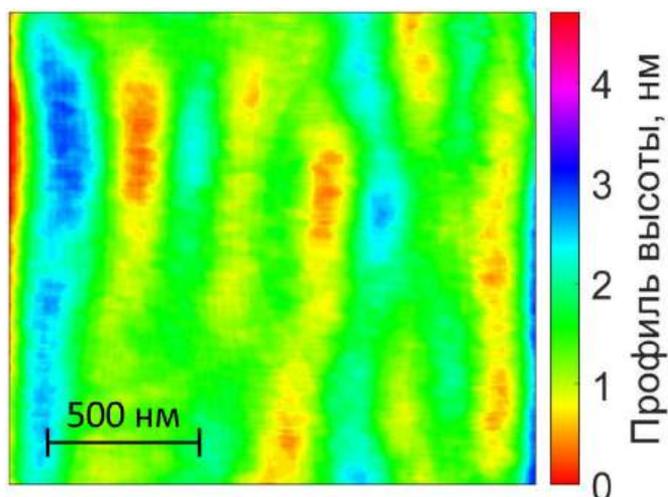


Рисунок 2.24 – АСМ-кадр рельефа образца «Пластина-3» (после нейтронного воздействия), размер кадра 2,17 мкм (X) / 2,26 мкм (Y), полный размах высот рельефа по вертикали 3,01 нм

Полный размах высот рельефа по вертикали, будучи равным 1,08 нм на исходном образце, увеличился до 4,70 нм после воздействия гамма-излучения и уменьшился впоследствии до 3,01 нм после нейтронного воздействия. Однако при этом параметр средней шероховатости  $R_a$  образца увеличился с 0,081 нм до 0,187 нм после ускорителя, а после реактора увеличился до 0,318 нм.

При сопоставлении результатов моделирования структурных повреждений поверхности при воздействии потока быстрых нейтронов с экспериментальными данными можно сделать вывод о том, что изменения средней шероховатости, наблюдаемые после радиационного воздействия, не связаны микроструктурными повреждениями поверхности. При этом вблизи поверхности КНИ образца образуются, как правило, только разрозненные точечные дефекты. Это связано с тем, что для исследуемого диапазона энергий первичного атома отдачи в кремнии электронные потери превалируют над упругими, что и объясняет малое число дефектов. Во втором случае первичный атом отдачи двигается из толщи полупроводника к поверхности, вблизи которой и формирует СКРД. Однако вероятность обратного рассеяния первичного атома отдачи невелика, поэтому и формирование СКРД вблизи

поверхности маловероятно. В GaAs реализуется ситуация, что для рассматриваемой средней энергии первичного атома отдачи ядерные потери намного больше электронных, что значительно увеличивает вероятность формирования КРД вблизи поверхности [104, 105]. Даже без учета эффектов, связанных с поверхностью образца, результаты численного моделирования позволяют интерпретировать результаты экспериментальных исследований.

## 2.5 Выводы по главе 2

1. Предложена методика исследования распределения в пространстве радиационных дефектов, образующихся в полупроводниковых материалах при воздействии нейтронов различных энергетических спектров. Методика предполагает оригинальный подход, основанный на двойном последовательном применении алгоритма кластеризации *DBSCAN* к множеству точечных дефектов для определения неперекрывающихся с учетом области пространственного заряда субкластеров радиационных дефектов с последующей аппроксимацией каждого субкластера эллипсоидом вращения и оценкой его пространственных параметров.

2. С помощью метода молекулярной динамики исследован процесс формирования разупорядоченной области радиационных дефектов. Теоретически показано существование двух способов разделения каскада атомных смещений на отдельные субкаскады: во время стадии термического расширения или в процессе первичного отжига. Способ разделения в конечном счете влияет на размеры получающихся субкластеров и плотность дефектов в них.

3. С помощью предложенного метода анализа пространственного распределения радиационных дефектов получены характерные размеры СКРД в Si, GaAs и Ge, образующихся при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Впервые были рассчитаны значения характерных размеров СКРД в

GaN и продемонстрировано существенное различие между КРД, сформированными первичными атомами Ga и N.

4. Продemonстрировано, что наноразмерные кластеры радиационных дефектов после нейтронного воздействия на поверхности Si структур не образуются, что связано со значением средней энергии первичного атома отдачи в кремнии, при которой потери энергии на ионизацию материала существенно превышают потери, связанные с возникновением вторичных атомов отдачи.

## ГЛАВА 3. ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ НЕЙТРОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В третьей главе представлены результаты анализа изменения подвижности полупроводниковых материалов и эффекта всплеска скорости во времени и пространстве при радиационном облучении, а также оценки концентрации кластеров радиационных дефектов, образующихся при нейтронном воздействии.

### 3.1. Методика моделирования переноса носителей заряда в Si и GaAs после нейтронного воздействия

#### *3.1.1 Потенциалы рассеяния на кластерах радиационных дефектах*

Ключевой функциональной зависимостью, определяющей частоту рассеяния носителей заряда, является потенциал рассеяния. В данном разделе представлены результаты расчета потенциала рассеяния кластера радиационных дефектов для моделей Флеминга [38], Госсика [37] и их сравнение.

В модели Флеминга [38] в качестве ядра кластера выступает отрицательно заряженная область, содержащая малоподвижные вакансии и комплексы вакансия-атом примеси, окруженная областью пространственного заряда ионизированной примеси. В работе [38] решение уравнения Пуассона данной системы не представлено, поэтому оно было получено аналитически с помощью теоремы Гаусса и для граничных условий (1.15) описывается следующими выражениями:

$$U(r) = \frac{qr^2}{6\chi\chi_0} + \frac{q}{\chi\chi_0} \left( N_d \left( \frac{R_2^2}{2} - \frac{R_1^2}{6} - \frac{R_2^3}{3R_1} \right) - N_{cl} \left( \frac{R_1^2}{3} \right) \right), r < R_1 \quad (3.1)$$

$$U(r) = \frac{-qN_d}{3\chi\chi_0} \left( \frac{r^2}{2} + \frac{R_2^3}{r} \right) + \frac{qN_d R_2^2}{2\chi\chi_0}, R_1 < r < R_2,$$

$$U(r) = 0, r > R_2,$$

где  $R_1$  – размер отрицательно заряженной области,  $R_2$  – размер области пространственного заряда,  $N_d$  – концентрация донорной примеси,  $N_{cl}$  – концентрация электронов внутри ядра кластера,  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\chi_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В качестве исходных параметров в данной модели выступают концентрация  $N_d$  и размер  $R_1$ , полученный с помощью алгоритма оценки параметров кластеров радиационных дефектов, представленного в разделе 2.3.2. Также параметром является число электронов  $N_e$ , захваченных на глубокие уровни в ядре кластера. Значения величин  $R_2$  и  $N_{cl}$  должны удовлетворять условию электронейтральности образца (1.16) и определяются следующими выражениями:

$$R_2 = \sqrt[3]{\frac{3N_e}{4\pi N_d} + R_1^3}, \quad (3.2)$$

$$N_{cl} = \frac{N_d(R_2^3 - R_1^3)}{R_1^3}. \quad (3.3)$$

Согласно модели, предложенной Госсиком в работе [37], кластер радиационных дефектов состоит из нейтрально заряженного ядра, которое окружено слоем, состоящем из дивакансий и комплексов вакансия-атом примеси, заряженных отрицательно. В работе [37] решение уравнения Пуассона данной системы не представлено, поэтому оно было получено аналитически с помощью теоремы Гаусса и для граничных условий (1.12):

$$U(r) = \frac{qN_{cl}R_0^2}{2\chi\chi_0} + \frac{q}{\chi\chi_0} \left( N_d \left( \frac{R_2^2}{2} - \frac{R_1^2}{6} - \frac{R_2^3}{3R_1} \right) - N_{cl} \left( \frac{R_1^2}{6} + \frac{R_0^3}{3R_1} \right) \right), r < R_0 \quad (3.4)$$

$$U(r) = \frac{-qN_d}{3\chi\chi_0} \left( \frac{r^2}{2} + \frac{R_0^3}{r} \right) + \frac{q}{\chi\chi_0} \left( N_d \left( \frac{R_2^2}{2} - \frac{R_1^2}{6} - \frac{R_2^3}{3R_1} \right) - N_{cl} \left( \frac{R_1^2}{6} + \frac{R_0^3}{3R_1} \right) \right),$$

$$R_0 < r < R_1$$

$$U(r) = \frac{-qN_d}{3\chi\chi_0} \left( \frac{r^2}{2} + \frac{R_0^3}{r} \right) + \frac{qN_d R_2^2}{2\chi\chi_0}, R_1 < r < R_2,$$

$$U(r) = 0, r > R_2,$$

где  $R_0$  – размер нейтральной области,  $R_1$  – размер отрицательно заряженной области,  $R_2$  – размер области пространственного заряда,  $N_d$  – концентрация донорной примеси,  $N_{cl}$  – концентрация электронов внутри ядра кластера,  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\chi_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В качестве исходных параметров в данной модели выступают концентрация  $N_d$  и размер  $R_1$ , полученный с помощью алгоритма оценки параметров кластеров радиационных дефектов, представленного в разделе 2.3.2, и размер  $R_0$ . Также в качестве параметра выступает число электронов  $N_e$ , захваченных на глубокие уровни в ядре кластера. Значение величины  $R_2$  рассчитывается по формуле (3.2). Значение параметра  $N_{cl}$  должно удовлетворять условию электронейтральности образца и определяются следующим выражением:

$$N_{cl} = \frac{N_d(R_2^3 - R_1^3)}{(R_1^3 - R_0^3)}. \quad (3.5)$$

Из сравнения выражений (3.1) и (3.5) следует, что в предельном случае при  $R_0 \rightarrow 0$  выражение для потенциала рассеяния модели Госсика переходит в потенциал рассеяния модели Флеминга.

Число электронов  $N_e$  для обеих моделей выбирается таким образом, чтобы высота потенциального барьера  $|qU(0)|$  соответствовала изменению положения уровня Ферми вблизи валентной зоны после облучения нейтронами. Согласно экспериментальным данным для GaAs величина потенциального барьера составляет 0,6...0,9 эВ [32].

Функции потенциалов рассеяния Флеминга и Госсика представлены на рисунке 3.1.

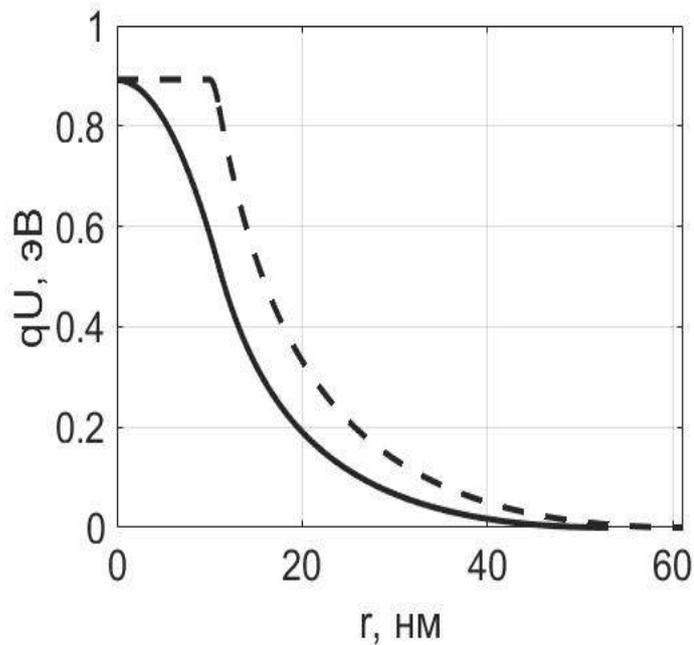


Рисунок 3.1 – Потенциалы рассеяния: (—) – модель Флеминга для значений параметров  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_1 = 11 \text{ нм}$  и  $N_e = 62$ ; (---) – модель Госсика для значений параметров  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_0 = 10 \text{ нм}$ ,  $R_1 = 11 \text{ нм}$  и  $N_e = 95$

Таким образом, одинаковая высота барьера для двух моделей достигается за счет разной концентрации электронов внутри разупорядоченной области.

### ***3.1.2 Методика расчета частот рассеяния на кластерах радиационных дефектов***

Как было показано в разделе 1.2.4., кластеры радиационных дефектов являются центрами рассеяния термализованных носителей заряда, а субкластеры – «горячих», что приводит к уменьшению подвижности полупроводникового материала после радиационного воздействия. В данном разделе представлены алгоритмы расчета частот и углов рассеяния на заряженных радиационных дефектах. Данный подход использовался для

исследования влияния формы потенциала рассеяния на изменение подвижности носителей заряда после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления с помощью метода Монте-Карло.

Дифференциальное сечение рассеяния  $\sigma(W, \theta)$  в приближении независимых рассеивающих центров [87] описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned}\sigma(W, \theta) &= |f(W, \theta)|^2, \\ f(W, \theta) &= \frac{2qm^*}{\hbar^2} \int_0^{\infty} \frac{\sin(Kr)}{Kr} r^2 U(r) dr, \\ K &= \frac{2\sqrt{2m^*W}}{\hbar} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right),\end{aligned}\tag{3.6}$$

где  $f(W, \theta)$  – амплитуда рассеяния,  $W$  – энергия электрона,  $\theta$  – угол рассеяния,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $r$  – расстояние от рассеивающего центра до носителя заряда,  $q$  – заряд электрона,  $U(r)$  – потенциал рассеяния.

Для дальнейших преобразований предположим, что функция  $U(r)$  является сферически симметричной. Тогда сечение передачи импульса (транспортное сечение) [87] определяется после интегрирования во всем диапазоне возможных углов рассеяния как:

$$\sigma(W) = 2\pi \int_0^{2\pi} \sigma(W, \theta) (1 - \cos\theta) \sin\theta d\theta.\tag{3.7}$$

Тогда частота рассеяния  $\lambda(W)$  в зависимости от энергии электрона рассчитывается по следующей формуле:

$$\lambda(W) = \sigma(W) N_{dr} v_e(W),\tag{3.8}$$

где  $N_{dr}$  – концентрация рассеивающих центров,  $v_e$  – скорость электрона.

Концентрация рассеивающих центров зависит от потока нейтронов  $F_n$  следующим образом:

$$N_{cl} = fF_n, \quad (3.9)$$

где  $f$  – коэффициент пропорциональности, зависящий только от потенциала рассеяния. Согласно [98], значение данного коэффициента связано сечением рассеяния нейтронов и концентрацией атомов вещества и лежит в диапазоне  $0,1 \dots 0,2$ , что соответствует приближению, когда каждое взаимодействие нейтрона с атомом вещества приводит к образованию одного кластера радиационных дефектов.

В данной работе были рассчитаны частоты рассеяния для потенциалов рассеяния жесткой сердцевины и потенциала из оригинальной работы Флеминга [38], подробно описанных в разделе 1.2.4. В случае потенциала жесткой сердцевины, сечение рассеяния не зависит от энергии электрона и определяется только размерами субкластера радиационных дефектов с учетом размеров области пространственного заряда. Поэтому после всех упрощений выражение для частоты рассеяния для потенциала жесткой сердцевины выглядит следующим образом [7]:

$$\lambda_{HS}(E) = 2\pi a^2 N_{dr} \sqrt{\frac{2W}{m^*}}, \quad (3.10)$$

$$a = l_{суб} + l_{ОПЗ},$$

где  $l_{суб}$  – размеры субкластера, оцененные с помощью методики, представленной в разделе 2.1,  $l_{ОПЗ}$  – размеры области пространственного заряда, определяемые длиной Дебая в материале. Таким образом, вероятность рассеяния увеличивается с ростом энергии носителей заряда. Для вычисления частот рассеяния, основанных на потенциалах Флеминга [38] и Госсика [37], необходимо использовать численное интегрирование. На рисунке 3.2 представлены результаты расчетов трех частот рассеяния в GaAs в

зависимости от энергии носителей заряда для  $\Gamma$ -долины для значений параметров, указанных в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Значения параметров потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов в GaAs [37-38]

Потенциал	$N_d, \text{см}^{-3}$	$F_n, \text{см}^{-2}$	$r_0, \text{нм}$	$r_1, \text{нм}$	$r_2, \text{нм}$	$f$
«Жесткая сердцевина»	$10^{17}$	$5 \cdot 10^{15}$	–	12	23	$9 \cdot 10^{-2}$
Потенциал Госсика [37]			9		61	$2,5 \cdot 10^{-4}$
Потенциал Флеминга [38]			–		53	$3 \cdot 10^{-4}$

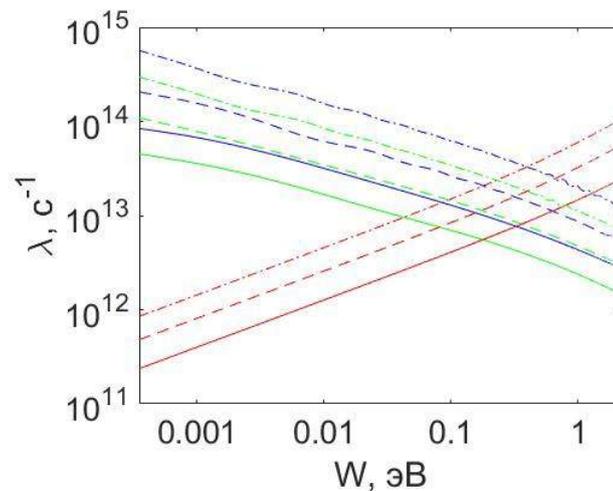


Рисунок 3.2 – Зависимости частот рассеяния  $\lambda$  на кластерах радиационных дефектов от энергии носителей заряда  $W$  для  $\Gamma$ -долины (красная линия),

$L$ -долины (зеленая линия) и  $X$ -долины (синяя линия) GaAs:

(—) – потенциал «жесткой сердцевины»,

(---) – потенциал Флеминга [38],

(- · - · -) – потенциал Госсика [37]. Тип радиационного воздействия:

поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Размер кластера радиационных дефектов  $r_1$  в GaAs, образованных при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления, составляет 11 нм [10, 25]. Значение потока нейтронов  $F_n$  для расчетов было выбрано равным  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , так как данный уровень является предельно достижимым для современных приборов микроэлектроники и актуальным для перспективных приборов нанoeлектроники.

Аналогичные расчеты были выполнены и для Si. На рисунке 3.3 представлены результаты расчетов трех частот рассеяния в Si в зависимости от энергии носителей заряда для значений параметров, указанных в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Значения параметров потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов в Si

Потенциал	$N_d, \text{ см}^{-3}$	$F_n, \text{ см}^{-2}$	$r_0, \text{ нм}$	$r_1, \text{ нм}$	$r_2, \text{ нм}$	$f$
«Жесткая сердцевина»	$10^{17}$	$5 \cdot 10^{15}$	–	5	10	$7,5 \cdot 10^{-2}$
Потенциал Госсика [37]					38	$1,6 \cdot 10^{-4}$
Потенциал Флеминга [38]			–		43	$2,1 \cdot 10^{-4}$

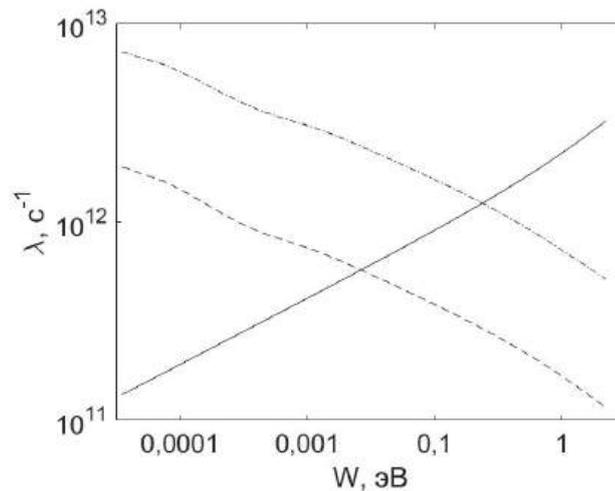


Рисунок 3.3 – Зависимости частот рассеяния  $\lambda$  на кластерах радиационных дефектов от энергии носителей заряда  $W$  в Si: (—) – потенциал «жесткой сердцевины», (---) – потенциал Флеминга [38], (- · - · -) – потенциал Госсика [37]. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Необходимо отметить, что только для потенциала «жесткой сердцевины» значение параметра  $f$  соответствует теоретической оценке, а для остальных потенциалов данное значение меньше на два порядка. Это может свидетельствовать о том, что в действительности методика [98] позволяет оценить максимально возможную концентрацию кластеров радиационных дефектов, не учитывая при этом процессы стабилизации и отжига.

Из графиков, представленных на рисунках 3.2 и 3.3, следует, что характер рассеяние с ростом энергии носителей заряда на потенциале «жесткой сердцевины» кардинально отличается от потенциалов [37] и [38]: вероятность рассеяния с ростом энергии носителей заряда увеличивается, тогда, как для двух других исследуемых потенциалов она, наоборот, уменьшается.

### 3.1.3 Методика расчета углов рассеяния на кластерах радиационных дефектов

Так как рассеяние на кластере радиационных дефектов по сути является рассеянием на заряженных центрах, поэтому оно является анизотропным. Поэтому вычисление нового значения угла волнового вектора после рассеяния происходит относительно состояния в предыдущий момент времени [88].

При расчетах углов рассеяния предполагается, что рассеяние на кластерах радиационных дефектов является малоугловым, а угол рассеяния  $\chi$  в системе отсчета с неподвижным центром инерции зависит от рассеивающего потенциала следующим образом [25+2]:

$$\chi = \pi - \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{b/r^2}{\sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{U(r)}{W}}} dr, \quad (3.11)$$

где  $b$  – прицельный параметр, а величина  $r_{min}$  определяется следующим выражением:

$$1 - \frac{b^2}{r_{min}^2} - \frac{U(r_{min})}{W} = 0. \quad (3.12)$$

Для потенциала «жесткой сердцевины» угол рассеяния является случайным, не зависит от энергии носителей заряда и описывается аналитическим выражением (1.42), для двух оставшихся потенциалов угол вычисляется путем численного интегрирования.

$$\chi = \arccos \left( 1 - 2 \frac{b}{a} \right). \quad (3.13)$$

На рисунке 3.4 представлены результаты расчетов функций плотности вероятности угла рассеяния для исследуемых потенциалов для энергии электронов 0,04 эВ и 0,2 эВ.

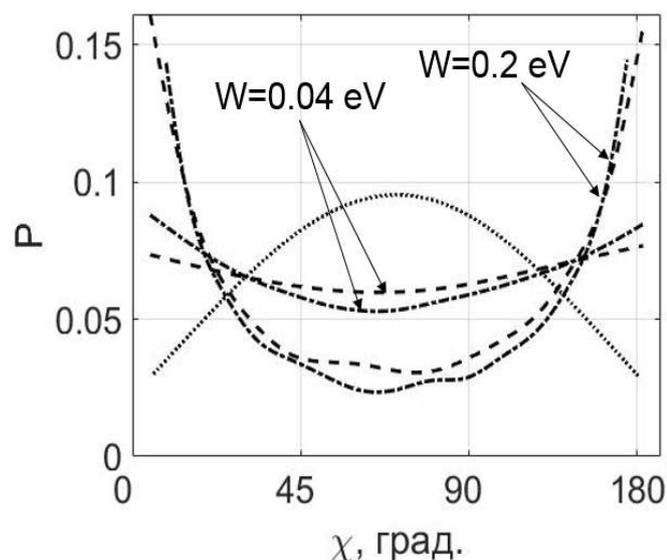


Рисунок 3.4 – Функции плотности распределения угла рассеяния  $\chi$  на кластерах радиационных дефектов для различных энергий носителей заряда  $W$ : (····) – потенциал «жесткой сердцевины», (---) – потенциал Флеминга [38], (- · - · -) – потенциал Госсика [37]

Из представленных данных следует, что углы рассеяния для потенциалов [38] и [37] с уменьшением энергии носителей заряда имеют распределения близкие к равномерным. При этом сохраняются кардинальные различия по сравнению с потенциалом «жесткой сердцевины».

### 3.2 Моделирование изменения параметров GaAs и Si при воздействии потока нейтронов мгновенного спектра деления

При помощи метода Монте-Карло было рассчитано изменение подвижности в  $n$ -GaAs и  $n$ -Si образцах с уровнем легирования  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует концентрациям доноров в современных  $n^+ - n - n^+$  наноструктурах (таблица 3.3 и 3.4). При расчетах предполагалось, что рассеяние на кластерах радиационных дефектов носит упругий характер, то есть кинетическая энергия носителей заряда во время рассеяния не меняется.

Таблица 3.3 – Изменение подвижности носителей заряда после радиационного воздействия: сравнение экспериментальных данных и результатов расчета для

различных потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов в GaAs [30, 37, 38]

Поток нейтронов, част./см <sup>2</sup>	Литературные данные [30], $\mu_0, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	Потенциал «жесткой сердцевины»		Потенциал Флеминга [38]		Потенциал Госсика [37]	
		$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$
0	4948	4950	0,04	4950	0,04	4950	0,04
$10^{13}$	4943	4937	0,12	4933	0,2	4938	0,13
$5 \times 10^{13}$	4924	4921	0,06	4919	0,1	4918	0,12
$10^{14}$	4898	4934	0,73	4880	0,36	4830	1,38
$5 \times 10^{14}$	4723	4665	1,22	4660	1,33	4710	0,27
$10^{15}$	4487	4479	0,17	4530	0,95	4509	0,5
$5 \times 10^{15}$	3349	3275	2,2	3360	0,32	3340	0,26

Таблица 3.4 – Изменение подвижности носителей заряда после радиационного воздействия: сравнение экспериментальных данных и результатов расчета для различных потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов в Si [34,37,38]

Поток нейтронов, част./см <sup>2</sup>	Литературные данные [34], $\mu_0, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	Потенциал «жесткой сердцевины»		Потенциал Флеминга [38]		Потенциал Госсика [37]	
		$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$
0	1200	1196	0,3	1207	0,6	1204	0,3
$10^{13}$	1180	1160	1,7	1187	0,6	1183	0,25
$5 \times 10^{13}$	1110	1090	1,7	1095	1,3	1106	0,4
$10^{14}$	1000	997	0,3	1003	0,3	1010	1
$5 \times 10^{14}$	400	410	2,4	391	2,2	395	1,3
$10^{15}$	200	206	3	203	1,5	207	3,5
$5 \times 10^{15}$	50	47	6	54	8	51	2

Из сравнения с экспериментальными данными [30,34] следует, что, несмотря на представленные ранее различия, все потенциалы рассеяния корректно описывают изменение подвижности носителей заряда в результате радиационного воздействия. Это связано с тем, что подвижность является интегральной макроскопической величиной, которая зависит от функции распределения носителей заряда по энергии. Для термализованных электронов

она описывается распределением Максвелла, поэтому весомый вклад в значение подвижности вносят носители заряда, чья энергия меньше  $\frac{3}{2}k_B T$ . А как следует из зависимостей, представленных на рисунке 3.4, в данном диапазоне энергий функции распределения углов рассеяния всех рассматриваемых потенциалов становятся похожи, что приводит к практически одинаковым значениям средней дрейфовой скорости электронов. Таким образом, различия в потенциалах рассеяния носителей заряда могут проявляться для электронов, чья энергия выше энергии термализованных электронов, что соответствует явлениям, связанным с эффектами всплеска скорости во времени и пространстве.

### **3.3 Исследование влияния потенциала рассеяние на кластерах радиационных дефектов на эффекты всплеска скорости во времени в GaAs структурах**

При моделировании радиационного воздействия на субмикронные полупроводниковые приборы важно уделить особое внимание явлению всплеска скорости электронов, поскольку за время свободного пробега такой электрон может пролететь всю структуру. При радиационном воздействии следует ожидать более существенного влияния радиационных дефектов на зависимость скорости от координаты в слабых, умеренных (порядка 10–20 кВ/см) и плавнонеоднородных электрических полях, напряженность  $E$  которых изменяется со скоростью 10 кВ/см за каждые 0,1 мкм, так как частоты рассеяния имеют наибольшие различия для носителей заряда с энергией, больше средней для заданной температуры электронно-дырочной плазмы.

Было проведено моделирование транспорта электронов в GaAs структурах до и после нейтронного облучения с помощью самосогласованного метода Монте-Карло (раздел 1.4.3) с заданным временным профилем распределения напряженности электрического поля по одной из координат. Радиационное воздействие учитывалось с помощью дополнительного механизма рассеяния на кластерах радиационных дефектов. При этом был

исследован вопрос влияния формы потенциала рассеяния на результаты моделирования. Для вычисления частот и углов рассеяния для каждого из исследуемых потенциалов использовались значения параметров (раздел 3.1.2), полученные при помощи калибровки по результатам экспериментальных исследований [30].

Предполагалось, что электроны движутся стационарно в поле с напряженностью 1 кВ/см, после чего в момент  $t = 0$  пс включается поле, равное 10 кВ/см. Такого значения напряженности электрического поля достаточно, чтобы электрон за время релаксации импульса набрал скорость ( $\approx 10^8$  см/с), значительно превышающую стационарную (эффект всплеска скорости во времени). Результаты моделирования представлены на рисунке 3.5.

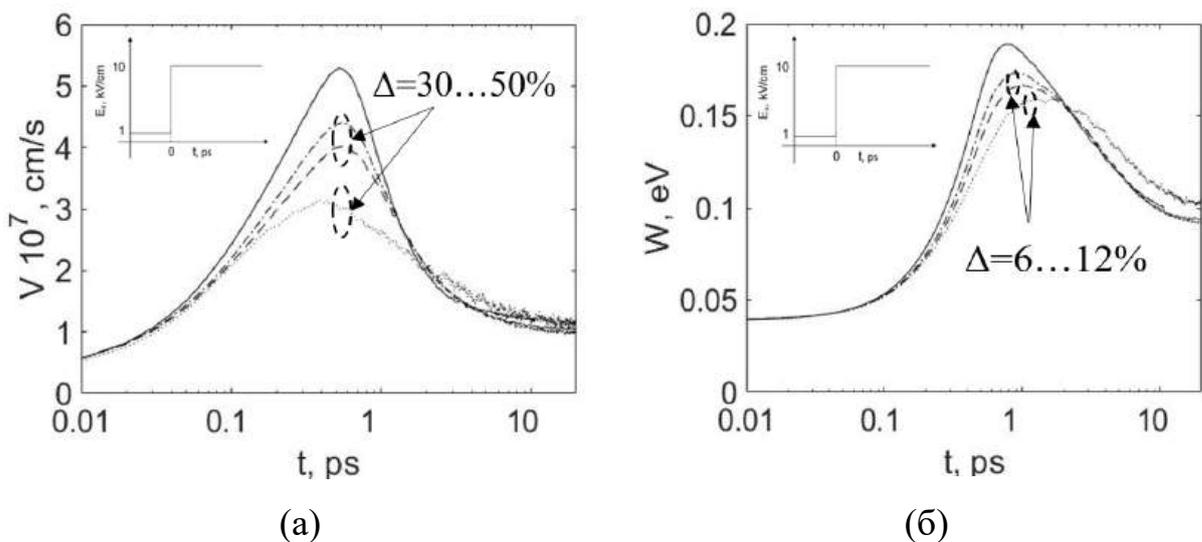


Рисунок 3.5 – Зависимости дрейфовой скорости (а) и средней энергии (б) носителей заряда от времени до и после радиационного воздействия:

- (—) – до радиационного воздействия,
- (⋯⋯) – потенциал «жесткой сердцевины», (---) – потенциал Флеминга,
- (- · - · -) – потенциал Госсика.

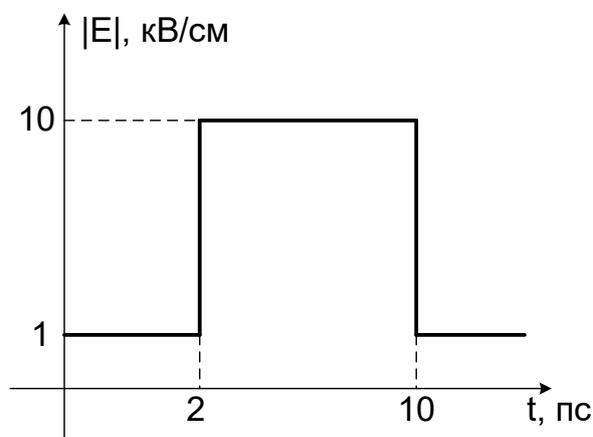
На врезке: зависимость напряженности электрического поля от времени

Сопровождающий увеличение скорости рост энергии электрона делает возможным переброс электронов в верхние долины, характеризующиеся

большой эффективной массой. Междолинные переходы и рассеяние на оптических фононах приводят к установлению через время, порядка времени релаксации энергии, стационарного значения скорости около  $10^7$  см/с. Большая эффективная масса электронов в верхних долинах, а также большая энергия электронов, сопровождающаяся повышенной частотой рассеяния на оптических фононах, обуславливала также резкое уменьшение скорости электронов. Переход из верхней долины в нижнюю происходил за времена порядка 4–8 пс.

Из рисунка 3.5 следует, что, несмотря на проведенную калибровку параметров потенциалов рассеяния, результаты моделирования изменения эффекта всплеска скорости во времени существенно различаются между собой. Значения максимального всплеска скорости и энергии носителей заряда для потенциалов Госсика [37] и Флеминга [38] отличаются в 1,5 раза по сравнению с результатами, полученными для потенциала «жесткой сердцевины». При этом также наблюдаются различия во временах достижения максимальной скорости: для потенциалов Госсика и Флеминга данное время после радиационного воздействия незначительно увеличивается, тогда как для потенциала «жесткой сердцевины» оно уменьшается примерно в 1,5 раза.

Дополнительно были проведены расчеты для случая, когда импульс внешнего электрического поля имеет вид прямоугольного импульса с параметрами, указанными на рисунке 3.6 а.



(а)

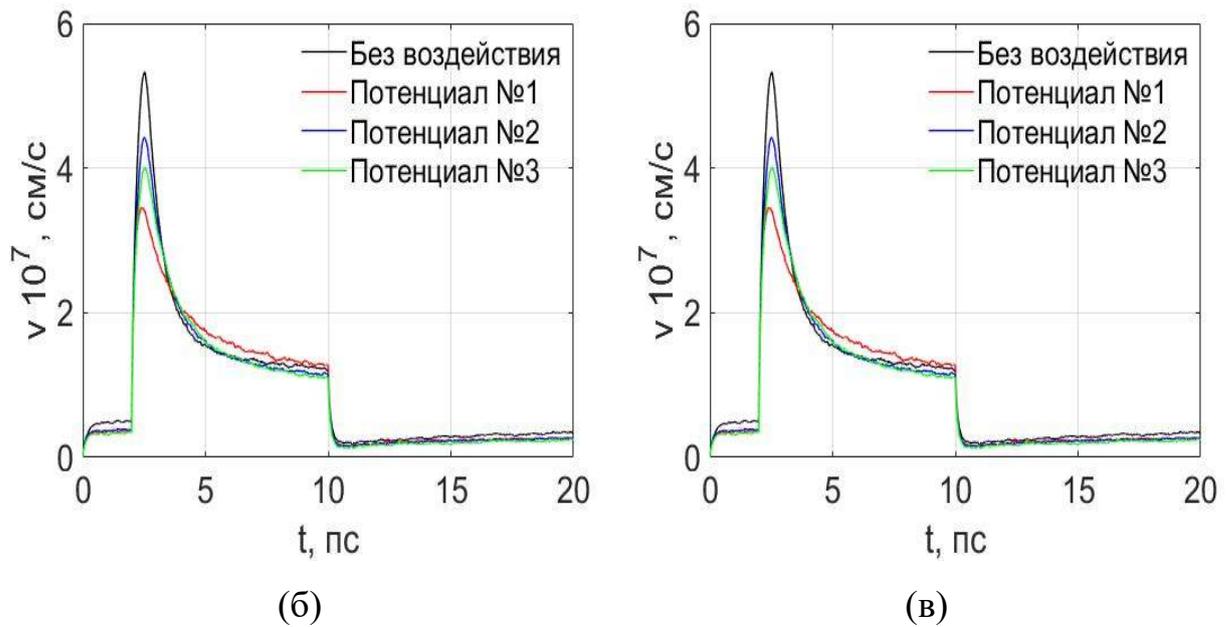


Рисунок 3.6 – Временные зависимости во внешнем электрическом поле (а) дрейфовой скорости (б) и средней энергии (в) носителей заряда до и после радиационного воздействия: (—) – до радиационного воздействия, (—) – потенциал «жесткой сердцевины», (—) – потенциал Флеминга [38], (—) – потенциал Госсика [37]

Представленные результаты соответствуют полученным ранее, но необходимо отметить, что процессы релаксации, возникающие после заднего фронта импульса напряженности электрического поля, слабо зависят от используемого потенциала.

Таким образом, продемонстрировано, что эффект всплеска скорости во времени чувствителен как к наличию кластеров радиационных дефектов, так и к форме потенциала рассеяния на них. Рассеяние на радиационных дефектах снижает как установившуюся скорость, так и скорость всплеска электронов в полупроводниках на различную величину, что требует проведения соответствующих расчетов при проектировании современных полупроводниковых приборов с нанометровыми рабочими областями.

### 3.4 Исследование влияния потенциала рассеяние на кластерах радиационных дефектов на эффекты всплеска скорости в пространстве в GaAs структурах

Помимо эффектов, связанных со всплеском скорости носителей заряда во времени, необходимо исследовать влияние потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов на всплеск скорости в пространстве. С этой целью были проведены численные расчеты для полубесконечного GaAs образца, у которого вдоль одной из пространственных координат задан профиль напряженности электрического поля. Полученные зависимости средней дрейфовой скорости и средней энергии подвижных носителей заряда от координаты представлены на рисунке 3.7.

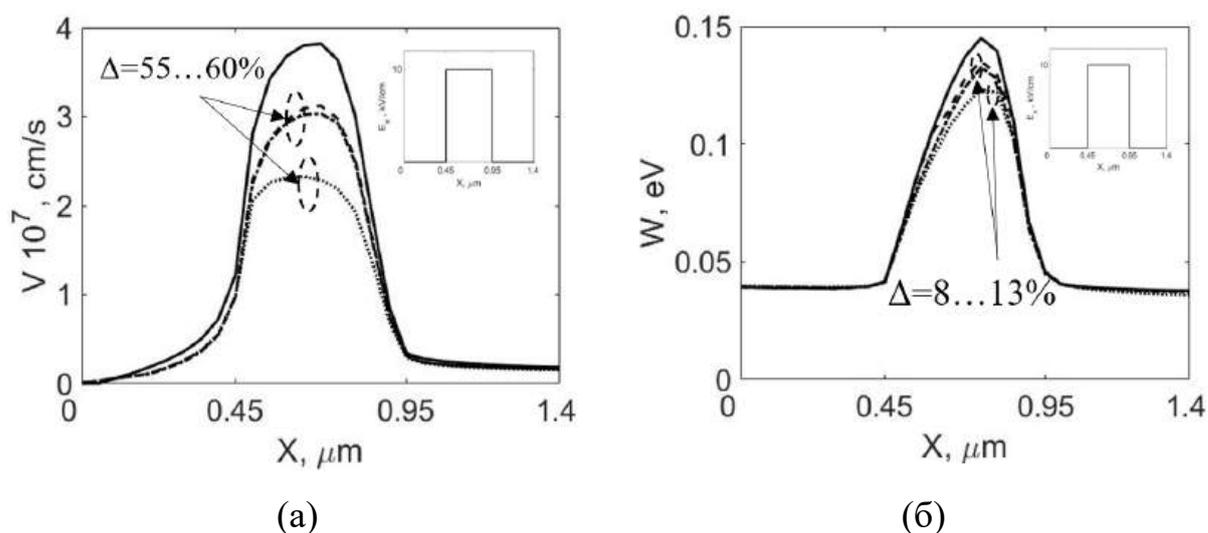


Рисунок 3.7 – Рассчитанные зависимости дрейфовой скорости (а) и средней энергии (б) электронов в пространстве в  $n$ -GaAs образце с уровнем легирования  $N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  до и после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления: (—) – до радиационного воздействия, (⋯⋯) – потенциал «жесткой сердцевины», (---) – потенциал Флеминга, (- · - · -) – потенциал Госсика. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . На врезке: зависимость напряженности электрического поля в пространстве

Из представленных зависимостей следует, что наибольшее влияние на среднюю дрейфовую скорость и энергию в пространстве наблюдается для потенциала «жесткой» сердцевины.

Средняя дрейфовая скорость подвижных носителей заряда определяет плотность тока, который протекает в приборе. Были проведены расчеты изменения плотности тока в полупроводниковой структуре, которая представлена на рисунке 3.8 а. В данной структуре  $n^+-n-n^+$  типа в рабочей области канала при прямом смещении 0,5 В реализуется профиль напряженности электрического поля, представленный на рисунке 3.8 б.

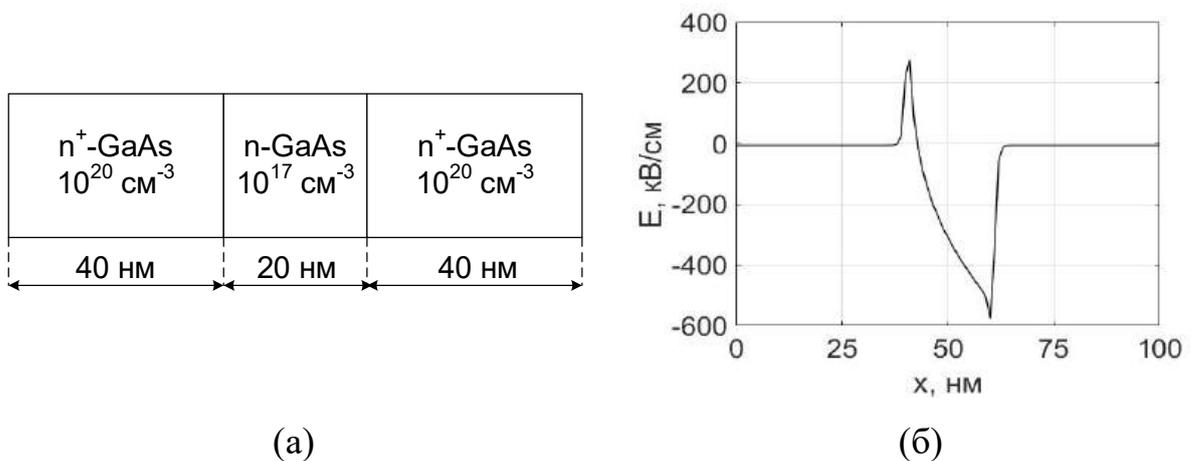


Рисунок 3.8 – Исследуемая GaAs структура  $n^+-n-n^+$  типа: пространственный профиль (а) и профиль напряженности электрического поля при прямом смещении 0,5 В (б)

На рисунке 3.9 представлены результаты расчетов средней дрейфовой скорости и средней энергии подвижных носителей заряда в данной структуре. В таблице 3.5 представлены значения плотностей тока, полученные с помощью зависимостей рисунка 3.9.

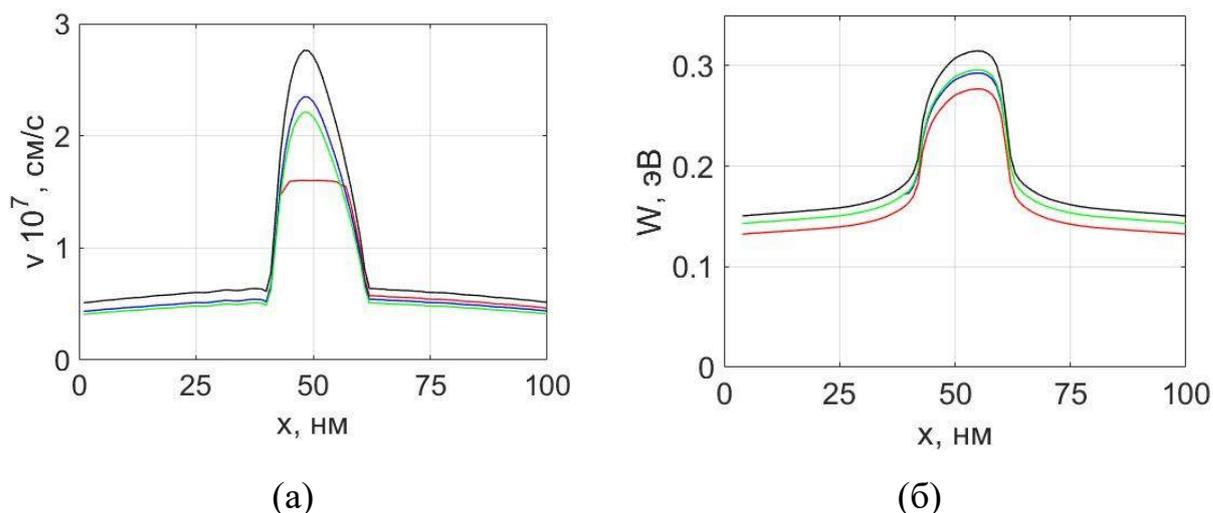


Рисунок 3.9 – Рассчитанные зависимости дрейфовой скорости (а) и средней энергии (б) электронов в пространстве в  $n^+ - n - n^+$  GaAs структуре до и после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления: (—) – до радиационного воздействия, (—) – потенциал «жесткой сердцевины», (—) – потенциал Флеминга, (—) – потенциал Госсика. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Таблица 3.5 – Изменение плотности тока в GaAs структура  $n^+ - n - n^+$  типа после радиационного воздействия для различных потенциалов рассеяния подвижных носителей заряда на кластерах радиационных дефектов

До радиационного воздействия	После радиационного воздействия		
	Потенциал «жесткой сердцевины»	Потенциал Флеминга [38]	Потенциал Госсика [37]
6,51 кА/см <sup>2</sup>	3,31 кА/см <sup>2</sup>	3,79 кА/см <sup>2</sup>	3,76 кА/см <sup>2</sup>

Значения, представленные в таблице 3.5, получены в приближении, что при воздействии потока нейтронов изменяется подвижность носителей заряда вследствие рассеяния на КРД в соответствии с математической моделью, представленной в разделе 3.1, и концентрация свободных носителей заряда в соответствии с выражением (1.7).

Несмотря на то, что средняя дрейфовая скорость электронов для рассматриваемых потенциалов отличается на 30...50 %, плотности тока при

этом различаются не столь существенно. Это связано с тем, что плотность тока также зависит от концентрации носителей заряда. Потенциал жесткой сердцевины используется для упрощения вычислений, однако не учитывает пространственное распределение заряда внутри кластера радиационных дефектов, поэтому для расчетов предпочтительнее использовать потенциалы Госсика и Флеминга.

Таким образом, продемонстрировано, что форма потенциала рассеяния влияет не только на эффект всплеска скорости во времени и пространстве (дрейфовая скорость и средняя энергия электронов), но и на плотность тока, протекающего в наноразмерных полупроводниковых структурах. Исходя из этого факта, можно по-новому интерпретировать результаты экспериментальных исследований изменения проводимости после воздействия потока нейтронов в полупроводниковых приборах, в которых явления переноса носителей заряда определяются «горячими» электронами, для определения концентрации рассеивающих центров, возникающих после радиационного воздействия.

### **3.5. Анализ концентрации субкластеров радиационных дефектов, образующихся при воздействии нейтронов мгновенного спектра деления в канале полевого транзистора Шоттки с V-образным затвором**

В данном разделе представлены результаты исследований концентрации субкластеров радиационных дефектов, образующихся при нейтронном воздействии в канале полевого транзистора Шоттки с V-образным затвором. Как было показано ранее (раздел 3.1.2), в зависимости от модели потенциала рассеяния, используемой при расчетах, оценки концентрации рассеивающих центров могут сильно различаться.

Так как наибольший интерес представляет собой оценка концентрации СКРД, то в качестве объекта исследований были выбраны GaAs квазибаллистического ПТШ с V-образным Au и Al затвором (раздел 1.3.3). У данных структур были экспериментально измерены токи стока при различных

значениях потока быстрых нейтронов со средней энергией 1 МэВ (спектр деления (1.1)). Учитывая, что особенностью данных структур является возможность управления длиной канала за счет напряжений на затворе и стоке, для расчетов были использованы зависимости тока стока при нулевом напряжении на затворе, чтобы рабочая длина канала транзистора была максимальной и, соответственно, содержала максимально возможное число рассеивающих центров. Данные результаты после радиационного воздействия представлены на рисунке 3.10.

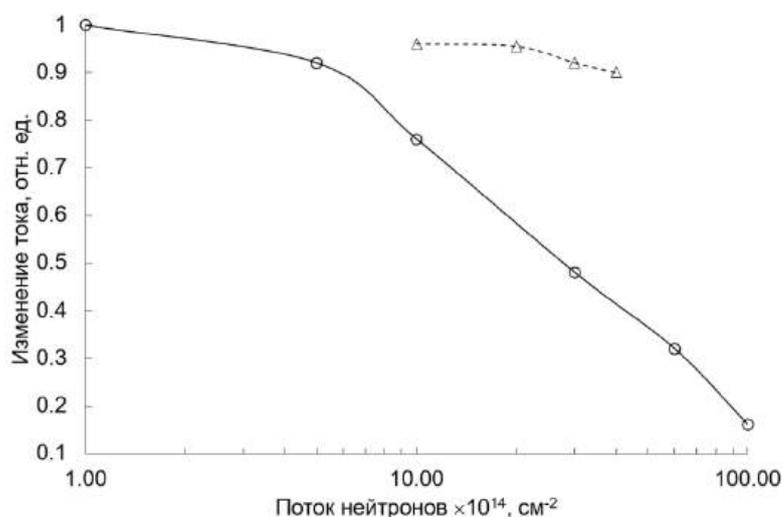


Рисунок 3.10 – Относительное изменение тока стока квазибаллистического GaAs ПТШ с V-образным затвором, выполненным из Al с длиной затвора 100 нм (—Δ—) и Au с длиной затвора 250 нм (—○—), в зависимости от потока быстрых нейтронов при нулевом смещении на затворе

Методика оценки концентрации СКРД заключается в следующем:

1. Численная оценка тока стока транзистора при нулевом напряжении на затворе с помощью самосогласованного метода Монте-Карло, описанного в разделе 1.4.3.

2. Для каждого исследуемого материала затвора численная оценка параметров радиационного воздействия, зависящих от потока быстрых нейтронов и их средней энергии: средней энергии первичного атома отдачи и средних размеров СКРД с помощью алгоритма, описанного в разделе 2.2.

3. Численный расчет изменения тока стока транзистора при нулевом напряжении на затворе с учетом дополнительного механизма рассеяния на СКРД. Для каждого исследуемого потенциала (1.11), (3.1) и (3.4) концентрация рассеивающих центров  $N_{cl}$  выбиралась таким образом, чтобы изменение тока стока транзистора относительно случая без радиационного воздействия соответствовало результатам эксперимента.

Для спектра нейтронов (1.1) средняя энергия первичных атомов отдачи Al и Au будет составлять 130 и 20 кэВ соответственно. На рисунке 3.11 представлены характерные каскады атомных смещений, образованных первичными атомами отдачи Al и Au в GaAs соответственно.

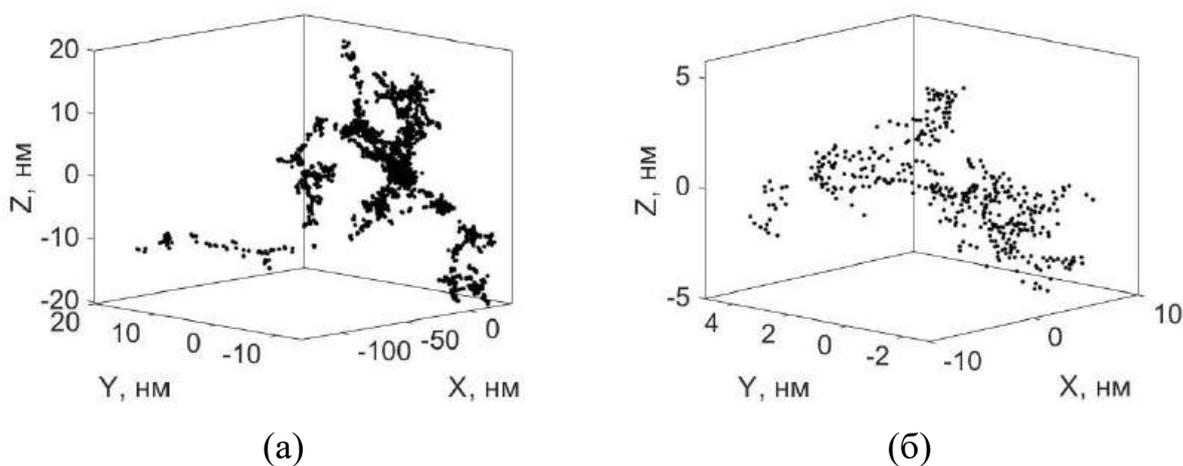


Рисунок 3.11 – Каскад атомных смещений, образованный в GaAs первичным атомом отдачи: (а) – атом Al, (б) – атом Au

Полученные параметры КРД представлены в таблице 3.6.

Таблица 3.6 – Пространственные параметры КРД, образованных первичными атомами отдачи Al и Au с энергией 130 и 20 кэВ

Материал затвора	Средний радиус СКРД, нм	Среднее число СКРД, шт	Среднее расстояние между СКРД, нм
Al	17	1,4	-
Au	5	1	-

Согласно полученным результатам и для атома отдачи Al, и для атома отдачи Au в среднем кластер не разделяется на отдельные СКРД. Однако менее тяжелый атом Al создает менее плотный каскад атомных смещений, за счет чего средний радиус СКРД увеличивается примерно в три раза по сравнению со случаем, когда КРД образован атомом отдачи Au.

Данные результаты использовались в качестве исходных данных для моделирования изменения тока стока квазибаллистического GaAs ПТШ с V-образным затвором. После радиационного воздействия потоком быстрых нейтронов возникает дополнительный механизм рассеяния подвижных носителей заряда на СКРД. Для описания данных изменений использовался подход, описанный в разделе 3.1, основанный на использовании потенциала рассеяния. Результаты расчета концентрации рассеивающих центров в зависимости от потока быстрых нейтронов, образовавшихся в канале квазибаллистического GaAs ПТШ с Au и Al V-образным затвором, представлены на рисунках 3.12 и 3.13 соответственно.

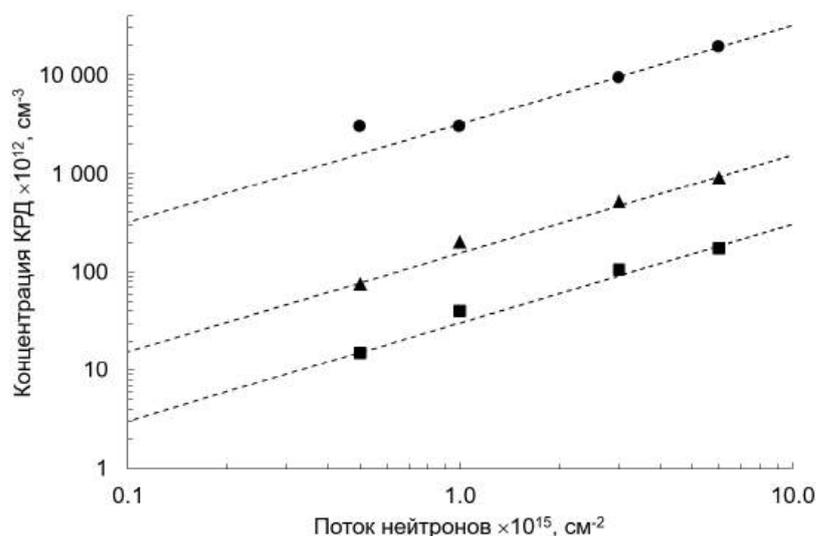


Рисунок 3.12 – Зависимость концентрации СКРД от потока нейтронов, образующихся в канале квазибаллистического GaAs ПТШ с Au V-образным затвором: потенциал жесткой сердцевины (—●—), потенциал Флеминга (—▲—), потенциал Госсика (—■—).

Коэффициент пропорциональности  $f$  составляет  $3.5$ ,  $0.16$  и  $0.03$  см<sup>-1</sup> соответственно

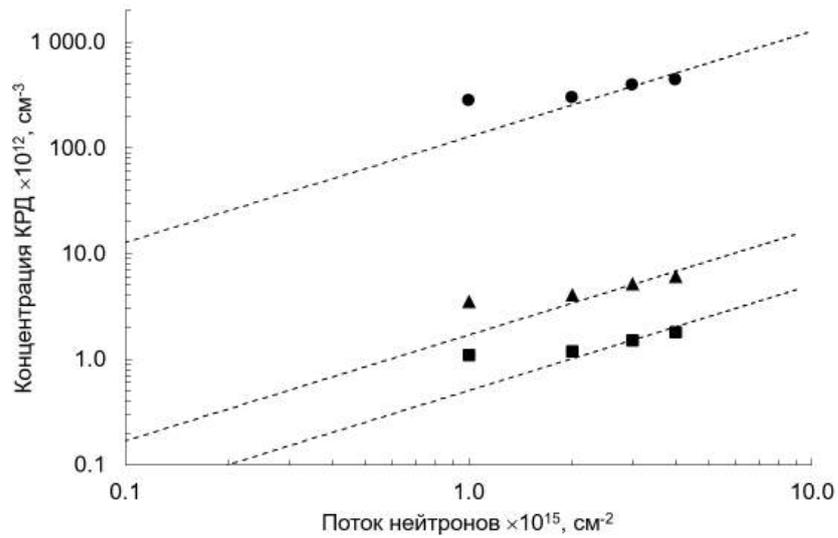


Рисунок 3.13 – Зависимость концентрации СКРД от потока нейтронов, образующихся в канале квазибаллистического GaAs ПТШ с Al V-образным затвором: потенциал жесткой сердцевины (—●—), потенциал Флеминга (—▲—), потенциал Госсика (—■—). Коэффициент пропорциональности  $f$  составляет 0.13, 0.0017 и 0.0005  $\text{см}^{-1}$  соответственно

Концентрацию СКРД в рабочей области канала транзистора теоретически можно оценить с помощью следующего аналитического соотношения:

$$N_{cl} \sim \frac{1}{\frac{4}{3} \pi \cdot R_{cl}^3}, \quad (3.14)$$

где  $R_{cl}$  – радиус СКРД с учетом ОПЗ.

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками по формуле (3.14) так как размеры СКРД, образованных Al и Au, отличаются примерно в три раза, то отношение концентраций СКРД будут определяться кубом отношения размеров кластера, то есть более чем на порядок. Данное соотношение сохраняется для всех исследуемых потенциалов рассеяния. Разница между оценками для исследуемых потенциалов обусловлена различными размерами области пространственного заряда (таблица 3.1). Согласно выражению (3.14), отношение концентраций

пропорционально кубу отношений размеров кластеров с учетом ОПЗ, что и наблюдается по результатам анализа рассчитанных характеристик.

Сопоставляя результаты, полученные в данной главе, с теоретическими оценками (3.14), можно сделать вывод о том, что расчеты, выполненные с помощью потенциала «жесткой сердцевины», соответствуют верхней оценке концентрации СКРД, не учитывающей процессы отжига радиационных дефектов. Также необходимо отметить, что согласно оценкам, полученным с помощью потенциалов Госсика и Флеминга, концентрация заряженных дефектов внутри СКРД составляет  $10^{19} \dots 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что хорошо согласуется с другими теоретическими оценками [107]. Учитывая размеры СКРД и общую концентрацию дивакансий, заряженные дефекты будут составлять не более 10 % от общего числа. Таким образом, использование потенциалов Госсика и Флеминга для теоретических расчетов оценок влияния воздействия нейтронов на Si и GaAs полупроводниковые приборы является физически более обоснованным, чем использование потенциала «жесткой сердцевины». При этом потенциал Госсика подходит для описания процессов рассеяния термализованных носителей заряда на кластерах радиационных дефектов в целом в GaAs приборах с размерами рабочей области 250 нм и более. потенциал Флеминга наиболее корректно описывает механизм рассеяния горячих носителей заряда с квазибаллистическим характером движения на субкластерах радиационных дефектов в Si приборах наноэлектроники с размерами рабочей области 100 нм и менее, в которой реализуется резко неоднородный профиль электрического поля, что связано со структурой каскада атомных смещений.

### 3.6 Выводы по главе 3

1. На основе теоретических расчетов и сравнения с экспериментальными данными впервые рассчитаны параметры модельных потенциалов рассеяния, которые адекватно описывают изменение

подвижности носителей заряда после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления в Si и GaAs.

2. Впервые проведено моделирование изменение эффекта всплеска скорости во времени и пространстве после радиационного воздействия в GaAs для различных потенциалов рассеяния. Установлено, что в зависимости от выбранного потенциала рассеяние на радиационных дефектах снижает как скорость всплеска, так и среднюю энергию электронов на различную величину. Наибольшее влияние на исследуемые параметры оказывает потенциал «жесткой сердцевины», так как является абсолютно непрозрачным для носителей заряда с любой энергией.

3. Рассчитаны значения плотности тока, протекающего в наноразмерной  $n^+ - n - n^+$  GaAs структуре, до и после воздействия потока нейтронов спектра деления для различных моделей потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов. Показано, что за счет меньшей скорости носителей заряда в случае использования потенциала «жесткой сердцевины» в рабочей области исследуемой структуры концентрируется большее количество электронов, чем при использовании потенциалов Госсика и Флеминга, что в итоге оказывает влияние на плотность тока.

4. По экспериментальным зависимостям изменения тока стока GaAs квазибаллистического ПТШ с V-образным Au и Al затвором рассчитаны концентрации рассеивающих центров для различных моделей потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов. Расчеты, выполненные с помощью потенциала «жесткой сердцевины», соответствуют верхней оценке концентрации СКРД, не учитывающей процессы отжига радиационных дефектов. Использование потенциалов Госсика и Флеминга для теоретических расчетов оценок влияния воздействия нейтронов на Si и GaAs полупроводниковые приборы является физически более обоснованным, чем использование потенциала «жесткой сердцевины».

## **ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОМЕНТ ФОРМИРОВАНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ**

В данной главе представлены результаты численного моделирования переноса носителей заряда в момент формирования кластера радиационных дефектов в наноразмерных полупроводниковых структурах на основе Si и GaAs: приведена оценка тока ионизации, вызванного образованием разупорядоченной области, впервые предложен и рассмотрен новый механизм возникновения сбоя статической ячейки памяти, вызванного образованием кластера радиационных дефектов. Также в главе рассмотрен вопрос влияния точки зарождения кластера радиационных дефектов на деградацию характеристик биполярного транзистора с тонкой базой.

### **4.1. Методика моделирования переноса носителей заряда в Si в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов**

#### ***4.1.1 Оценка временных и пространственных масштабов процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов***

Перенос носителей заряда в нанометровых полупроводниковых структурах при радиационном воздействии имеет ряд особенностей, обусловленных не только усилением влияния неоднородности дефектообразования, но и переходными ионизационными процессами.

Ранее в разделе 2.1 были продемонстрированы результаты моделирования процесса формирования поврежденной области полупроводникового материала с помощью метода молекулярной динамики. Однако помимо расчета эволюции точечных дефектов: их кластеризации в устойчивые скопления, а также рекомбинации части вакансий и межузельных

атомов данный метод можно использовать для задачи анализа процесса ионизации микрообъема первичным атомом отдачи и генерации импульсов тока в полупроводниковых структурах за счет использования двухтемпературной модели [108].

В результате взаимодействия нейтрона со средой образуется импульс ионизационного тока, а движение носителей заряда в полупроводниковой структуре меняется из-за дополнительного рассеяния на формирующемся кластере радиационных дефектов.

Рассмотрим подробнее процесс образования разупорядоченной области на примере образования кластера первичным атомом отдачи кремния с энергией 50 кэВ. На рисунке 4.1 и 4.2 представлены результаты моделирования зависимости числа дефектов  $N_{def}$  и температуры электронно-дырочного газа  $T_e$  от глубины  $d$  при формировании КРД первичным атомом отдачи Si с энергией 50 кэВ для различных моментов времени. Начало координат на данных графиках соответствует точке инициации кластера, поэтому за счет обратного рассеяния величина  $d$  может принимать отрицательные значения.

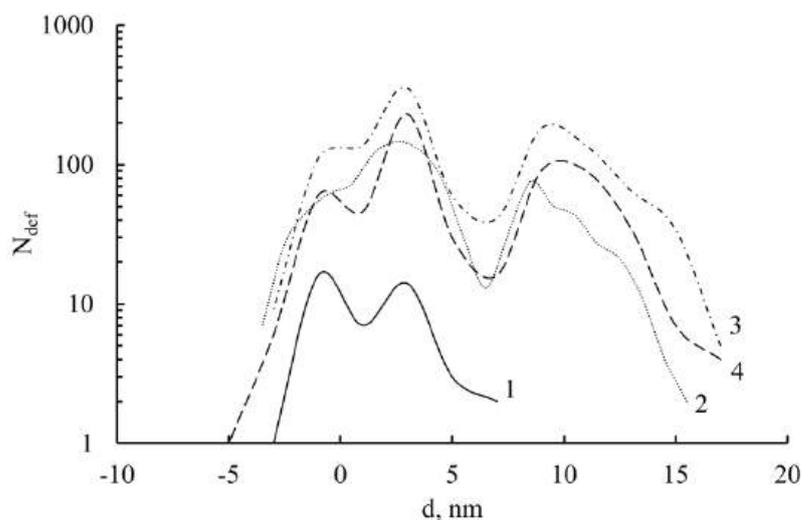


Рисунок 4.1 – Распределение числа дефектов  $N_{def}$  от глубины  $d$  для различных моментов времени процесса формирования кластера радиационных дефектов: 1 – 0,05 пс, 2 – 0,15 пс, 3 – 2,2 пс, 4 – 102 пс.

Начало координат соответствует точке инициации кластера

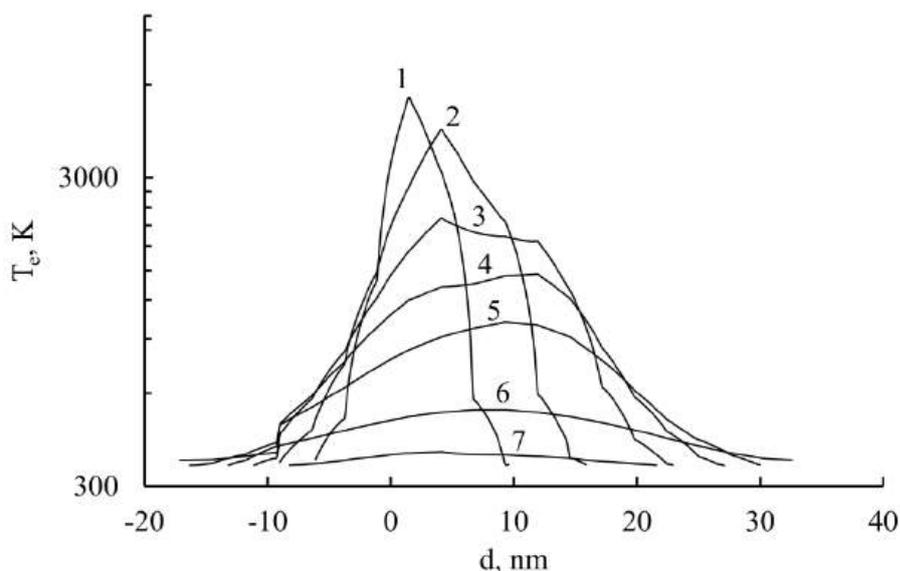


Рисунок 4.2 – Распределение температуры электронно-дырочной плазмы  $T_e$  от глубины  $d$  для различных моментов времени процесса формирования кластера радиационных дефектов: 1 – 0,03 пс, 2 – 0,05 пс, 3 – 0,1 пс, 4 – 0,15 пс, 5 – 0,22 пс, 6 – 0,42 пс, 7 – 1,22 пс.

Начало координат соответствует точке инициации кластера

Из полученных результатов следует, что процессы разогрева электронно-дырочной плазмы, сопровождающие образование кластера радиационных дефектов, протекают значительно быстрее описанных выше процессов. К концу стадии термического расширения, температура электронно-дырочной плазмы устанавливается в районе равновесных значений, которые наблюдались до радиационного воздействия.

Обобщая выше сказанное, в таблице 4.1 представлены характерные пространственные и временные масштабы процесса формирования кластера радиационных дефектов в кремнии, среди которых выделены стадии генерации электронно-дырочных пар и образования отдельных точечных дефектов, а также кластеров в целом.

Таблица 4.1 – Пространственные и временные масштабы процесса формирования кластера радиационных дефектов

Объект \ Масштаб	Пара Френкеля	Электронно-дырочная пара	Кластер радиационных дефектов	Область ионизации
Пространство, нм	2	3	11	24
Время, пс	$10^{-4}$	$10^{-3}$	100	0,2

Из полученных результатов следует, что пространственные и временные масштабы процессов упругого взаимодействия и ионизации существенно различаются. Поэтому для оценки влияния формирования единичного кластера на параметры работы транзисторных структур данные процессы можно рассматривать независимо – на баллистической стадии формирования кластера происходят только процессы, связанные с ионизацией, на более поздних временах происходит только образование дефектов.

#### ***4.1.2 Методика расчета тока ионизации, вызванного образованием радиационных дефектов***

Для расчета реакции субмикронных полупроводниковых приборов, у которых длина рабочей области гораздо больше длины свободного пробега, на воздействие одиночных нейтронов использовалась диффузионно-дрейфовая модель переноса носителей заряда. Параметрами модели, зависящими от радиационного воздействия, являются времена жизни, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, значения которых уменьшаются с ростом флюенса или дозы дефектообразующих излучений. Учет ионизационной компоненты осуществляется через пространственно-временное изменение скорости генерации неравновесных носителей заряда.

Для расчета переходных ионизационных процессов в полупроводниковых структурах при воздействии протонов,  $\alpha$ -частиц и тяжелых заряженных частиц используется представление скорости генерации неравновесных носителей заряда в виде произведения трех сомножителей

$$G(l, r, t) = G_{LET}(l) \cdot R(r, l) \cdot T(t). \quad (4.1)$$

Здесь  $G_{LET}(l)$  — амплитудный коэффициент, определяемый величиной линейной передачи энергии вдоль трека частицы,  $R(r, l)$  — нормированный пространственный множитель, описываемый экспоненциальной или гауссовой функциями,  $T(t)$  — нормированный временной множитель, описываемый гауссовой функцией,  $r$  — радиус, определяемый как перпендикулярное расстояние к треку,  $l$  — расстояние вдоль трека. Трек частицы предполагается прямолинейным.

В качестве нормированного пространственного распределения неравновесных носителей заряда использовалась следующая функция:

$$R(r, l) = \frac{1}{2\pi r_c^2} \cdot \left( 1 + \frac{1}{1 + 2 \cdot \ln\left(\frac{r_p}{r_c}\right)} \right), r < r_c$$

$$R(r, l) = \frac{1}{2\pi r} \cdot \left( 1 + \frac{1}{1 + 2 \cdot \ln\left(\frac{r_p}{r_c}\right)} \right), r_c \leq r \leq r_p \quad (4.2)$$

где  $r_c$  — радиус ядра, определяемый как отношение скорости частицы к плазмонной частоте ( $\sim 10^{15}$  Гц в случае кремния),  $r_p$  — радиус оболочки, определяемый длиной пробега электронов.

Изменение энергии электронной подсистемы моделируемого объема определяется двумя конкурирующими механизмами: возбуждением электронной подсистемы атомами отдачи и релаксацией энергии в кристаллическую решетку. Таким образом, получаем дифференциальное уравнение:

$$\frac{dE_{el}}{dt} = 2\pi E_{eh} \int_0^\infty \int_0^\infty r G(l, r, t) dr dl - \frac{E_{el}}{\tau_E}, \quad (4.3)$$

где  $E_{el}$  — энергия электронной подсистемы за вычетом равновесной тепловой составляющей,  $V$  — объем кластера радиационных дефектов,  $\tau_E$  — среднее

время релаксации энергии электронной подсистемы, полагавшееся для расчетов равным 0.1 пс,  $E_{eh}$  — средняя энергия, необходимая для образования электронно-дырочной пары (равная 3.6 эВ в случае кремния). Зависимость энергии электронной подсистемы от времени можно получить при помощи расчета методом классической молекулярной динамики.

Для расчета реакции субмикронных полупроводниковых приборов, у которых длина рабочей области сопоставима с длиной свободного пробега, на воздействие одиночных нейтронов использовался алгоритм решения кинетического уравнения Больцмана при помощи самосогласованного метода Монте-Карло. В каждый момент времени число моделируемых частиц увеличивается пропорционально количеству энергии  $E_{el}$ , переданной в электронную подсистему. При этом функция распределения носителей заряда описывается законом Максвелла-Больцмана, в котором в качестве температуры электронного газа  $T_e$  используются усредненные по объему результаты расчетов, полученные с помощью метода молекулярной динамики. Блок-схема алгоритма расчета тока ионизации для математической модели на основе согласованного метода Монте-Карло представлена на рисунке 4.3. Данный алгоритм был реализован как составная часть оригинального пакета прикладных программ для моделирования переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах при радиационном воздействии.

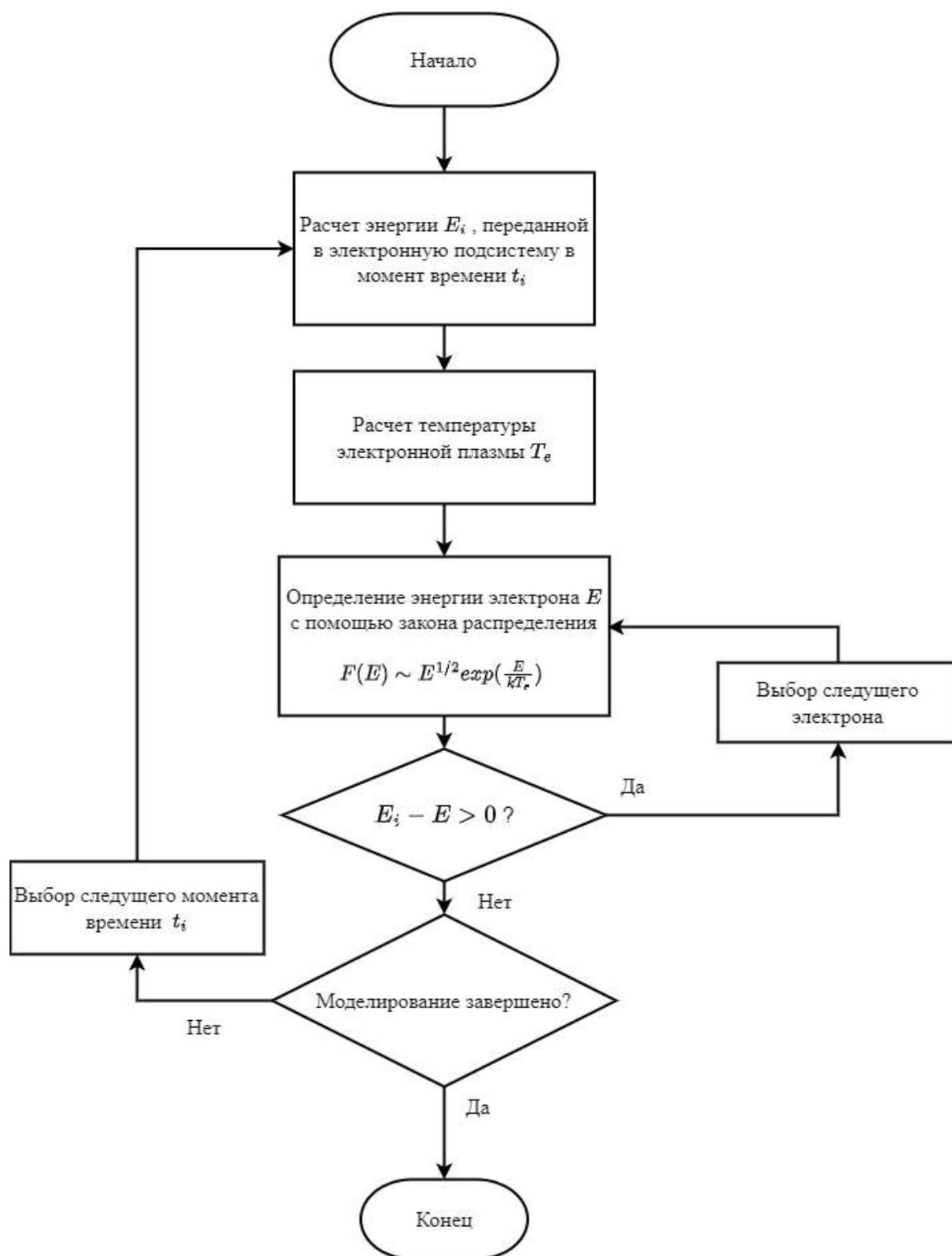


Рисунок 4.3 – Блок-схема алгоритма расчета энергии радиационно-индуцированных электронов и их количества

### 4.1.3 Методика расчета изменения проводимости, вызванного образованием радиационных дефектов

Аналитическая оценка изменения проводимости, вызванного процессом формирования разупорядоченной области, может быть получена с помощью уравнения Вейнера [109], так как проводимость области скопления радиационных дефектов близка к собственной проводимости полупроводникового материала:

$$\frac{\sigma_{rad} - \sigma_{ch}(N_d)}{\sigma_{rad} + 2 \cdot \sigma_{ch}(N_d)} = \frac{V_{cl}}{V_{ch}} \cdot \frac{\sigma_i - \sigma(N_d)}{\sigma_i + 2 \cdot \sigma(N_d)}, \quad (4.4)$$

где  $\sigma_{rad}$  – проводимости канала транзисторной структуры после воздействия нейтронов,  $\sigma_i$  – проводимость собственного полупроводника,  $\sigma_{ch}$  – проводимость канала транзисторной структуры до радиационного воздействия,  $V_{cl}$  – объём кластера радиационных дефектов,  $V_{ch}$  – объём канала транзисторной структуры,  $N_d$  – концентрация донорной примеси.

Более точные оценки возможны при использовании подходов, основанных на методе Монте-Карло. Для описания процесса переноса носителей заряда во время образования разупорядоченной области, подход, представленный в предыдущей главе, не подходит, так как кластер радиационных дефектов за время формирования не успевает зарядиться.

Время, за которое произойдет набор заряда кластером в первом приближении можно оценить как  $\tau_3 = (\gamma n)^{-1}$ , где  $\gamma$  – вероятность элементарного акта захвата электрона нейтральным центром,  $n$  – концентрация электронов. Тогда для легированных областей ПТШ ( $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ) имеем  $\tau_3 \sim 10^{-5} \text{ с}$ . Поэтому точечные дефекты в этом случае имеют потенциал рассеяния, отличный от тех, что представлены в разделе 3.1.1. Так как разупорядоченная область в момент её формирования является электрически нейтральной, то механизм рассеяния в этом случае схож с механизмом рассеяния на нейтральных атомах примеси, в роли

которых выступают межузельные атомы. Так как концентрация рассеивающих центров  $N_{def}$  будет изменяться со временем, то и частота рассеяния становится функцией от времени.

$$\lambda_{form}(t) = 20 \cdot \frac{N_{def}(t)}{V_{ch}} \cdot \frac{\varepsilon\varepsilon_0 h^2}{(m^*q)^2}. \quad (4.5)$$

Как следует из формулы (4.5) процесс рассеяния подвижных носителей заряда на формирующемся КРД не зависит от их энергии и является изотропным. При этом угол рассеяния определяется выражением (1.42). Необходимо отметить, что рассеяние на нейтральных примесях может быть и неизотропным в случае, когда за счет рассеяния происходит ионизация атома примеси с последующим захватом рассеянного электрона – обменное рассеяние. Однако в случае межузельных атомов обменное рассеяние потребует больших значений энергии налетающего электрона, сравнимой с энергией ударной ионизации, поэтому при расчетах данный механизм не учитывался.

#### **4.2. Изменение характеристик Si диодных структур в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов**

Для расчетов использовалась кремниевая структура, в которой была рассчитана пространственно-временная эволюция области разупорядочения, образованная первичными атомами отдачи с начальными кинетическими энергиями равными 3, 12 и 50 кэВ соответственно. Временные зависимости объема кластера радиационных дефектов и объема области ионизации представлены на рисунке 4.4.

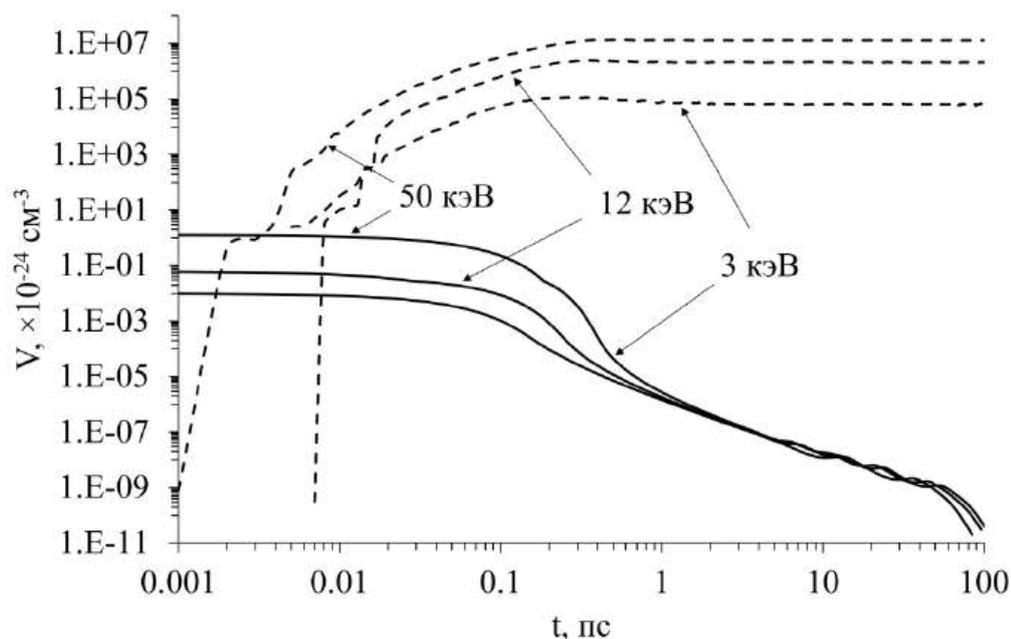


Рисунок 4.4 – Временная зависимость объема кластера радиационных дефектов (---) и объема области ионизации (—) для различных энергий первичного атома: 3, 12 и 50 кэВ

Как следует из полученных результатов в отличие от временной зависимости объема структурных повреждений, зависимость объема области ионизации от времени носит монотонно убывающий характер, что обусловлено выносом носителей заряда внешним электрическим полем из области генерации. При этом зависимость энергии, передаваемой электронной подсистеме (рисунок 4.5), от времени имеет максимум в диапазоне времен 0,1–0,2 пс в зависимости от начальной энергии первичного атома отдачи, что обуславливает экстремальную форму зависимости скорости генерации неравновесных носителей заряда от времени (рисунок 4.6).

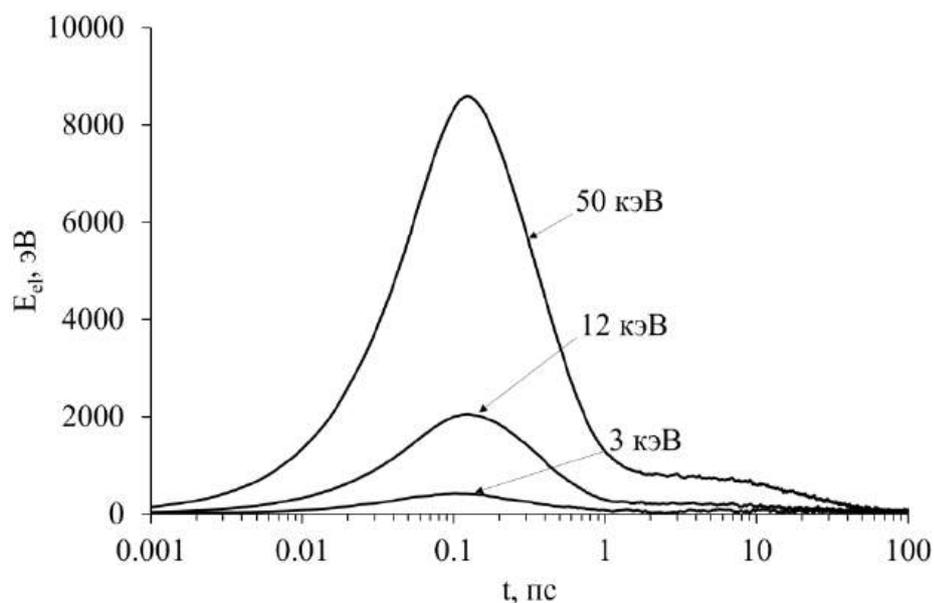


Рисунок 4.5 – Временная зависимость суммарной энергии электронной подсистемы для различных энергий первичного атома: 50, 12 и 3 кэВ

Время достижения максимума скорости генерации неравновесных носителей заряда увеличивается с ростом начальной энергии первичного атома отдачи и составляет: 0.14 пс для энергии 3 кэВ, 0.23 пс для энергии 12 кэВ и 0.38 пс для энергии 50 кэВ.

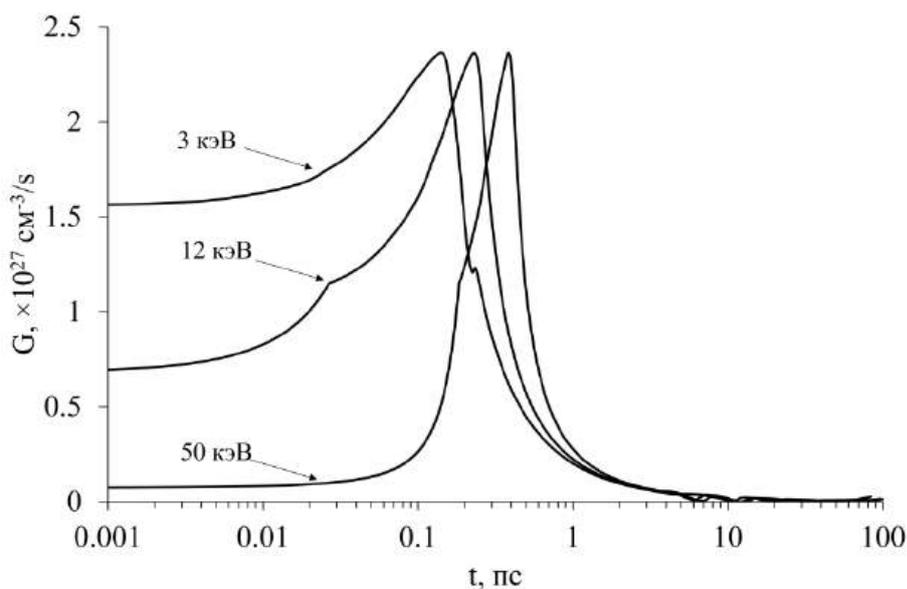


Рисунок 4.6 – Временная зависимость скорости генерации неравновесных носителей заряда для различных энергий первичного атома: 50, 12 и 3 кэВ

При этом максимальная скорость генерации неравновесных носителей заряда не зависит от энергии в рассматриваемом диапазоне и составляет  $2,4 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3}/\text{с}$ .

Для моделирования были выбраны следующие параметры тестового диода Шоттки: концентрация примеси *n*-типа в рабочей области принималась равной  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , длина структуры 1 мкм, высота барьера Шоттки составляет 0.55 В.

Для данной структуры в отсутствие внешнего приложенного напряжения моделировалось воздействие импульса ионизирующего излучения с параметрами, приведенными на рисунке 4.6.

Результаты моделирования переходных ионизационных процессов приведены на рисунке 4.7 для начальной энергии первичного атома отдачи 3, 12 и 50 кэВ.

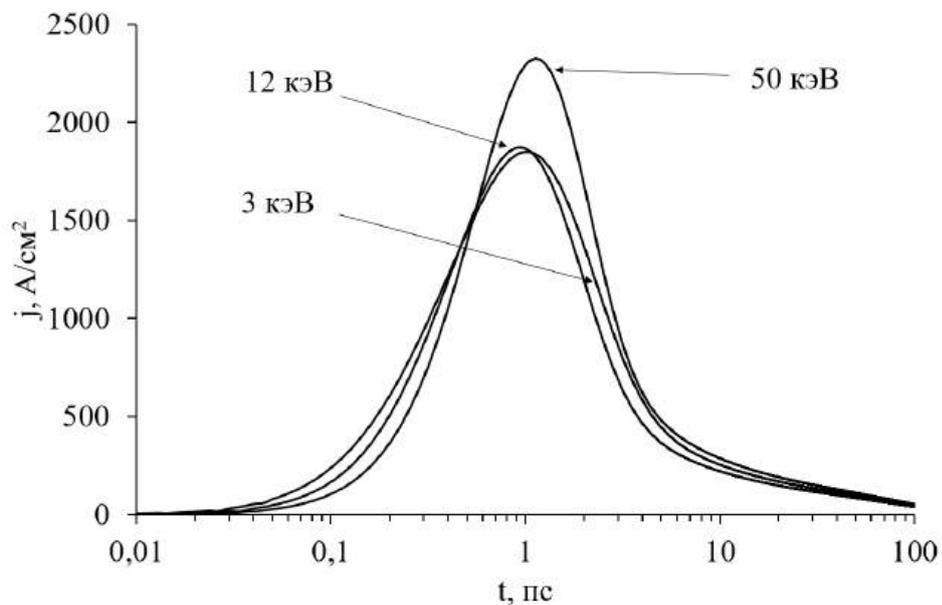


Рисунок 4.7 – Временная зависимость импульсов ионизационных токов, образованных первичными атомами отдачи различных энергий: 3, 12 и 50 кэВ, рассчитанных с помощью диффузионно-дрейфовой модели

Несмотря на одинаковую максимальную скорость генерации неравновесных носителей заряда, максимальная амплитуда импульса

ионизационного тока зависит от начальной энергии первичного атома отдачи и составляет: 1,85 кА/см<sup>2</sup> для 3 кэВ, 1,87 кА/см<sup>2</sup> для 12 кэВ и 2,32 кА/см<sup>2</sup> для 50 кэВ. Время достижения максимальной амплитуды ионизационного тока лежит в пределах 0,94–1,21 пс, что существенно больше времени достижения максимальной скорости генерации неравновесных носителей заряда — 0,14–0,38 пс и слабо зависит от применяемой для расчета модели, что обусловлено большой длительностью переднего фронта импульса возбуждения по сравнению со средним временем между рассеяниями электронов и дырок, которое полагалось равным 0,1 пс. При разной величине радиационно-индуцированного заряда время переднего фронта импульса тока одинаковое, так как оно определяется скоростью передачи энергии в электронную подсистему первичным атомом отдачи в процессе ионизации. Это может оказать существенное влияние на работу наноразмерных приборов, с временами переключения ~ 1 пс.

Полученные таким образом временные зависимости импульсов токов могут быть в дальнейшем использованы для расчетов вероятности сбоев и отказов современных изделий микро- и наноэлектроники, в которых воздействие даже одной высокоэнергичной частицы оказывает существенное влияние на работу прибора.

### **4.3 Изменение характеристик Si полевых транзисторов и ячеек статической памяти на их основе в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов**

#### ***4.3.1 Изменение характеристик Si полевых транзисторов в момент формирования единичного кластера радиационных дефектов***

В соответствии с выражением (4.4), а также данными о проектных нормах современных транзисторов, представленными в таблице 1.5, были рассчитаны зависимости относительного изменения проводимости канала транзистора при нулевом смещении на затворе и величины радиационно-

индуцированного заряда от энергии первичного атома отдачи для различных проектных норм, представленные на рисунке 4.8.

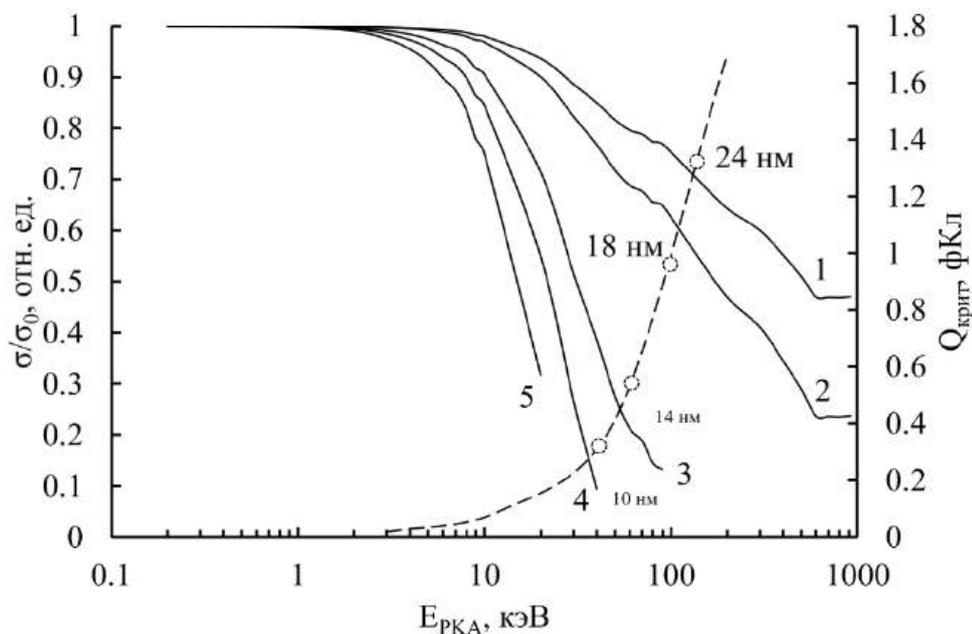


Рисунок 4.8 – Относительное изменение проводимости канала транзисторных структур  $\sigma/\sigma_0$  для различных проектных норм (сплошная линия) и величина критического заряда  $Q_{crit}$  (пунктирная линия) от энергии первичного атома отдачи  $E_{PKA}$ .

Номер графика соответствует номеру конфигурации в таблице 1.5

Из полученных результатов следует, что для технологических процессов № 3, 4 и 5 отказ транзистора, связанный с уменьшением проводимости канала, наступает раньше сбоя, вызванного нештатным переключением транзисторной ячейки. Однако для технологических процессов № 1 и 2 реализуется обратная ситуация.

Точный расчет процессов, протекающих при формировании единичного кластера радиационных дефектов, возможен с помощью самосогласованного метода Монте-Карло. В этом случае при моделировании переноса носителей заряда необходимо учитывать следующие факторы:

- появление радиационно-индуцированных электронно-дырочных пар, число которых и энергия рассчитывается с помощью метода, блок-схема которого представлена на рисунке 4.3;
- появление центров рассеяния носителей заряда, которые связаны с формирующимся, незаряженным кластером радиационных дефектов.

Как было показано в разделе 2.3 для энергии атома отдачи 50 кэВ в кремнии кластер равновероятно распадается или не распадается на отдельные субкаскады, то есть имеет максимально возможный объем среди единичных кластеров, поэтому рассмотрим влияние процесса формирования единичного КРД, образованного атомом отдачи именно с этой энергией.

На рисунке 4.9 представлены для сравнения суммарная частота рассеяния в кремнии совместно с частотами рассеяния на формирующейся разупорядоченной области, образованной первичным атомом отдачи с энергией 50 кэВ для различных моментов времени в канале транзистора, чья конфигурация представлена в таблице 1.5.

В объемном кремнии суммарная частота рассеяния (кривая 10 рисунка 4.9) для электронов с энергией менее  $3/2kT$  определяется рассеянием на атомах ионизированной примеси, тогда как для больших энергий основными механизмами рассеяния являются рассеяние на фононах и ударная ионизация. Из представленных результатов следует, что по мере уменьшения размеров транзистора, рассеяние на формирующемся КРД становится доминирующим механизмом для большого диапазона энергий носителей заряда. В связи с этим стоит ожидать более существенного изменения проводимости канала транзисторных структур по сравнению с оценками, полученными по формуле (4.4).

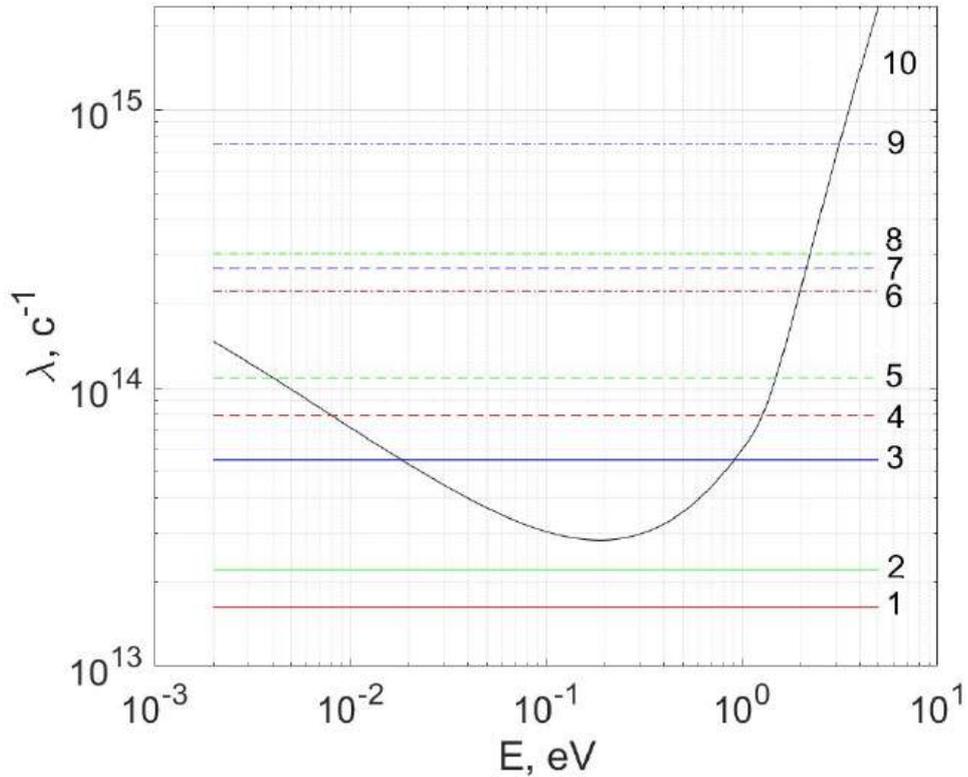


Рисунок 4.9 – Частоты рассеяния на формирующейся разупорядоченной области в кремнии для различных моментов времени:

1 –  $t = 0,1$  пс, конф. №1; 2 –  $t = 100$  пс, конф. №1; 3 –  $t = 0,3$  пс, конф. №1;  
 4 –  $t = 0,1$  пс, конф. №3; 5 –  $t = 100$  пс, конф. №3; 6 –  $t = 0,3$  пс, конф. №3;  
 7 –  $t = 0,1$  пс, конф. №5; 8 –  $t = 100$  пс, конф. №5; 9 –  $t = 0,3$  пс, конф. №5.

Кривая 10 – суммарная частота рассеяния на остальных механизмах

На рисунке 4.10 представлены зависимости температуры электронно-дырочной плазмы и общего числа радиационно-индуцированных электронов от времени.

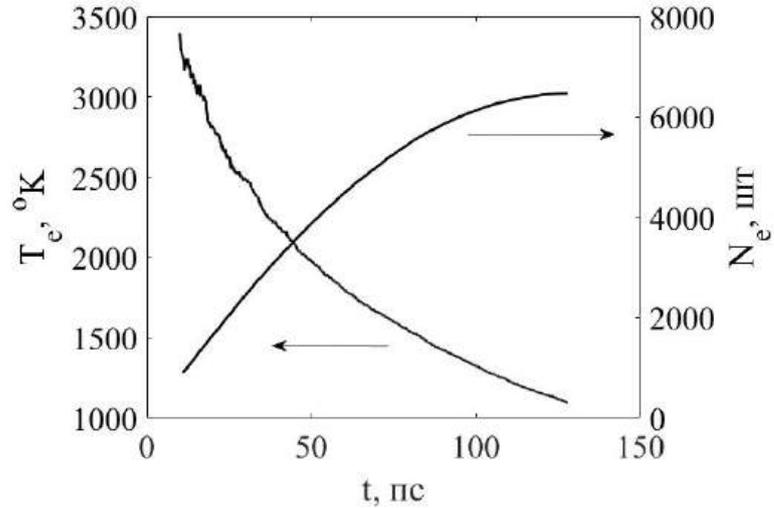


Рисунок 4.10 – Зависимости температуры электронно-дырочной плазмы (слева) и общего числа радиационно-индуцированных электронов (справа) от времени

Из представленных зависимостей следует, что температура электронно-дырочной плазмы максимальна сразу после инициации каскада атомных смещений и уменьшается с течением времени, асимптотически стремясь к равновесному значению до воздействия. При этом общее число радиационно-индуцированных электронов становится максимальным при значении времени равном 120 фс. Так как процессы рекомбинации происходят на большем временном масштабе ( $\sim 1-10$  мкс) количество сгенерированных электронов после момента времени равного 120 фс остается неизменным.

Согласно предложенному алгоритму, представленному на рисунке 4.3, в каждый момент времени распределение радиационно-индуцированных электронов по энергии подчиняется распределению Больцмана. На рисунке 4.11 представлены функции распределения сгенерированных электронов в различные моменты процесса формирования разупорядоченной области, а также итоговая функция распределения.

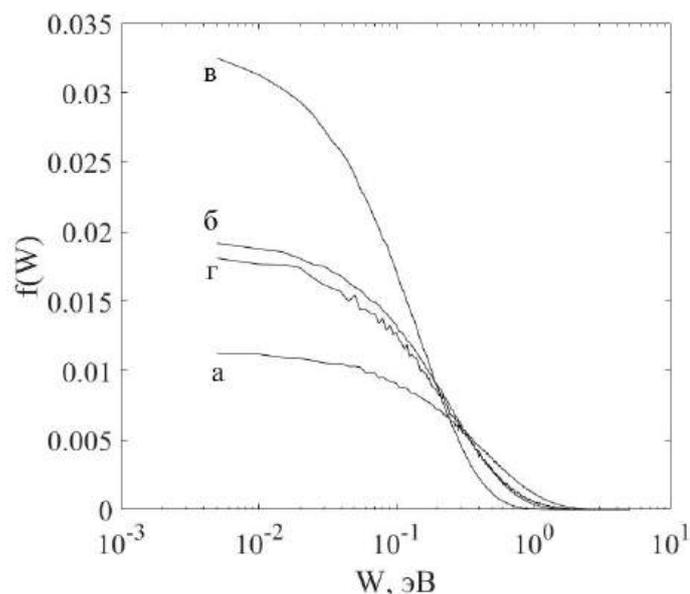


Рисунок 4.11 – Функции распределения радиационно-сгенерированных электронов в различные моменты процесса формирования разупорядоченной области: а) 10 фс, б) 50 фс, в) 120 фс, г) итоговое распределение

Как следует из полученных результатов, итоговое распределение радиационно-индуцированных электронов практически соответствует распределению в момент времени 50 фс, когда средняя температура электронно-дырочной плазмы составляет около 2000 К. Это связано с тем, что одновременно с остыванием электронного газа уменьшается темп генерации электронов, поэтому с течением времени число генерированных электронов уменьшается и их вклад в итоговое распределение становится незначительным. Таким образом, для упрощения процедуры расчета распределения радиационно-индуцированных электронов можно отказаться от сложной процедуры, блок-схема которой представлена на рисунке 4.3. Вместо этого без потери точности можно использовать максвелловское распределение с температурой электронно-дырочной плазмы, соответствующей середине интервала ионизации (для энергии 50 кэВ момент времени 60 фс).

Влияние процесса формирования единичного КРД на перенос носителей заряда в канале транзисторной структуры рассмотрено на примере образования разупорядоченной области атомом отдачи в кремнии с первоначальной энергией 50 кэВ.

В качестве объекта исследований была выбрана кремниевая структура, в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течение 100 пикосекунд. Вдоль трех ортогональных направлений использовались периодические граничные условия, тем самым, моделируя поведение атомов в объемном материале. Для определения местоположения дефектов в моделируемой системе использовался метод, основанный на построении ячеек Вигнера-Зейтца.

В соответствии с выражением (4.4), численной моделью на основе самосогласованного метода Монте-Карло, а также данными, представленными в таблице 1.5, были рассчитаны временные зависимости (рисунок 4.12) относительного изменения проводимости канала транзистора при нулевом смещении на затворе для различных проектных норм №1–5, представленные на рисунке 4.12 (1–5 – аналитическая модель, 1’–5’ численная модель).

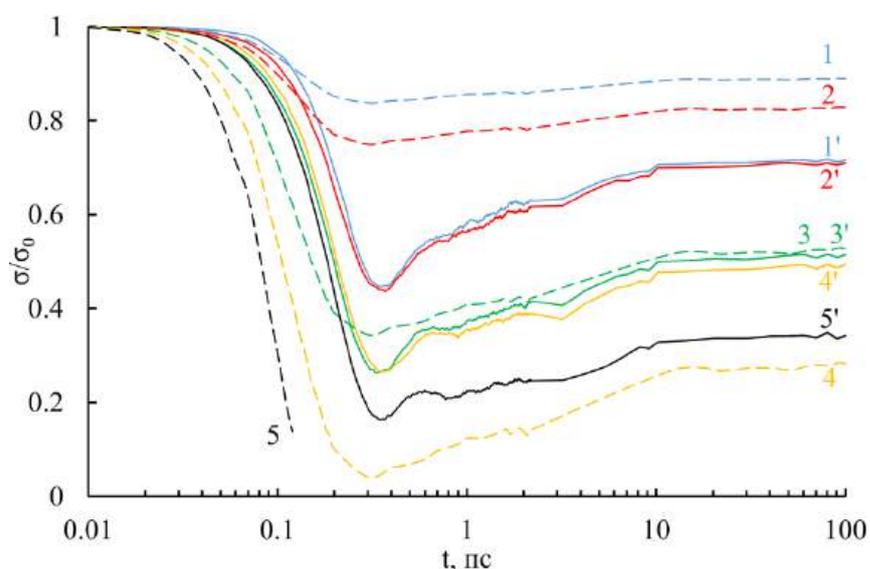


Рисунок 4.12 – Относительное изменение проводимости канала транзистора при нулевом смещении на затворе для различных проектных норм №1–5: 1–5 – аналитическая модель, 1’–5’ численная модель

Из представленных результатов следует, что согласно аналитической оценке при переходе к технологическому процессу №3 возможна ситуация, когда при формировании КРД проводимость канала уменьшается более чем в два раза. Однако численный расчет демонстрирует, что изменение проводимости лишь качественно соответствует аналитической оценке. Согласно результатам численного моделирования, проводимость канала уменьшается более чем в два раза даже для технологического процесса №1, а значит наличие сбоев, связанных не только с ионизационными процессами, но и с формированием КРД, должны наблюдаться не только для перспективных, но и для уже существующих изделий микро- и наноэлектроники.

#### ***4.3.2 Расчет сечения сбоя для транзисторной ячейки памяти при формировании кластера радиационных дефектов***

В разделе 4.3.1 был предложен ещё один механизм возникновения сбоя ячейки статической памяти, который обусловлен процессом образования разупорядоченной области. При формировании кластера радиационных дефектов в канале транзистора возможно возникновения ситуации, когда его

проводимость опустится ниже критического значения на время, достаточное для переключения состояния ячейки памяти. При дальнейшей стабилизации кластера проводимость канала вернется к прежним значениям, достаточным для штатной работы транзистора, поэтому в данном случае реализуется обратимый сбой.

В качестве объектов исследования были выбраны шести и восьмиэлементные ячейки памяти, в качестве элементов которых выступали транзисторы, выполненные по различным технологическим процессам с проектными нормами от 20 и до 7 нм. Классическая статическая ячейка памяти состоит из шести транзисторов: четыре транзистора образуют два инвертора с положительной обратной связью, а ещё два транзистора используются для операций чтения и записи. В ячейке памяти, состоящей из восьми транзисторов, дополнительные транзисторы образуют буфер для чтения, чтобы разделить операции чтения и записи [110].

Геометрические размеры рабочей области современных транзисторов, из которых состоит ячейка статической памяти, представлены в таблице 4.2 [77].

Таблица 4.2 – Геометрические размеры рабочей области современных транзисторов [77]

Размер \ Техпроцесс	20 нм	7 нм
Длина затвора, нм	24	11
Высота затвора, нм	28	18
Толщина затвора, нм	15	7

В зависимости от величины порогового напряжения, при котором происходит переключение транзистора, выделяют две группы ячеек статической памяти на их основе: режим высокой производительности (ВП) (низкое значение порогового напряжения) и режим низкого энергопотребления (НЭ) (высокое значение порогового напряжения). Для всех транзисторов, рассматриваемых в данной работе, напряжение питания

изменяется в диапазоне от 0,7 до 0,9 В. Для режима низкого энергопотребления значение порогового напряжения равняется 0,4 В при напряжении питания 0,5 В. Время записи определяется как промежуток времени между появлением управляющего сигнала на линии записи и переключением состояния ячейки. Времена записи состояния в 6Т- и 8Т-ячейки статической памяти для режима ВП представлены в таблице 4.3 [77].

Таблица 4.3 – Времена записи в ячейку статической памяти [77]

Ячейка статической памяти	Время записи, пс	
	20 нм	7 нм
6Т	7,5	2,5
8Т	9	3

Для исследуемых ячеек памяти параметр, определяющий чувствительность к шуму (HSNM) в режиме хранения состояния ячейки памяти, составляет около 200 мВ [77]. Если амплитуда шума будет больше 200 мВ, то ячейка памяти перейдет в противоположное стабильное состояние. Отношение токов в открытом и закрытом состояниях, рассчитанное с помощью ВАХ исследуемых транзисторов с учетом параметра HSNM, составляет 0,3.

Таким образом, для возникновения сбоя при формировании КРД необходимо, чтобы у одного из открытых транзисторов ток уменьшился до значений закрытого состояния на время, превышающее время записи состояния в ячейку памяти.

Для расчета числа сбоев, происходящих на транзисторную ячейку статической памяти и вызванных формированием КРД при воздействии потока нейтронов, использовался мгновенный спектр деления, который описывается соотношением (1.1)

Для заданного потока, число нейтронов, попавших в канал транзистора и которые провзаимодействовали с атомами кристаллической решетки, может быть оценено с помощью следующей формулы [104]:

$$P = 1 - \exp(-\sigma F_n V N_{at}), \quad (4.6)$$

где  $\sigma$  – сечение рассеяния нейтронов в заданном диапазоне энергий,  $F_n$  – интегральный поток нейтронов в заданном диапазоне энергий,  $V$  – объем рабочей области транзистора,  $N_{at}$  – концентрация атомов вещества,  $P$  – вероятность взаимодействия нейтрона с атомом кристаллической решетки.

Для каждого нейтрона, который провзаимодействовал с атомами вещества, необходимо рассчитать энергию в соответствии с функцией распределения (1.1). Затем определяется энергия первичного атома отдачи кремния  $E_a$ , которая определяется в соответствии с моделью взаимодействия упругих шаров (1.3).

Если энергия атома отдачи попадает в диапазон энергий от  $E_1^{(кр)}$  до  $E_2^{(кр)}$ , то в этом случае реализуется сбой транзисторной ячейки статической памяти, вызванный процессом формирования единичного кластера радиационных дефектов. Энергия первичного атома отдачи  $E_1^{(кр)}$  соответствует случаю, когда процесс формирования КРД вызывает нештатное переключение состояния ячейки памяти. Энергия первичного атома отдачи  $E_2^{(кр)}$  соответствует случаю, когда процесс формирования КРД приводит к отказу ячейки памяти.

Общее число сбоев, рассчитанное таким образом для каждого нейтрона из числа  $N_{act}$ , определяет сечение сбоя ячейки памяти.

Для определения значений  $E_1^{(кр)}$  до  $E_2^{(кр)}$  для каждого рассматриваемого техпроцесса необходимо рассчитать изменение тока транзистора при нулевом смещении на затворе в момент формирования КРД. С этой целью использовался подход, описанный в разделе 4.3.1, для расчета тока стока транзистора при нулевом смещении на затворе в момент формирования КРД. По полученным временным зависимостям тока стока транзистора оценивается промежуток времени, в течение которого значения тока стока соответствуют закрытому состоянию транзистора. Если данное время больше характерного времени переключения ячейки памяти, то в этом случае реализуется сбой. Энергия первичного атома отдачи, которая приводит к реализации сбоя ячейки

памяти, соответствует  $E_1^{(кр)}$ . Если восстановления тока стока транзистора не наблюдается в течение интервала времени, на порядок превышающего время переключения, то сбой переходит в отказ ячейки памяти. Энергия первичного атома отдачи, которая приводит к реализации отказа ячейки памяти, соответствует  $E_2^{(кр)}$ . Данная модель не учитывает влияние паразитных индуктивностей и емкостей межэлектродных соединений в ячейке памяти.

На рисунке 4.13 представлены временные зависимости относительного изменения тока стока транзистора в момент формирования в канале КРД, образованных первичными атомами отдачи с различной энергией для транзистора, выполненного по техпроцессу 7 нм.

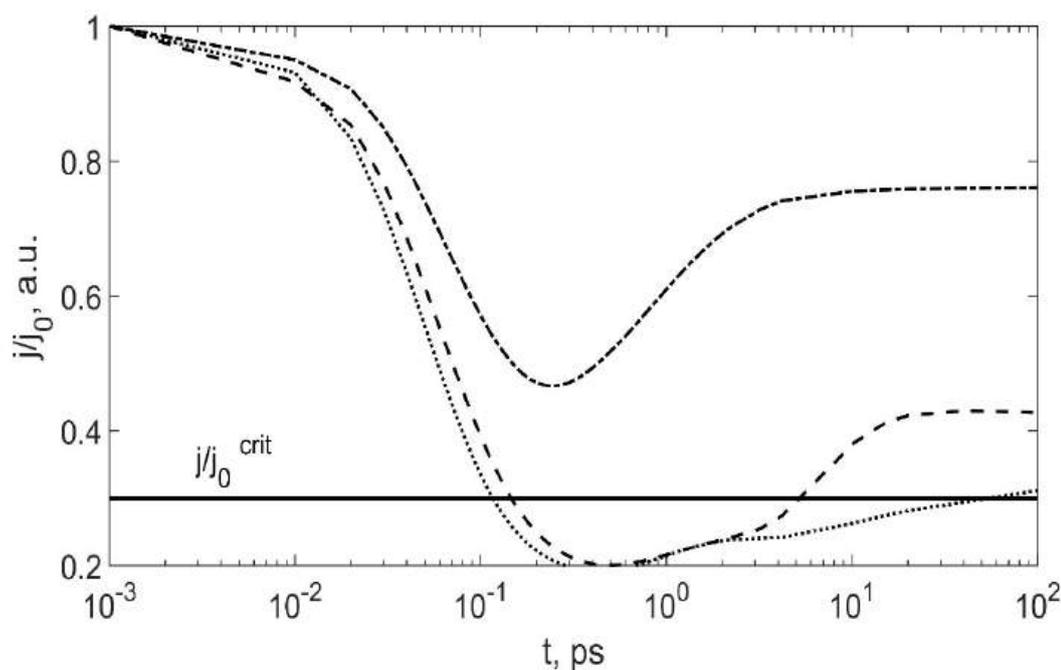


Рисунок 4.13 – Относительное изменение тока стока транзисторных структур  $j/j_0$  для проектной нормы «7 нм» во времени в процессе формирования кластера радиационных дефектов, образованного первичным атомом отдачи с энергией: 12 кэВ (штрих-пунктирная линия), 30 кэВ (пунктирная линия), 50 кэВ (двойная пунктирная линия). На графике также показано критическое соотношение  $j/j_0^{crit}$ , при котором транзистор переходит в закрытое состояние

На рисунке 4.14 представлены временные зависимости относительного изменения тока стока транзистора в момент формирования в канале КРД, образованных первичными атомами отдачи с различной энергией для транзистора, выполненного по техпроцессу 20 нм.

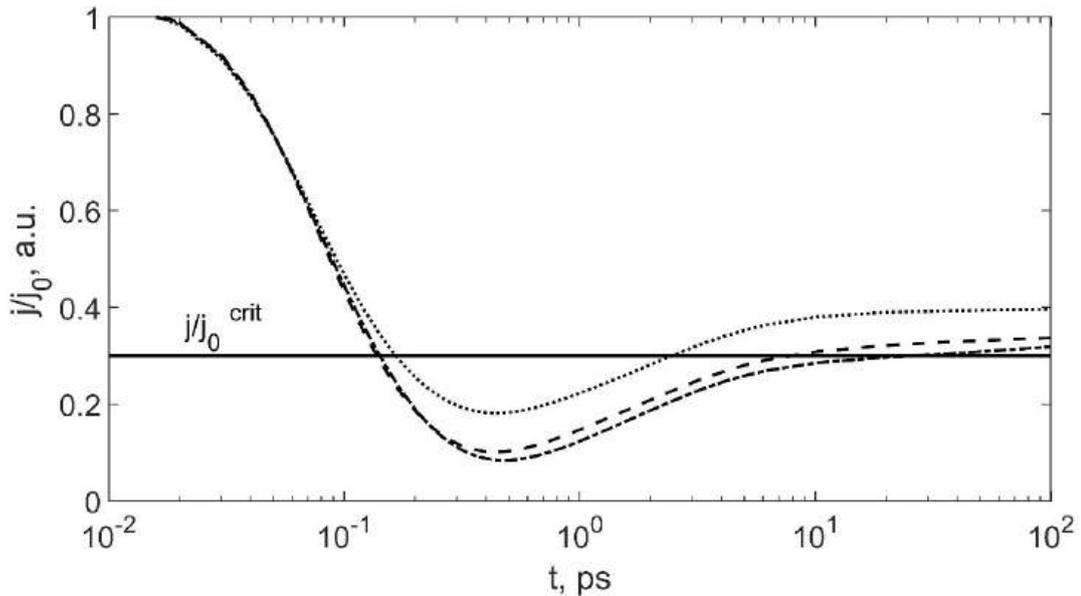


Рисунок 4.14 – Относительное изменение тока стока транзисторных структур  $j/j_0$  для проектной нормы «20 нм» во времени в процессе формирования кластера радиационных дефектов, образованного первичным атомом отдачи с энергией: 50 кэВ (двойная пунктирная линия), 100 кэВ (пунктирная линия), 130 кэВ (штрих-пунктирная линия). На графике также показано критическое соотношение  $j/j_0^{crit}$ , при котором транзистор переходит в закрытое состояние

По сравнению с результатами, представленными на рисунке 4.13, переключение транзистора, выполненного с большими проектными нормами, переключение транзистора в закрытое состояние происходит при более высоких энергиях.

Для проектных норм, представленных в таблице 1.5, было проведено моделирование изменения тока стока транзистора в момент формирования в канале КРД, образованного первичным атомом отдачи с энергией в диапазоне

от 3 до 200 кэВ и рассчитаны значения  $E_1^{(кр)}$  до  $E_2^{(кр)}$ . Результаты расчетов представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Энергии первичного атома отдачи, при которых процесс формирования КРД приводит к сбою ( $E_1^{(кр)}$ ) и отказу ( $E_2^{(кр)}$ ) транзисторной ячейки памяти

Ячейка статической памяти	$E_1^{(кр)} / E_2^{(кр)}$ , кэВ	
	20 нм	7 нм
6Т	99/192	29/39
8Т	102/212	29/41

Сбой при формировании КРД для ячеек памяти наступает при энергиях первичного атома отдачи в диапазоне от 100 до 200 кэВ для технологического процесса «20 нм» и от 30 до 40 кэВ для технологического процесса «7 нм».

Полученные диапазоны энергий были использованы для расчета числа сбоев на бит ячейки памяти, вызванных процессом формирования КРД, для различных значений интегрального потока нейтронов, результаты которого представлены на рисунке 4.15.

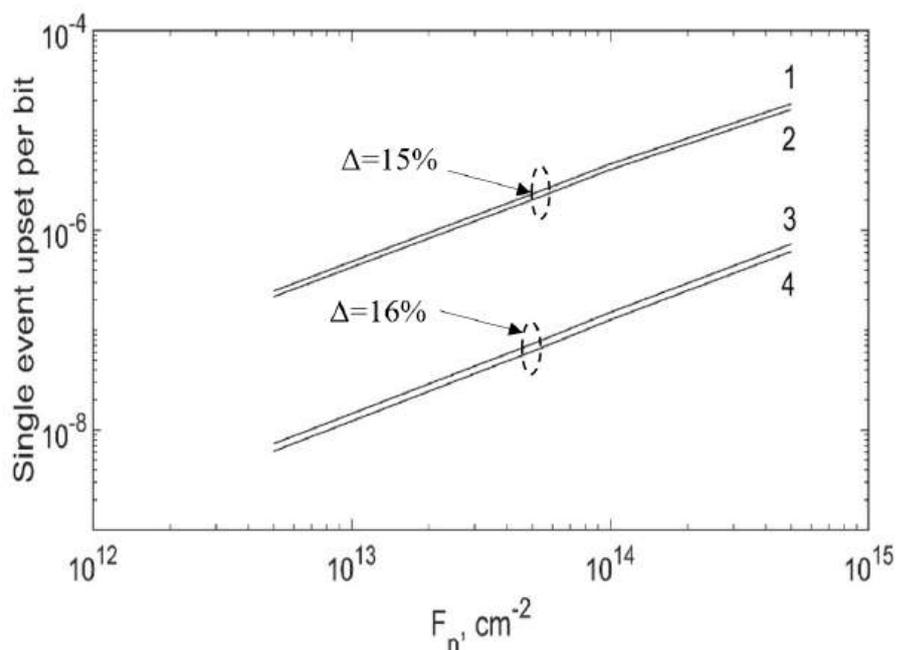


Рисунок 4.15 – Зависимости числа сбоев на бит, вызванных процессом формирования КРД, от интегрального потока нейтронов для 6Т и 8Т ячейки статической памяти, выполненных по технологическому процессу «20 нм» и «7 нм»: 6Т-20 нм (сплошная), 8Т-20 нм (штрих-пунктирная), 6Т-7 нм (двойная пунктирная), 8Т-7 нм (пунктирная)

Из данных зависимостей также были рассчитаны удельные сечения сбоев на бит (сечения сбоев на бит нормированное на длину канала транзистора), вызванных процессом формирования КРД, представленные в таблице 4.4. Для сравнения в таблице 4.4 указано экспериментальное значение полного сечения сбоев на бит, полученное при воздействии потока нейтронов для проектных норм «350 нм» [84].

Таблица 4.4 – Сечения сбоев на бит, вызванных процессом формирования КРД

Ячейка статической памяти	Удельное сечение сбоев на бит, см/бит
6Т-7 нм	$1.1 \times 10^{-15}$
8Т-7 нм	$1.3 \times 10^{-15}$
6Т-20 нм	$1.3 \times 10^{-14}$
8Т-20 нм	$1,5 \times 10^{-14}$
6Т-350 нм [84]	$4 \times 10^{-13}$

Рассчитанные сечения сбоев для шести и восьмиэлементной транзисторной ячейки памяти для различных технологических процессов при воздействии потока нейтронов мгновенного спектра деления на несколько порядков меньше величин, наблюдаемых в ходе экспериментальных исследований. Это связано с тем, что для ячейки статической памяти, выполненной по проектной норме 350 нм, доминирующим механизмом возникновения сбоя являются процессы ионизации, а не дефектообразования.

#### **4.4. Изменение характеристик биполярных транзисторов на основе GaAs с тонкой базой при возникновении в них единичных кластеров радиационных дефектов под действием нейтронного облучения**

Захват основных носителей заряда на глубокие уровни кластера радиационных дефектов приводит к образованию потенциального барьера для основных носителей заряда и потенциальной ямы для неосновных носителей заряда, что обуславливает снижение темпа захвата первых и увеличение темпа захвата последних [111]. В итоге структурные повреждения материалов приводят к деградации рабочих характеристик полупроводниковых приборов, например, коэффициента усиления транзистора.

В отличие от полевых транзисторов, в которых переносом неосновных носителей заряда обычно можно пренебречь, в биполярных транзисторных структурах электрический ток формируют оба типа носителей заряда. При этом носители заряда, являющиеся основными в эмиттере (например, электроны в  $n-p-n$ -транзисторе), при переходе в базу становятся неосновными и вновь становятся основными в коллекторе.

Большинство работ, посвященных анализу деградации характеристик полупроводниковых приборов при нейтронном воздействии, равно как и расчеты, результаты которых представлены в предыдущих разделах, выполнены в приближении равномерного распределения кластеров радиационных дефектов в рабочей области, что справедливо при высоких уровнях радиационного воздействия (более  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>), когда каскады

смещений начинают частично перекрываться. Однако при низких уровнях нейтронного облучения, а также при воздействии атмосферных нейтронов [112] область пространственной локализации кластера радиационных дефектов будет играть решающую роль в степени повреждения полупроводникового прибора. Особую роль это играет в полупроводниковых приборах с субмикрометровыми и нанометровыми технологическими нормами, когда даже один кластер радиационных дефектов может так перекрыть рабочую область транзистора [5,6], что возникает радиационно-индуцированный прокол базы. Также при взаимодействии низкоэнергичного нейтрона с атомами вещества и легирующими примесями возможны трансмутационные процессы, сопровождающиеся протеканием ядерных реакций. В GaAs легирующей примесью *n*-типа являются Si, S и Se, а примесью *p*-типа – Zn и Mg. Самое большое сечение захвата нейтронов наблюдается у Se, однако продуктами ядерной реакции являются  $\gamma$ -кванты и электроны, которые при взаимодействии с веществом не образуют кластеров радиационных дефектов [8]. Уровень легирования базы транзистора, составляет  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, концентрация атомов примеси во всей базе на четыре порядка меньше концентрации атомов вещества ( $10^{22}$  см<sup>-3</sup>), что приводит к маловероятному взаимодействию нейтрона с атомом примеси, по сравнению с взаимодействием с атомами вещества. Поэтому при дальнейших расчетах явления, связанные с трансмутационными процессами, не учитывались.

Как было показано ранее в разделе 2.3.2, при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления размер кластера радиационных дефектов в объемном GaAs составляет несколько десятков нанометров, что сравнимо с толщиной базы и областей пространственного заряда эмиттерного и коллекторного переходов. Пример пространственного распределения дефектов в кластере, сформированном на границе перехода эмиттер–база первичным атомом отдачи (Ga) с начальной энергией 150 кэВ, приведен на рисунке 4.16.

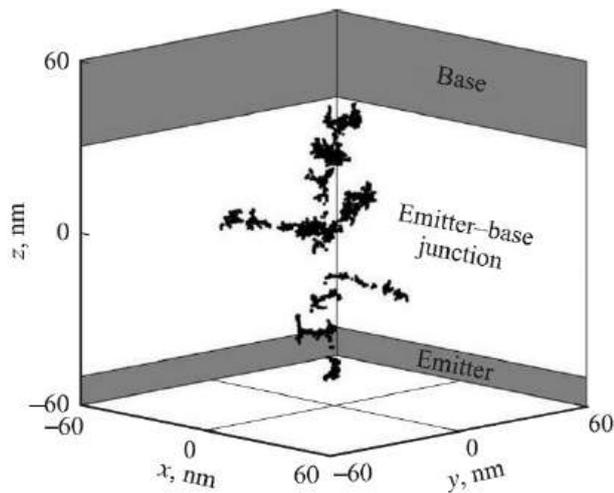


Рисунок 4.16 – Пространственное распределение дефектов в кластере, сформированном первичным атомом отдачи (Ga) с начальной энергией 150 кэВ, в области пространственного заряда эмиттерного перехода биполярного транзистора на основе GaAs

В ходе расчетов предполагалось, что в рабочей области транзистора формируется один кластер радиационных дефектов, окруженный областью пространственного заряда [37]. В широкозонных полупроводниках, в частности в GaAs, ядро кластера радиационных дефектов по положению уровня Ферми  $E_F$  аналогично локальной области нелегированного материала:  $W_F = W_V + 0.6$  эВ [113]. Таким образом, как отмечалось выше, кластер радиационных дефектов представляет собой потенциальный барьер для основных и яму для неосновных носителей заряда.

Так исследуемый прибор содержит в рабочей области только один кластер радиационных дефектов, то использование для расчетов подхода, основанного на частотах рассеяния, может привести к некорректным результатам. Поэтому анализ переноса носителей заряда через тонкую базу GaAs биполярного транзистора при нейтронном воздействии проведен при помощи самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона.

В ходе расчетов по оценке деградации коэффициента усиления по постоянному току  $h_{FB}/h_{BF0}$  предполагалось, что центр модельного кластера

радиационных дефектов находился на оси транзистора, направленной от эмиттера к коллектору. Сам транзистор предполагался осесимметричным с периодическими граничными условиями на стенках цилиндра. Сверху цилиндра размещались контакты эмиттера и базы, снизу — контакт коллектора. За начало координат ( $z = 0$ ) принималась металлургическая граница эмиттерного перехода.

Значение коэффициента усиления  $h$  по постоянному току определяется коэффициентом диффузии носителей заряда в соответствии со следующим выражением [54]:

$$h = \left| \frac{\beta}{1 - \beta} \right|, \quad (4.7)$$

$$\beta = (\cosh \left( \sqrt{1 + \frac{i\omega L}{D}} \right))^{-1},$$

где  $D$  – коэффициент диффузии,  $i$  – мнимая единица,  $L$  – толщина базы транзистора,  $\omega$  – частота. Коэффициент диффузии носителей заряда может быть рассчитан из результатов моделирования, полученных с помощью метода Монте-Карло [114]:

$$D(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle, \quad (4.8)$$

где  $z$  – расстояние, которое проходит электрон вдоль направления  $Z$ .

На рисунках 4.17 и 4.18 приведены пространственный профиль потенциала электрического поля ( $U$ ) и концентрации электронов ( $N$ ) в рабочей области биполярного  $n-p-n$ - транзистора на GaAs с толщиной базы 115 нм для случаев возникновения кластера радиационных дефектов в области пространственного заряда эмиттерного перехода и в квазинейтральной области базы.

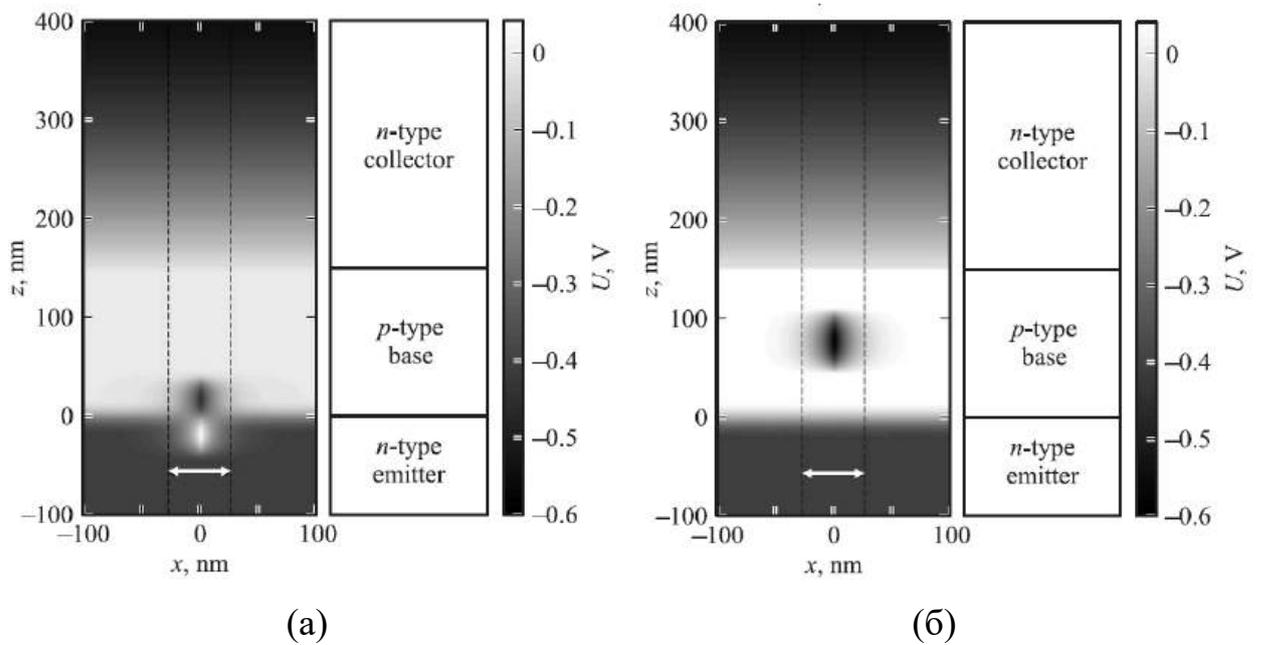


Рисунок 4.17 – Пространственный профиль потенциала электрического поля  $U$  в рабочей области биполярного транзистора  $n-p-n$ -GaAs (активный режим) с учетом кластера радиационных дефектов, сформированного: в области пространственного заряда эмиттерного перехода (а), в квазинейтральной области базы (б). Штриховыми линиями показаны границы области влияния кластера радиационных дефектов на протекание носителей заряда.

Потенциальный барьер в эмиттере эффективно защищает электроны от попадания в потенциальную яму в базе. При этом малая толщина рабочей области транзистора препятствует попаданию электронов в потенциальную яму со стороны базы, так как многократное рассеяние и «разворот» электронов в квазинейтральной области представляются маловероятными. Напротив, кластер радиационных дефектов в базе эффективно притягивает неосновные носители заряда, что увеличивает темп рекомбинации в ней.

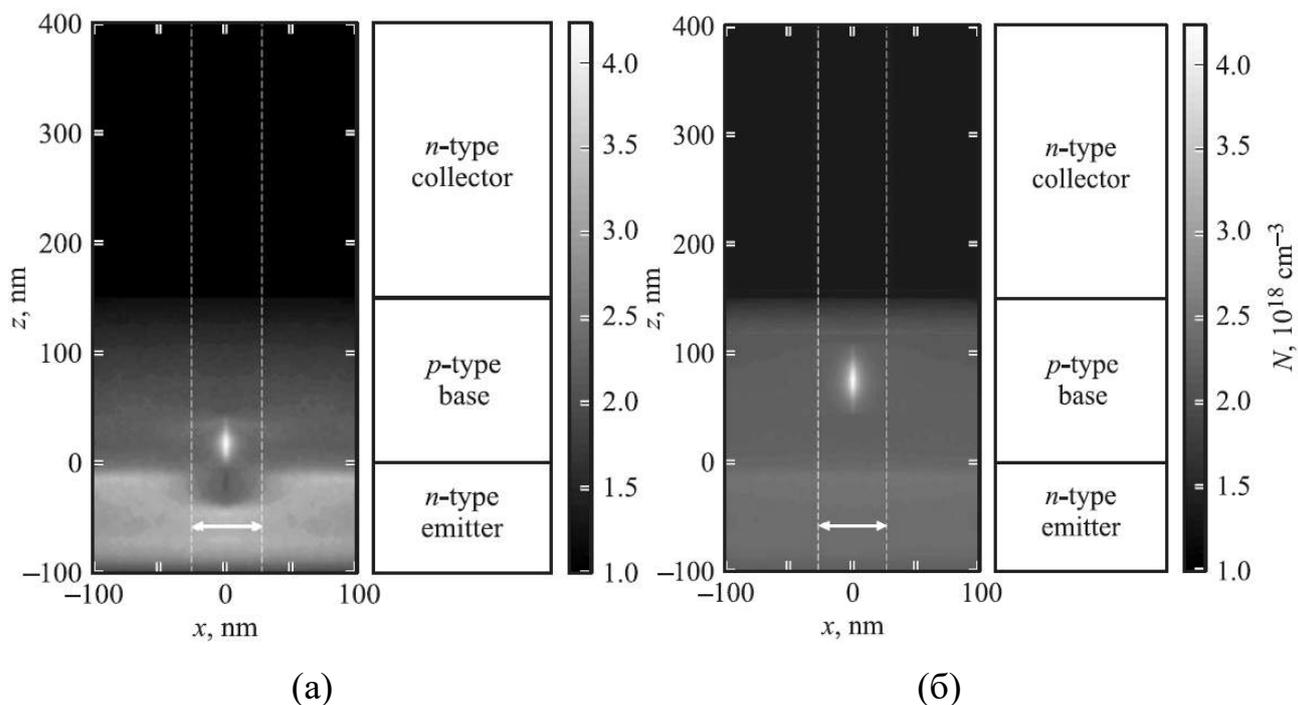


Рисунок 4.18 – Пространственное распределение концентрации электронов  $N$  в рабочей области биполярного транзистора  $n$ - $p$ - $n$ -GaAs (активный режим) с учетом кластера радиационных дефектов, сформированного: в области пространственного заряда эмиттерного перехода (а), в квазинейтральной области базы (б). Штриховыми линиями показаны границы области влияния кластера радиационных дефектов на протекание носителей заряда. В сильнолегированном коллекторе транзистора при формировании КРД за счет дополнительного рассеяния увеличится его сопротивление, что приведет к уменьшению величины тока, протекающего в активном режиме его работы

Возникновение кластера радиационных дефектов в объеме эмиттера или коллектора приводит к увеличению сопротивления за счет дополнительного рассеяния носителей заряда, что обуславливает снижение разности потенциалов на переходах транзистора. Это ведет к уменьшению тока, протекающего через транзистор в активном режиме его работы, и увеличению тока утечки в закрытом состоянии.

Как показано в работах [5,6], при нейтронном воздействии уменьшение толщины базы приводит к снижению темпа деградации характеристик

биполярных транзисторов. Это объясняется сохранением квазибаллистического характера движения электронов в тонкой базе при облучении. Однако при уменьшении толщины базы до размеров кластера радиационных дефектов при попадании его в базу происходит ее «прокол», то есть смыкание областей пространственного заряда эмиттерного и коллекторного переходов. В этом случае транзистор выходит из строя. Этот процесс носит вероятностный характер и может быть оценен по формуле (4.6):

Результаты расчета вероятности радиационно-индуцированного прокола базы GaAs биполярного транзистора приведены в таблице 4.5. Уменьшение вероятности «прокола» базы с ростом концентрации легирующей примеси в ней объясняется уменьшением размеров области пространственного заряда кластера радиационных дефектов.

Таблица 4.5 – Вероятность радиационно-индуцированного «прокола» базы GaAs биполярного транзистора

Интегральный поток нейтронов, см <sup>-2</sup>	Концентрация легирующей примеси, см <sup>-3</sup>	Толщина базы при её проколе, нм	Вероятность		
			S = 1 мкм <sup>2</sup>	S = 10 мкм <sup>2</sup>	S = 100 мкм <sup>2</sup>
10 <sup>12</sup>	1,3·10 <sup>15</sup>	188	0,023	0,209	0,905
	3·10 <sup>16</sup>	142	0,018	0,163	0,831
	5·10 <sup>17</sup>	54	0,07	0,065	0,491
10 <sup>13</sup>	1,3·10 <sup>15</sup>	188	0,209	0,905	1
	3·10 <sup>16</sup>	142	0,163	0,831	1
	5·10 <sup>17</sup>	54	0,065	0,491	0,999
10 <sup>14</sup>	1,3·10 <sup>15</sup>	188	0,905	1	1
	3·10 <sup>16</sup>	142	0,831	1	1
	5·10 <sup>17</sup>	54	0,491	0,999	1

Результаты расчетов деградации коэффициента усиления биполярного GaAs-транзистора по постоянному току в зависимости от положения кластера радиационных дефектов в рабочей области приведены на рисунке 4.19. Видно, что наибольшая степень деградации характеристик имеет место в двух случаях: при образовании кластера радиационных дефектов в области эмиттера (малые значения z) или в квазинейтральной области базы, вдали от

эмиттерного перехода (большие значения  $z$ ). В первом случае уменьшение тока, протекающего через транзистор, объясняется уменьшением прямого смещения перехода эмиттер–база при заданных потенциалах на контактах транзистора из-за увеличения сопротивления объемного слоя эмиттера в результате возникновения кластера радиационных дефектов. Во втором случае снижение коэффициента усиления транзистора вызвано увеличением темпа рекомбинации носителей в базе.

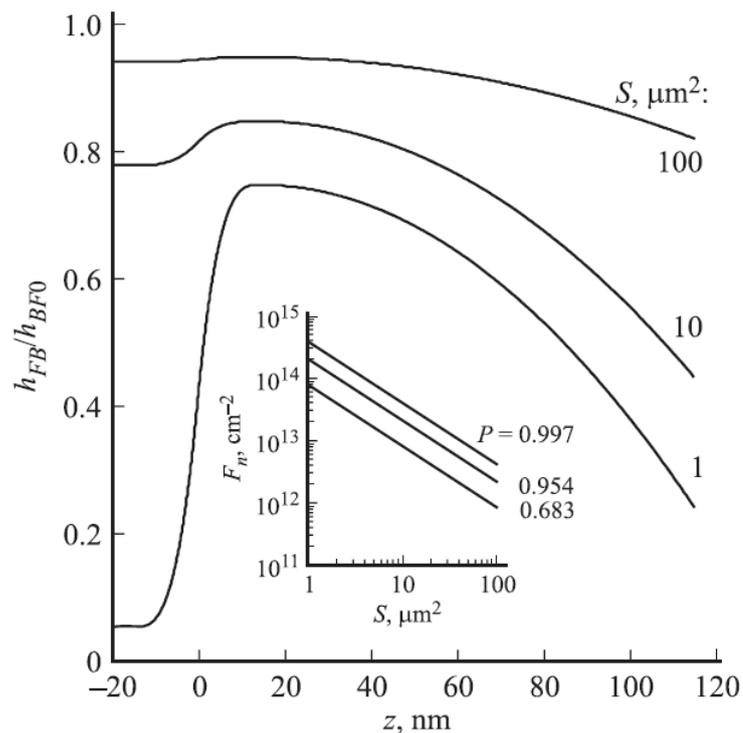


Рисунок 4.19 – Относительная деградация коэффициента усиления биполярного транзистора на основе GaAs по постоянному току в зависимости от положения одиночного кластера радиационных дефектов в рабочей области. На вставке — зависимость флюенса нейтронов  $F_n$ , достаточная для образования одного и более кластеров радиационных дефектов в рабочем объеме транзистора, от его площади при трех различных вероятностях данного события:  $P = 0.997, 0.954, 0.683$

С одной стороны, очевидно, что влияние одиночного кластера радиационных дефектов на деградацию характеристик транзистора уменьшается с ростом площади его переходов, так как протекание носителей

заряда в большей части структуры в этом случае остается невозмущенным. С другой стороны (см. вставку на рисунке 4.19), увеличение площади  $S$  транзистора приводит к тому, что деградация его характеристик начинается при меньших флюенсах нейтронного воздействия. Это происходит из-за того, что при заданном флюенсе нейтронов увеличение площади транзистора приводит к возникновению в рабочей области большего числа кластеров радиационных дефектов.

Необходимо также отметить, что влияние положения кластера радиационных дефектов в объеме квазинейтральной области базы уменьшается с ростом ее толщины. Это объясняется возможностью попадания неосновных носителей заряда в потенциальную яму кластера радиационных дефектов за счет диффузии из базы и со стороны коллекторной области транзистора. В этом случае с увеличением толщины базы характер движения электронов в ней изменяется от квазибаллистического к диффузионному.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что место зарождения кластера радиационных дефектов существенно влияет на степень деградации характеристик субмикронных полупроводниковых приборов, в частности биполярных транзисторов. С ростом объема рабочей области (увеличением толщин слоев и площадей переходов) влияние места образования кластера радиационных дефектов в структуре транзистора на деградацию его характеристик снижается и доминирующим фактором становится общее количество кластеров радиационных дефектов, определяемое флюенсом нейтронов.

Поэтому для заданного флюенса нейтронов степень деградации характеристик биполярных транзисторов снижается с уменьшением толщины базы и площади переходов. Это происходит по причине того, что максимальный прицельный параметр для облучающего нейтрона ограничен малыми размерами рабочей области транзистора. Однако это же обстоятельство приводит к резкому ухудшению характеристик транзистора при случайном возникновении кластера радиационных дефектов в его рабочей

области, так как размеры кластера радиационных дефектов становятся сопоставимыми с размерами рабочей области транзистора, что приведет к гарантированному выходу его из строя.

#### 4.5 Выводы по главе 4

Предложена методика расчета тока ионизации, вызванного образованием кластера радиационных дефектов, в диффузионно-дрейфовом приближении и самосогласованным методом Монте-Карло. В качестве исходных данных используются результаты моделирования передачи энергии между электронной и атомной подсистемами методом молекулярной динамики в рамках двухтемпературной модели.

Предложена методика расчета изменения переноса носителей заряда в канале транзистора в момент формирования кластера радиационных дефектов, с помощью которой показано, что формирование единичного кластера радиационных дефектов приводит к возникновению сбоя логического состояния ячеек статической памяти, состоящих из Si транзисторов с проектными нормами 20 нм и менее.

Пороговые энергии атомов отдачи в кремнии, взаимодействие которых с атомами вещества формирует в активной области наноразмерного транзистора, единичный кластер радиационных дефектов, способный вызвать кратковременное переключение транзистора из открытого состояния в закрытое, составляют от 90 до 200 кэВ. Удельное сечение сбоев для данного механизма лежит в диапазоне от  $1.1 \times 10^{-15}$  до  $1.5 \times 10^{-14}$  см/бит для шестиэлементной транзисторной ячейки, выполненной по технологии 20 и 7 нм.

От положения единичного кластера радиационных дефектов существенным образом зависит уменьшение коэффициента усиления по постоянному току GaAs биполярного транзистора с тонкой (115 нм) базой. В случае, когда кластер формируется в переходе эмиттер-база, коэффициент усиления уменьшается более чем в 10 раз, за счет уменьшения тока, протекающего через транзистор. В случае, когда кластер формируется в квазинейтральной области базы, снижение коэффициент усиления по току до 3 раз вызвано увеличением темпа рекомбинации носителей в базе. При

формировании кластера радиационных дефектов в сильнолегированном коллекторе транзистора происходит увеличение его сопротивления за счет дополнительного рассеяния, что приводит к уменьшению величины протекающего тока в активном режиме работы транзистора.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, полученные в работе:

1. Предложена методика исследования распределения в пространстве радиационных дефектов, образующихся в полупроводниковых материалах при воздействии нейтронов различных энергетических спектров. Методика предполагает оригинальный подход, основанный на двойном последовательном применении алгоритма кластеризации *DBSCAN* к множеству точечных дефектов для определения неперекрывающихся с учетом области пространственного заряда субкластеров радиационных дефектов с последующей аппроксимацией каждого субкластера эллипсоидом вращения и оценкой его пространственных параметров.

2. Получены оценки характерных размеров субкластеров в GaAs транзисторных структурах с Al и Au затворами с размерами рабочих областей 250 и 100 нм, образующихся при нейтронном воздействии, которые составляют 5...20 нм, что позволило уточнить существующие оценки концентрации сосредоточенных заряженных радиационных дефектов.

3. Продемонстрировано, что наноразмерные кластеры радиационных дефектов после нейтронного воздействия на поверхности Si структур не образуются, что связано со значением средней энергии первичного атома отдачи в кремнии, при которой потери энергии на ионизацию материала существенно превышают потери, связанные с возникновением вторичных атомов отдачи.

4. Обоснованность выбора для расчетов конкретного потенциала, описывающего рассеяние носителей заряда на наноразмерном кластере радиационных дефектов в Si и GaAs определяется средней энергией носителей заряда и пространственным профилем электрического поля, реализуемого в полупроводниковой структуре. Использование потенциала рассеяния,

описываемого потенциальным барьером бесконечной высоты, позволяет оценивать изменение подвижности носителей заряда в Si и GaAs в слабо неоднородных электрических полях. Применение потенциала Госсика позволяет корректно описывать процессы рассеяния термализованных носителей заряда на кластерах радиационных дефектов в целом в GaAs приборах с размерами рабочей области 250 нм и более, так как учитывает наличие внутренней нейтрально заряженной области кластера. Потенциал Флеминга наиболее корректно описывает механизм рассеяния горячих носителей заряда с почти бесстолкновением характером движения на субкластерах радиационных дефектов в Si наноразмерных приборах с характерными масштабами рабочей области 100 нм и менее, в которой формируется резко неоднородный профиль электрического поля.

5. Предложена методика расчета изменения переноса носителей заряда в канале транзистора в момент формирования кластера радиационных дефектов, с помощью которой показано, что формирование единичного кластера радиационных дефектов приводит к возникновению сбоя логического состояния ячеек статической памяти, состоящих из Si транзисторов с проектными нормами 20 нм и менее.

6. Пороговые энергии атомов отдачи в кремнии, взаимодействие которых с атомами вещества формирует в активной области наноразмерного транзистора, единичный кластер радиационных дефектов, способный вызвать кратковременное переключение транзистора из открытого состояния в закрытое, составляют от 90 до 200 кэВ. Удельное сечение сбоев для данного механизма лежит в диапазоне от  $1.1 \times 10^{-15}$  до  $1.5 \times 10^{-14}$  см/бит для шестиэлементной транзисторной ячейки, выполненной по технологии 20 и 7 нм.

7. От положения единичного кластера радиационных дефектов существенным образом зависит уменьшение коэффициента усиления по постоянному току GaAs биполярного транзистора с тонкой (115 нм) базой. В случае, когда кластер формируется в переходе эмиттер-база, коэффициент

усиления уменьшается более чем в 10 раз, за счет уменьшения тока, протекающего через транзистор. В случае, когда кластер формируется в квазинейтральной области базы, снижение коэффициент усиления по току до 3 раз вызвано увеличением темпа рекомбинации носителей в базе. При формировании кластера радиационных дефектов в сильнолегированном коллекторе транзистора происходит увеличение его сопротивление за счет дополнительного рассеяния, что приводит к уменьшению величины протекающего тока в активном режиме работы транзистора.

## СПИСОК ТРУДОВ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

А1. **Забавичев, И.Ю.** Деградация характеристик биполярных транзисторов на основе GaAs с тонкой базой при возникновении в них нанометровых кластеров радиационных дефектов под действием нейтронного облучения/ И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51, № 11. – С. 1520-1524. (**Zabavichev, I.Y.** Degradation characteristics of GaAs bipolar transistors with a thin base at formation of nanometer radiation defect clusters under neutron irradiation/ I.Y. Zabavichev, A.A. Potehin, A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy, V.A. Kozlov // Semiconductors. – 2017. – V. 51, N. 11. – P.1466-1471).

А2. **Забавичев, И.Ю.** Транспорт горячих носителей заряда в Si, GaAs, InGaAs и GaN субмикронных полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов / И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51, № 11. – С. 1489-1492 (**Zabavichev, I.Y.** Transport of hot charge carriers in Si, GaAs, InGaAs, and GaN submicron semiconductor structures with nanoscale clusters of radiation defects/ I.Y. Zabavichev, E.S. Obolenskaya, A.A Potehin, A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy, V.A. Kozlov // Semiconductors. – 2017. – V. 51, N. 11. – P. 1435-1438).

А3. **Забавичев, И.Ю.** Моделирование образования каскада смещений и переходных ионизационных процессов в кремниевых полупроводниковых структурах при нейтронном воздействии/ И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов// Физика и техника полупроводников. – 2019. – Т. 53, № 9. – С. 1279-1284 (**Zabavichev, I.Y.** Simulation of the formation of a cascade of displacements and transient ionization processes in silicon semiconductor structures under neutron exposure/

I.Y. Zabavichev, A.A. Potehin, A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy, V.A. Kozlov // Semiconductors. – 2019. – V. 53, N. 9. – P. 1249-1254).

**А4. Забавичев, И.Ю.** Влияние потенциала рассеяния на радиационных дефектах на перенос носителей заряда в GaAs -структурах/ И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. – 2020. – Т. 54, № 9. – С.945-951. (**Zabavichev, I.Y.** Impact of the potential of scattering at radiation-induced defects on carrier transport in GaAs structures/ I.Y. Zabavichev, A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy, V.A. Kozlov // Semiconductors. – 2020. – V. 54, N. 9. – P. 1134-1140).

**А5. Пузанов, А.С.** Моделирование реакции сверхвысокочастотного низкobarьерного неохлаждаемого диода Мотта на воздействие тяжелых заряженных частиц космического пространства и фемтосекундных лазерных импульсов/ А.С. Пузанов, В.В. Бибикина, **И.Ю. Забавичев**, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, Е.А. Тарасова, Н.В. Востоков, В.А. Козлов, С.В. Оболенский // Физика и техника полупроводников. – 2021. – Т.55, №9. – С.743-747 (Puzanov, A.S. Modeling the response of a microwave low-barrier uncooled Mott diode to the action of heavy ions of outer space and femtosecond laser pulses/ A.S. Puzanov, V.V. Bibikova, **I.Yu. Zabavichev**, E.S. Obolenskaya, A.A. Potekhin, E.A. Tarasova, N.V. Vostokov, V.A. Kozlov, S.V. Obolenskiy // Semiconductors. – 2021. – V. 55, N. 9. – P. 780-784).

**А6. Забавичев, И.Ю.** Влияние процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на проводимость канала транзисторной структуры/ **И.Ю. Забавичев**, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56, № 7. – С. 637-641. (**Zabavichev, I.Y.** Influence of single radiation defect cluster forming on transistor structure channel conductivity/ **I.Y. Zabavichev**, A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy // Semiconductors. – 2022. – V. 56, N. 7. – P. 464-468).

**А7. Забавичев, И.Ю.** Влияние процесса образования единичного кластера радиационных дефектов на переключение состояния транзисторной ячейки памяти/ **И.Ю. Забавичев**, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // Физика и

техника полупроводников. – 2023. – Т. 57, № 4. – С. 270-275 (**Zabavichev, I.Y.** Influence of single radiation defect cluster formation on transistor memory cell switching/**I.Y. Zabavichev,** A.S. Puzanov, S.V. Obolenskiy // Semiconductors. – 2023. – V. 57, N. 4. – P. 266-270)

A8. Пузанов, А.С. Моделирование реакции низкобарьерного диода Мотта на воздействие тяжелых заряженных частиц космического пространства/ А.С. Пузанов, В.В. Бибилова, **И.Ю. Забавичев,** Е.С. Оболенская, Е.А. Тарасова, Н.В. Востоков, С.В. Оболенский // Письма в журнал технической физики. – 2021. – Т.47, №6. – С.51-54 (Puzanov, A.S. Simulation of the response of a low-barrier Mott diode to the influence of heavy charged particles from outer space/ A.S. Puzanov, V.V. Bibikova, **I.Yu. Zabavichev,** E.S. Obolenskaya, E.A. Tarasova, S.V. Obolenskii, N.V. Vostokov // Technical Physics Letters. – 2021. – V. 47, N. 6. – P. 305–308).

A9. Логинов, Б.А. Особенности трансформации микрорельефа структур «кремний на изоляторе» при воздействии фотонных и корпускулярных излучений/ Б.А. Логинов, Д.Ю. Блинников., В.С. Второва, В.В. Кириллова, Е.А. Ляшко, В.С. Макеев, А.Р. Первых, Н.Д. Абросимова, **И.Ю. Забавичев,** А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский // Журнал технической физики. – 2023. – Т. 93, № 7. – С. 1025-1031 (Loginov, B.A. Silicon-on-insulator structures microtopography transformations features after photonic and corpuscular radiation exposure/B.A. Loginov, D.Yu. Blinnikov, V.S. Vtorova, V.V. Kirillova, E.A. Liashko, V.S. Makeev, A.R. Pervykh, N.D. Abrosimova, **I.Yu. Zabavichev,** A.S. Puzanov, E.V. Volkova, E.A. Tarasova, S.V. Obolenskiy // Technical Physics. – 2023. – V. 68, N. 7. – P. 955-960).

A10. **Забавичев, И.Ю.** Влияние параметров измерительного сигнала на погрешность измерений емкости р-п-перехода и определения его радиационной стойкости/ **И.Ю. Забавичев,** С.В. Оболенский // Микроэлектроника. – 2017. – Т. 46, № 6. – С. 472-480 (**Zabavichev, I.Y.** Effect of the measuring signal parameters on the error in capacitance measurements of a p-

n transition and determining its resistance to radiation/ **I.Y. Zabavichev**, S.V. Obolenskiy // Russian Microelectronics. – 2017. – V. 46, N. 6. – P. 433-441).

A11. Потехин, А.А. Структура вычислительных средств для исследования радиационной стойкости полупроводниковых приборов и информационная безопасность процедуры моделирования/ А.А. Потехин, **И.Ю. Забавичев**, А.А. Рябов, А.В. Линеv, А.Ю. Чуриh, С.В. Оболенский, Л.Ю. Ротков // Вопросы атомной науки и техники, Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2015. – №. 2. – С. 24-30.

A12. **Забавичев, И.Ю.** Моделирование радиационной стойкости квантового компьютера и системы квантовой криптографии/ И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин // Вестник ННГУ. Физика твердого тела. – 2014. – №.1(2). – С.64-73.

A13. Потехин, А.А. Применение физико-топологического моделирования для анализа радиационной стойкости серийных полупроводниковых приборов/ А.А. Потехин, **И.Ю. Забавичев**, Е.С. Оболенская, А.А. Васин, Е.А. Тарасова, А.А. Хананова, А.В. Линеv, А.Б. Иванов, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2018 – №4. – С. 10-17.

A14. Насеткин, К.А. Моделирование характеристик субмикронных структур «кремний на изоляторе» с учетом радиационных эффектов/ К.А. Насеткин, М.С. Муравьев, Г.М. Алимйрзоев, А.С. Пузанов, **И.Ю. Забавичев**, А.А. Потехин // Научно-технический вестник Поволжья. – 2019. – №7. – С. 127-130.

A15. **Забавичев, И.Ю.** Динамика разогрева и релаксации энергии электронно-дырочной плазмы в треке первичного атома отдачи в GaAs при воздействии нейтронов спектра деления/ **И.Ю. Забавичев**, К.А. Насеткин, Е.С. Оболенская, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова // Научно-технический вестник Поволжья. – 2020. – №12. – С. 209-211.

A16. **Забавичев, И.Ю.** Моделирование эффектов всплеска скорости в полупроводниковых структурах после радиационного воздействия/  
**И.Ю. Забавичев,** К.А. Насеткин, Е.С. Оболенская, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова // Научно-технический вестник Поволжья. – 2020. – №12. – С. 206-208.

A17. **Забавичев, И.Ю.** Влияние RLC-параметров межтранзисторных соединений на переходной ионизационный процесс в ячейках быстродействующей статической памяти при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства/  
**И.Ю. Забавичев,** К.А. Насеткин, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова // Научно-технический вестник Поволжья. – 2020. – №12. – С. 203-205.

A18. **Забавичев, И.Ю.** Реинжиниринг профиля легирования диодных и транзисторных структур для расчетной оценки их реакции на воздействие ионизирующих излучений / **И.Ю. Забавичев,** Д.А. Кудряшова, К.А. Насеткин, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова // Научно-технический вестник Поволжья. – 2020. – №12. – С. 200-202.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Чумаков, А.И. Действие космической радиации на ИС / А.И. Чумаков – М.: Радио и связь, 2004. – 319 с.
2. Srour, J. R. Short-Term Annealing in 14-MeV Neutron-Irradiated Silicon / J. R. Srour, O. L. Curtis, Jr. // J. Appl. Phys. – 1969. – Vol. 40, No. 10. – P. 4082–4086.
3. Stein, H. J. Transitory electrical properties of n-type germanium after a neutron pulse / H. J. Stein // J. Appl. Phys. – 1960. – Vol. 31, No.8. – P. 1309–1313.
4. Jay, A. Simulation of Single Particle Displacement Damage in Silicon–Part II: Generation and Long-Time Relaxation of Damage Structure / A. Jay, M. Raine, N. Richard, N. Mousseau, V. Goiffon, A. Hemeryck, P. Magnan // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2017. – Vol. 64, No.1. – P. 141–148.
5. Пузанов, А.С. Перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при радиационном воздействии / А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т.49, №1. – С. 71-75.
6. Пузанов, А.С. Влияние случайных неоднородностей в пространственном распределении кластеров радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при нейтронном воздействии / А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, № 12. – С. 1706-1712.
7. Киселева, Е.В. Микроскопия кластеров радиационных дефектов посредством горячих электронов / Е.В. Киселева, С.В. Оболенский // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2004. – №. 1–2. – С. 46.
8. Громов, В.Т. Введение в радиационную физику твердого тела / В.Т. Громов – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2007 – 208 с.

9. Коршунов, Ф.П. Воздействие радиации на интегральные микросхемы / Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, В.А. Вавилов – Мн.: Наука и техника, 1986. – 254 с.
10. Корбетт, Дж. Дефектообразование в полупроводниках/ Дж. Корбетт, Ж. Бургуэн; в кн. Точечные дефекты в твердых телах; под ред. Б.И. Болтакса – М: Мир, 1979. – 379с.
11. Ziegler, J.F. The stopping and range of ions in solids / J.F. Ziegler, J.P. Biersak, U. Littmark – Pergamon, N.Y., 1996. – 192 p.
12. Калинин, Б.А. Физическое материаловедение. Т. 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование / Б.А. Калинин; под общей ред. Б.А. Калинина. – М.: МИФИ, 2008. – 696 с.
13. Крамер-Агеев, Е.А. Экспериментальные методы нейтронных исследований/ Е.А. Крамер-Агеев – М.: Энергоиздат, 1990. – 272 с.
14. Varley, F. Sears Neutron scattering lengths and cross sections / F. Varley // Neutron News. – 1992. – Vol. 3, No. 3. – P. 26-37.
15. Вавилов, В.С. Действие излучений на полупроводники/ В.С. Вавилов - М.: Физматгиз, 1963. – 264 с.
16. Mitchell, E.W. Characteristics of the defects in the semiconductors / E.W. Mitchell, C.J.Norris// Phys. Soc. Simp., Japan. – 1966. – P. 2992 – 2993.
17. Bertolotti, M. Characteristics of the disordering region in the semiconductors/ M. Bertolotti // J. Appl. Phys. – 1967. – No.12. – P. 2645 – 2649.
18. Dlubek, C. Point Defects in GaAs Irradiated with Fast Neutrons / C. Dlubek, A. Dlubek, R. Krause, O. Brummer // Phys. Stat. Sol. – 1988. – No. 1. – P. 111–115.
19. Кладько, В.П. О влиянии легирующей примеси на процесс формирования разупорядоченных областей в GaAs при облучении быстрыми нейтронами/ В.П. Кладько, В.П. Пляцко // ФТП. – 1998. – № 3. – С. 261-265.
20. Болотов, В.В. Физические процессы в облученных полупроводниках/ В.В. Болотов, А.В. Васильев, Н.Н. Герасименко и др.: отв. ред. Л. С. Смирнов; АН СССР, СО, Ин-т физики полупроводников – Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1977 – 253 с.

21. Киселева, Е.В. Микроскопия кластеров радиационных дефектов в квазибаллистических полевых транзисторах/ Е.В. Киселева, С.В. Оболенский // ВАНТ, сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2004. – № 1-2. – С. 46-48.
22. Пузанов, А.С. Высокочастотное детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах/ А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов, Е.В. Волкова, Д.Г. Павельев // Физика и техника полупроводников. – 2015. Т. 49, № 12. – С. 1585-1592.
23. Vvedensky, D.D. Multiscale modelling of nanostructures/ D.D. Vvedensky // J. Phys.: Condens. Matter. – 2004. – Vol.16, No.50. – P. 1537-1576.
24. Vashishta, P. Multimillion atom simulation of materials on parallel computers—nanopixel, interfacial fracture, nanoindentation, and oxidation/ P. Vashishta, M. Bachlechner, A. Nakano, T.J. Campbell, R.K. Kalia, S. Kodiyalam, S. Ogata, F. Shimojo, P. Walsh // Appl. Surf. Sci. – 2001. – Vol.182, No.3-4. – P. 258–264.
25. Carlsson, A.E. Beyond pair potentials for transition-metals and semiconductors/ A.E. Carlsson // Solid State Physics: Advances in Research and Applications. – 1990. – Vol. 43. P. 1–91.
26. Stillinger, F.H. Computer simulation of local order in condensed phases of silicon/ F.H. Stillinger, T.A. Weber // Phys.Rev. B. – 1985. – Vol. 31, No. 8. – P.5262–5271.
27. Tersoff, J. New empirical approach for the structure and energy of covalent systems / J. Tersoff // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol. 37, No. 12. – P.6991–7000.
28. Brenner, D.W. Empirical potential for hydrocarbons for use in simulating the chemical vapor deposition of diamond films / D.W. Brenner // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 42, No. 15. – P.9458–9471.
29. Samolyuk, Y.N. Molecular dynamics modeling of atomic displacement cascades in 3C-SiC: comparison of interatomic potentials/ Y.N. Samolyuk, Y.N. Osetskiy, R.E. Stoller // Journal of Nuclear Materials. – 2015. – Vol. 465. – P.83-88.

30. Зулиг, Р. Радиационные эффекты в ИС на GaAs // Арсенид галлия в микроэлектронике/ Р. Зулиг; под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана – М.: Мир, 1988. – С.501-547.
31. Бобыль, А.В. Взаимодействие арсенида галлия с ионизирующим излучением и проблемы радиационной стойкости арсенидогаллиевых приборов / А.В. Бобыль, Р.В. Конакова, В.К. Кононов [и др.]// Электронная техника, сер. Управление качеством. – 1992. – № 4-5. – С. 31 – 40.
32. Аствацатурьян, Е.Р. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия/ Е.Р. Аствацатурьян, Д.В. Громов, В.М. Ломако – Минск: Университетское, 1992. – 219 с.
33. Оболенский, С.В. Физико-топологическое моделирование характеристик субмикронных полевых транзисторов на арсениде галлия с учетом радиационных эффектов: дис. док. техн. наук: 05.27.01 / Оболенский Сергей Владимирович. – М., 2003. – 292 с.
34. Агаханян, Т.М. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах/ Т.М. Агаханян, Е.Р. Аствацатурьян, П.К. Скоробогатов – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
35. Новиков, В.А. Влияние неоднородного распределения радиационных дефектов в GaAs на спектры DLTS / В.А. Новиков, В.В. Пешев // ФТП. – 1998. – № 4. – С. 411-416.
36. Брудный, В. Н. U-пик в спектрах DLTS n-GaAs, облученного быстрыми нейтронами и протонами (65 МэВ) / В.Н. Брудный, В.В. Пешев // ФТП. – 2003. – Т. 37. – № 2. – С. 151 – 155.
37. Gossik, B.R. Disordered region in semiconductors bombarded by fast neutron / B.R. Gossik // J.Appl. Phys. – 1959. – Vol. 30, No. 8. – P.1214-1218.
38. Fleming R.M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E. and Campbell J. M.// Journal of Applied Physics. 2007. V. 102. 043711.
39. Шашкин, В.И. Свойства контактов Мотта с ультрамалым барьером металл-полупроводник/ В.И. Шашкин, А.В. Мурель // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т.50, № 10. – С.1883-1887.

40. Шашкин, В.И. Управление эффективной высотой барьера в эпитаксиальных структурах Al/n-GaAs, изготовленных в едином цикле МОГФЭ/ В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин // Микроэлектроника. – 1997. – Т. 26, № 1. – С. 57-61.
41. Шашкин, В.И. Микроволновые детекторы на основе низкобарьерных планарных диодов Шоттки и их характеристики / В.И. Шашкин, В.Л. Вакс, В.М. Данильцев, А.В. Масловский, А.В. Мурель, С.Д. Никифоров, О.И. Хрыкин, Ю.И. Чечерин // Известия вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 6. – С. 544-551.
42. Shashkin, V.I. Millimeter-wave detectors based on antenna-coupled low-barrier Schottky diodes/ V.I. Shashkin, Yu.A. Drjagin, V.R. Zakamov, S.V. Krilov, L. M. Kukin, A. V. Murel, Y. I. Chechenin // Int J Infrared Milli Waves. – 2007. – Vol. 28, No. 6. – P. 945-952.
43. Шашкин, В.И. Экспериментальное исследование матрицы детекторов системы радиовидения 3-мм диапазона длин волн/ В.И. Шашкин, Ю.И. Белов, П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.Р. Закамов, И.А. Илларионов // Письма в Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39, № 12. – С. 44-49.
44. Волков, П.В. Детекторы на основе низкобарьерных диодов Мотта и их характеристики в диапазоне 150-250 GHz/ П.В. Волков, Н.В. Востоков, А.В. Горюнов, Л.М. Кукин, В.В. Паршин, Е.А. Серов, В.И. Шашкин // Письма в Журнал технической физики. – 2019. – Т. 45, № 5. – С. 56-58.
45. Закамов, В.Р. Исследования диодов с пониженной высотой барьера в планарном смесителе миллиметрового диапазона длин волн / В.Р. Закамов, В.И. Шашкин // Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56, № 8. – С.1009-1013.
46. Korolyov, S.A. A 94-GHz FMCW radar receiver based on low-barrier diode / S.A. Korolyov, A.P. Shilov, A.V. Goryunov, V.I. Shashkin // IEEE Sensors Letters. – 2020. – Vol. 4, No. 5. – P. 9069254
47. Kapilevich, B. W-band rectenna coupled with low-barrier Mott diode / B. Kapilevich, V. Shashkin, B. Litvak, G. Yemini, A. Etinger, D. Hardon, Y. Pinhasi //

IEEE Microwave and Wireless Components Letters. – 2016. – Vol. 26, No. 8. – P. 637-639.

48. Auret, F.D. Electrical characteristics of Ar ion sputter induced defects in epitaxially grown n-GaAs / F.D. Auret, S.A. Goodman, G. Myburg, W.E. Meyer // Journal of Vacuum Science and Technology B. – 1992. – Vol. 10, No. 6. – P. 2366-2370.

49. Thurzo, I. Current-voltage characteristics and charge DLTS spectra of proton-bombarded Schottky diodes in semi-insulating GaAs/ I. Thurzo, L. Hrubcin, J. Bartoš, E. Pinčík // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1993. – Vol. 83. – P. 145-152.

50. Arulkumaran, S. Current-voltage characteristics of low energy proton and alpha particle irradiated Au and Ag/n-GaAs Schottky barrier diodes / S. Arulkumaran, J. Arokiaraj, N. Dharmarasu, J. Kumar, P. Magudapathy, K.G.M. Nair // Solid-State Electronics. – 1997. – Vol. 41, No. 5. – P. 802-805.

51. Jayavel, P. Investigations on the annealing behavior of high-energy carbon irradiated Au/n-GaAs Schottky barrier diodes / P. Jayavel, K. Asokan, D. Kanjilal, J. Kumar // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2000. – Vol. 3, No. 3. – P. 195-199.

52. Шур, М. Современные приборы на основе арсенида галлия / М. Шур; пер. с англ. под ред. М. Е. Левинштейна, В. Е. Челнокова. -М.: Мир, 1991, – 632 с.

53. Тарасова, Е.А. Физико-топологическое моделирование электрофизических параметров и тепловых полей в GaAs и GaN НЕМТ структурах в условиях радиационного воздействия: дис. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Тарасова Елена Александровна. – Н. Новгород, 2017. – 183 с.

54. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. / С. Зи; под ред. Р. А. Суриса. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.:Мир, 1984. - 455 с.

55. Кулаков, В.М. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники/ В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов, Э.Н. Вологдин, Ю.Н. Андреев; под ред. Е.А. Ладыгина - М.: Сов. радио, 1980. – 224 с.

56. Александров, С.Б. Сверхвысокочастотные полевые транзисторы на основе нитридов III группы / С.Б. Александров, Д.А. Баранов, А.П. Кайдаш, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.В. Степанов, В.П. Чалый, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.А. Матвеев, А.А. Чернявский // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып. 10. – С. 1275-1279.
57. Demarina, N.V. Modeling of ionizing irradiation influence on Schottky-gate field-effect transistor / N.V. Demarina, S.V. Obolensky // Microelectronics Reliability. – 1999. – Vol. 39, No.8. – P. 1247-1263.
58. Першенков, В.С. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем/ В.С. Першенков, В.А. Попов, А.В. Шальнов. - М.: Энергоатомиздат, 1988. – 255 с.
59. Киселева, Е.В. Радиационная стойкость квазибаллистических полевых транзисторов Шоттки с различными конструкциями буферного слоя при воздействии нейтронного облучения разных спектров / Е.В. Киселева, С.В. Оболенский, М.А. Китаев, О.В. Ткачев, В.П. Шукайло, В.Т. Громов // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т.31, вып. 20. – С.58-64.
60. Киселева, Е.В. Внутренняя структура кластера радиационных дефектов при нейтронном облучении GaAs / Е.В. Киселева, С.В. Оболенский // Вестник ННГУ. Серия: Физика твердого тела. – 2003. – № 1. – С. 20-25.
61. Оболенский, С.В. Сравнение структуры кластеров радиационных дефектов в полупроводниковых материалах / С.В. Оболенский // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2003. – № 7. – С. 53-56.
62. Киселев, В.К. Аналитическая модель деградации характеристик кремниевых биполярных транзисторов с тонкой базой при воздействии дефектообразующих излучений / В.К. Киселев, С.В. Оболенский, А.С. Пузанов // Вестник ННГУ. – 2013. – № 2-1. – С. 55-59.
63. Пузанов, А.С. Особенности переноса электронов в биполярных транзисторных структурах с тонкой базой при воздействии потока квантов

высоких энергий / А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // Микроэлектроника. – 2012. – Т. 41, № 4. – С. 304-312.

64. Басаргина, Н.В. Влияние гамма-нейтронного излучения на GaN транзисторы с двумерным электронным газом / Н.В. Басаргина, И.В. Ворожцова, С.М. Дубровских, О.В. Ткачѳв, В.П. Шукайло, Е.А. Тарасова, А.Ю. Чурин, С.В. Оболенский // Вестник ННГУ. – 2013. – № 3-1. – С. 61-65.

65. Шукайло, В.П. Исследование спектров электролюминесценции светодиодов на основе GaN-структур при нейтронном облучении / В.П. Шукайло, С.В. Оболенский, Н.В. Басаргина, И.В. Ворожцова, С.М. Дубровских, О.В. Ткачѳв // Вестник ННГУ. – 2012. – № 6-1. – С. 51-55.

66. Пузанов, А.С. Аналитическая модель переходных ионизационных процессов в кремниевых биполярных транзисторах с тонкой базой при воздействии фотонного импульсного излучения / А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2012. – № 4. – С. 5-8.

67. Демарина, Н.В. Электронный транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии / Н.В. Демарина, С.В. Оболенский // ЖТФ. – 2002. – Т.72, № 1. – С.66-71.

68. Громов, В.Т. Формирование квантовых отверстий при нейтронном облучении квазибаллистического полевого транзистора / В.Т. Громов, М.А. Китаев, Е.В. Киселева, В.А. Козлов, С.В. Оболенский, В.П. Шукайло // Микроэлектроника. – 2005. – Т. 34, № 6. –С. 424-430.

69. Киселева, Е.В. Анализ транспорта электронов в гетероструктурах квазибаллистических полевых транзисторов с учетом топологии кластеров радиационных дефектов: дис. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Киселева Екатерина Валерьевна. – Н. Новгород, 2006. – 155 с.

70. Пожела, Ю. Физика быстродействующих транзисторов / Ю. Пожела; [АН ЛитССР, Ин-т физики полупроводников]. - Вильнюс: Мокслас, 1989. – 261 с.

71. Киселева, Е.В. Радиационная стойкость перспективных арсенид галлиевых полевых транзисторов Шоттки / Е.В. Киселева, С.В. Оболенский // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, № 4. – С. 136-138.
72. Оболенский, С.В. Влияние неоднородности распределения радиационных дефектов на характер протекания тока в квазибаллистическом полевом транзисторе / С.В. Оболенский // Микроэлектроника. – 2004. – № 2. – С. 153-159.
73. Афанасьев, В.Н. Способ регистрации набора флюенса нейтронов на импульсных реакторах / В.Н. Афанасьев, В.Б. Бычков, А.В. Кедров, А.В. Лыжин, О.А. Мингазов, В.П. Пудов, А.К. Серебряков // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2001. – Вып. 3–4. – С. 119–121.
74. Оболенский, С.В. Влияние неоднородности распределения радиационных дефектов на характер протекания тока в квазибаллистическом полевом транзисторе / С.В. Оболенский // Микроэлектроника. – 2004. – Т. 33, № 2. – С. 153-159.
75. Chang, M. -F. A 130mV SRAM with expanded write and read margins for subthreshold applications / M. -F. Chang, S. -W. Chang, P. -W. Chou and W. -C. Wu // IEEE Journal of Solid-State Circuits. – 2011. – Vol. 46, No. 2. – P. 520-529.
76. Петросянц, К.О. TCAD-моделирование дозовых радиационных эффектов в суб-100-нм high-k МОП-транзисторных структурах / К.О. Петросянц, Д.А. Попов, Д.В. Быков // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2017. – Т. 22, №6. – С.569-581.
77. Ansari, M. A near-threshold 7T SRAM cell with high write and read margins and low write time for sub-20 nm FinFET technologies / M. Ansari, H. Afzali-Kusha, B. Ebrahimi, Z. Navabi, A. A. Kusha, M. Pedram // Integration, the VLSI Journal. – 2015. – Vol. 50. – P. 91-106.
78. Atias, L. Single event upset mitigation in low power SRAM design / L. Atias, A. Teman, A. Fish // Proc. 28th Convention of Electrical and Electronics Engineers in Israel. – 2014 – P. 1-5.

79. Sajid, M. Single Event Upset rate determination for 65 nm SRAM bit-cell in LEO radiation environments / M. Sajid, N.G. Chechenin, F.S. Torres, U.A. Gulzari, M.U. Butt, Z. Ming, E.U. Khan // *Microelectronics Reliability*. – 2017. – Vol. 78. – P. 11-16.
80. Yuan, J. 22nm FDSOI SRAM single event upset simulation analysis / J. Yuan, Y. Zhao, L. Wang, T. Li, C. Sui // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – Vol. 1920. – P. 012069.
81. Ziegler, J.F. Effect of Cosmic Rays on Computer Memories / J.F. Ziegler, W.A. Lanford // *Science*. – 1979. – Vol. 206, No. 776. – P. 776-788.
82. Guenzer, C.S. Single Event Upset of Dynamic Rams by Neutrons and Protons/ C. S. Guenzer, E. A. Wolicki, R. G. Allas // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. – 1979. – Vol. 26, No. 6. – P. 5048-5052.
83. Dodd, P.E. Current and Future Challenges in Radiation Effects on CMOS Electronics / P.E. Dodd, M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, J.A. Felix // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. – 2010. – Vol 57, No. 4. – P. 1747-1763.
84. Пузанов, А.С. Расчетно-экспериментальное моделирование обратимых сбоев ячеек статической памяти субмикронных микросхем при воздействии потоков нейтронов / А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, М.М. Венедиктов, В.А. Козлов // *Физика и техника полупроводников*. – 2019. – Т. 53, № 9. – С. 1250-1256.
85. Пузанов, А.С. Перенос электронов в транзисторных структурах в сильных резконеоднородных электрических полях при воздействии потока квантов высоких энергий: дис. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Пузанов Александр Сергеевич. – Н. Новгород, 2011. – 160 с.
86. Зеегер, К. Физика полупроводников / К. Зеегер; под ред. Ю.К. Пожелы. - М: Мир, 1977. – 615 с.
87. Jacoboni, C. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with application to covalent materials / C. Jacoboni, L. Reggiani // *Rev. Mod. Phys*. – 1983. – Vol.55, No.3. – P.645-705.
88. Келдыш Л.В. К теории ударной ионизации в полупроводниках // *ЖЭТФ*. – 1965. – Т.48, №6. – С. 1692-1707.

89. Eklund, E.A. Direct determination of impact-ionization rates near threshold in semiconductors using soft-x-ray photoemission / E.A. Eklund, P.D. Kirchner, D.K. Shuh, F.R. McFeely, E. Cartier // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol.68, No.6. – P.831-834.
90. Cartier, E. Impact ionization in silicon / E. Cartier, M.V. Fischetti, E.A. Eklund, F.R. McFeely // *Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol.62, No.25. – P.3339-3341.
91. Комаров, Ф.Ф. Нано- и микроструктурирование твердых тел быстрыми тяжелыми ионами / Ф.Ф. Комаров // *Успехи физических наук.* – 2017. – Т. 187, №. 5. – С. 465-504.
92. Самарский, А.А. Разностные методы для эллиптических уравнений / А.А. Самарский, В.Б. Андреев. – М.: Наука, 1976. – 352 с.
93. Макарьянц, Г.М. Основы метода конечных элементов: учебное пособие / Г.М. Макарьянц, А.Б. Прокофьев. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2013. – 80 с.
94. Ковеня, В.М. Методы конечных разностей и конечных объемов для решения задач математической физики: электронное учебное пособие / В.М. Ковеня, Д.В. Чирков. – Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2013. — 87 с.
95. Plimpton, S. Fast Parallel Algorithms for Short-Range Molecular Dynamics / S. Plimpton // *J.Comput. Phys.* – 1995. – Vol. 117, No.1. P. 1-19.
96. Nordlund, K. Molecular dynamics simulations of atomic collisions for ion irradiation experiments/ K. Nordlund. – *Acta Polytechnica Scandinavica, Applied Physics Series*, No. 202, PhD thesis, University of Helsinki, 1995. – 72 p.
97. Винецкий, В.Л. Радиационная физика полупроводников / В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь - Киев: Наукова думка, 1979. - 332 с.
98. Ester, M. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise / M. Ester, H. Kriegel, J. Sander, X. Xu // *Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96)*. – 1996. – P.226-231.

99. Khachiyan, L.G. Rounding of Polytopes in the Real Number Model of Computation / L.G. Khachiyan // *Mathematics of Operations Research*. – 1996. – Vol.21, No.2. – P.307-320.
100. Adair, R. Neutron Cross Sections of the Elements / R. Adair // *Rev. Mod. Phys.* – 1950. – № 2. - P. 249-259.
101. Физика быстрых нейтронов в 2 т. Т. 2: Эксперименты и теория. / Под ред. Дж. Мариона, Дж. Фаулера - М.: Госатомиздат, 1966. - 779 с.
102. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 1232 с.
103. Scour, J.R. Review of displacement damage effects in silicon devices / J.R. Scour, C.J. Marshall, P.W. Marshall // *IEEE Transactions on nuclear science*. – 2003. – Vol. 50, No.№3. – P. 653-670.
104. Оболенский, С.В. Комплексное исследование кластеров радиационных дефектов в GaAs-структурах после нейтронного воздействия / С.В. Оболенский, Е.В. Волкова, А.Б. Логинов, Б.А. Логинов, Е.А. Тарасова, А.С. Пузанов, С.А. Королев // *Письма в журнал технической физики*. – 2021. – Т.47, вып.5. – С.38-41.
105. Волкова, Е.В. Экспериментальные исследования модификации характеристик GaAs-структур с контактами Шоттки после воздействия быстрых нейтронов / Е.В. Волкова, А.Б. Логинов, Б.А. Логинов, Е.А. Тарасова, А.С. Пузанов, С.А. Королев, Е.С. Семёновых, С.В. Хазанова, С.В. Оболенский // *Физика и техника полупроводников*. – 2021. – Т.55, вып.10. – С.846-849.
106. Loginov, V.A. Probe microscopy: applications and development recommendations / V.A. Loginov, P.B. Loginov, V.B. Loginov, A.V. Loginov // *Nanoindustry*. – 2019. – Vol.12, No.6 (92). P. 352-364.
107. Оболенский, С.В. Предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближений при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов / С.В. Оболенский // *Известия вузов. Электроника*. – 2002. – №6. – С.31-38.

108. Duffy, D.M. Including the effects of electronic stopping and electron–ion interactions in radiation damage simulations / D. M. Duffy, A. M. Rutherford // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – Vol.19, No.1. – P.016207.
109. Bottcher, C. J. F. Theory of electric polarisation / C. J. F. Bottcher - New York: Elsevier, 1952. – 492 p.
110. Chang, L. Stable SRAM cell design for the 32 nm node and beyond / L. Chang, D.M. Fried, J. Hergenrother, J.W. Sleight, R.H. Dennard, R.K. Montoye, L. Sekaric, S.J. McNab, A.W. Topol, C.D. Adams, K.W. Guarini// *Digest of Technical Papers. 2005 Symposium on VLSI Technology. IEEE.* – 2005. – P. 128–129.
111. Curtis, O. L., Jr. Statistics of Carrier Recombination at Disordered Regions in Semiconductors / O. L. Curtis, Jr. // *Appl. Phys.* – 1968. – Vol.39, No.7. – P. 3109–3113.
112. Горшков, Г. В. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры / Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Н. М. Ляtkовская, О. С. Цветков. - Москва: Атомиздат, 1966. - 410 с.
113. Brudnyi, V. Local neutrality conception: Fermi level pinning in defective semiconductors / V. Brudnyi, S. Grinyaev, V. Stepanov// *Physica B: Condens. Matter.* – 1995. – Vol.212, No.4. – P. 429–435.
114. Constant, E. Non-steady-state carrier transport in semiconductors in perspective with submicrometer devices / E. Constant // *Hot electron transport in semiconductors. Topics in Applied Physics.* – 1985. – Vol 58. – P. 227-261.