# Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

на правах рукописи

Прима Артем

# ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ СТЕНД И МЕТОДИКА ДЛЯ ИМИТАЦИОННОГО РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Шифр и наименование специальности:

05.14.12 - Техника высоких напряжений

диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Пушкарев Александр Иванович

Томск – 2021

## СОДЕРЖАНИЕ

BBE	ДЕНИЕ	5
ГЛА материа	ВА 1 ИМИТАЦИОННОЕ РАДИАЦИОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ КОНСТРУКЦИОНН	ЫХ 13
WIATEF MA.		. 13
1.1	Методы генерации пучков атомов	. 14
1.2	Методы генерации мощных пучков ионов	. 16
1.3	Методы генерации МИП с высокой плотностью энергии	. 18
1.4	Методы исследования радиационных дефектов	. 20
1.5	Постановка цели и задач исследования	. 23
ГЛА	ВА 2 ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД И ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ	. 25
2.1	Генератор мощных ионных пучков ТЕМП-6	. 25
2.2	Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков	. 27
2.3	Тепловизионная диагностика МИП с высокой плотностью энергии	. 30
	2.3.1 Расчет пороговой плотности энергии абляции	. 30
	2.3.2 Нагрев металлической мишени	. 33
	2.3.3 Расчет погрешности измерения плотности энергии МИП	. 35
	2.3.4 Обсуждение	. 38
2.4 E	Времяпролетная диагностика состава ионного пучка	. 39
	2.4.1 Модернизированная времяпролетная диагностика МИП	. 40
	2.4.2 Влияние пространственного заряда МИП на достоверность времяпролет	ной
диагно	остики его состава	. 42
2.5	Сопоставление времяпролетной и тепловизионной диагностик	. 45
2.6	Выводы по главе	. 49
ГЛА	ВА 3 ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА АТОМОВ	. 50
3.1	Генерация ионов в вакуумном диоде с пассивным металлическим анодом	. 50
	3.1.1 Генерация импульсного пучка ионов азота	. 50
	3.1.2 Влияние состава остаточного газа	. 54

		3.1.3	Влияние материала анода 57	7		
		3.1.4	Модель генерации МИП в диоде с металлическим анодом 58	3		
	3.2	Фоку	исировка мощного ионного пучка 61			
		3.2.1	Измерение объемного заряда МИП 62	)		
		3.2.2	Фокусировка МИП собственным зарядом 65	;		
		3.2.3	Фокусировка МИП с помощью металлической сетки	1		
		3.2.4	Использование сетки с отверстием 68	3		
	3.3	Гене	рация импульсного пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных	ζ		
ионов				;		
		3.3.1	Ионный диод без сетки	;		
		3.3.2	Ионный диод со сплошной сеткой на катоде 76	,		
		3.3.3	Использование металлической сетки с отверстием 77	1		
		3.3.4	Обсуждение 78	3		
	3.4	Расч	ет спектра первично выбитых атомов в мишени	)		
	<ul><li>3.5 Ионизация атомов при поглощении в мишени</li><li>3.6 Выводы по главе</li></ul>		зация атомов при поглощении в мишени	,		
			оды по главе			
	ГЛА	BA 4	КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОЕ	3		
	•••••			;		
	4.1 Экспериментальный стенд9					
	<ul><li>4.2 Анализ охлаждения мишени</li></ul>					
		4.3.1	Измерение плотности энергии МИП 97	7		
		4.3.2	Анализ результатов	3		
	4.4]	Исслед	ование количества радиационных дефектов 100	)		
	4.4.1 Экспериментальное определение количества дефектов в мишени 101					
		4.4.2 3	Экспериментальное определение количества дефектов в каскаде 105	;		
		4.4.3 N	Иоделирование формирования радиационных дефектов с помощью SRIM 108	3		

4.4.4 Расчет концентрации дефектов методом первично выбитого атома 112				
4.4.5 Расчет концентрации дефектов методом коррекции баланса энергии 113				
4.4.6 Моделирование формирования радиационных дефектов с помощью LAMMPS				
4.5 Исследование энергии активации миграции радиационных дефектов 118				
4.5.1 Моделирование аннигиляции радиационных дефектов 118				
4.5.2 Экспериментальное определение энергии активации аннигиляции				
радиационных дефектов 120				
4.5.3 Моделирование миграции радиационных дефектов 125				
4.5.4 Экспериментальное определение энергии активации миграции радиационных				
дефектов 126				
4.6 Исследование степени аннигиляции радиационных дефектов				
4.7 Обсуждение результатов 129				
4.8 Выводы по главе131				
ЗАКЛЮЧЕНИЕ134				
Цитируемая литература				

#### **ВВЕДЕНИЕ**

#### Актуальность темы.

Развитие атомной промышленности, активное освоение космоса и изучение термоядерного синтеза требуют разработки конструкционных материалов (прежде всего металлов и сплавов) с высокой радиационной стойкостью. При работе ядерного реактора образуется поток нейтронов, который создает радиационные дефекты в конструкционных элементах реактора и снижает их механическую стойкость. При разработке новых материалов с стойкостью необходим большой высокой радиационной объем экспериментальных исследований. Облучение образцов в ядерном реакторе требует много времени для набора необходимого флюенса нейтронов и послереакторной выдержки материалов для спада радиационной активности. Одним из важнейших изменений свойств металлов, вызванных нейтронным облучением, является распухание (swelling). Распухание, деформация и разрушение корпуса тепловыделяющих элементов в ядерном реакторе является одним из основных факторов, ограничивающих степень выгорания ядерного топлива. При облучении нейтронами в ядерном реакторе требуется около года, чтобы достичь режима заметного распухания [1].

Процесс наработки радиационных дефектов протекает значительно быстрее при облучении заряженными частицами и поэтому в последние годы активно разрабатываются методы имитационного радиационного облучения конструкционных материалов с помощью электронных или ионных пучков [2]. Однако имитационное облучение пучками заряженных частиц существенно отличается от нейтронного облучения в ядерном реакторе. При облучении железной мишени нейтронами с энергией 1-5 МэВ около 80% первично выбитых атомов (ПВА) имеют энергию 30-60 кэВ [3]. Образование радиационных дефектов ионами в металлах происходит при малоугловом рассеянии и более 90% ПВА имеют энергию менее 1 кэВ. Различие в спектре ПВА приводит к различию в микроструктуре радиационных дефектов в облучаемом образце [4].

Отличие процессов, протекающих при имитационном и реакторном облучениях, не позволяет делать точные прогнозы радиационной стойкости конструкционных материалов. Поэтому разработка имитационных методов исследования радиационной стойкости материалов, более полно соответствующих прямому облучению в ядерном реакторе, является актуальной задачей.

### Степень разработанности темы исследований.

Основы имитационного радиационного облучения конструкционных материалов пучками заряженных частиц изложены в трудах Б.А. Калина [5], Г. Вас [2], Р. Смит [3], С. Цинкле [4]. В последние годы активно развиваются методы компьютерного моделирования образования, миграции и аннигиляции радиационных дефектов в металлах. Дж. Циглер разработал компьютерную программу SRIM, которую широко используют для моделирования торможения ионов с энергией до 1 ГэВ в аморфных материалах [6]. Однако имитационное облучение пучками заряженных частиц существенно отличается от нейтронного облучения в ядерном реакторе по энергетическому спектру первично выбитых атомов в мишени и эффективности формирования радиационных дефектов в металлах атомов, которые формируют в образцах первично выбитые атомы, энергетический спектр которых близок к спектру ПВА при облучении нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе. Перезарядка быстрых ионов является основным методом генерации атомов, в том числе импульсных пучков атомов.

Процесс перезарядки ионов был открыт Хендерсоном в ходе экспериментов, в которых α - частицы (5,6 МэВ, α-распад радона) пропускали через фольги из слюды или золота [7]. Первые работы по изменению зарядового состояния иона при транспортировке в газе были проведены Н. Бором [8]. В работах И.Ю. Толстихиной и В.П. Шевелько [9, 10] выполнен обзор работ по изменению зарядового состояния ионов при поглощении в газах. Существенный вклад в изучение перезарядки ионов в вакуумном ионном диоде с пассивным анодом внесли Т.Д. Пойнтон [11] и М.П. Десярлаис [12]. В работе Т.Д. Пойнтона [11] наличие атомов объясняется перезарядкой ионов в анод-катодном зазоре вакуумного диода. Однако энергия образовавшихся атомов не превышает 10 кэВ. Это объясняется тем, что перезарядка иона происходит в прианодной области, где энергия иона мала. Степень перезарядки ионного пучка ниже 30%. При энергии атомов менее 20 кэВ в образцах формируются ПВА, энергетический спектр которых существенно отличается от спектра ПВА при облучении нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе.

Объектом исследования являются генерация, аннигиляция и миграция радиационных дефектов, образующихся при облучении атомами, полученных путем перезарядки ускоренных ионов.

**Предметом исследования** являются стенд для имитации нейтронного облучения атомами и калориметрическая диагностика радиационных дефектов.

Целью диссертационной работы является разработка стенда для исследования радиационной стойкости конструкционных материалов (металлов и сплавов), сочетающего формирование радиационных дефектов импульсным пучком атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, и измерение их основных параметров непосредственно после радиационного облучения.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Генерация импульсного пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, с параметрами, необходимыми для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов. Энергетический спектр первично выбитых атомов в образце должен быть близок к спектру ПВА при облучении образца нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе.

2. Измерение концентрации, пороговой энергии миграции и динамики аннигиляции радиационных дефектов, формируемых в металлах и сплавах при облучении импульсным пучком атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ.

3. Моделирование процесса формирования радиационных дефектов в металлах и сплавах при облучении атомами, полученными при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, с помощью компьютерных программ SRIM (аппроксимация бинарными столкновениями) и LAMMPS (метод молекулярной динамики).

## Научная новизна.

Разработан новый метод генерации импульсного ионного пучка вакуумным диодом с пассивным анодом при ускоряющем напряжении 200-300 кВ и сдвоенной разнополярной форме импульса. Состав ионного пучка зависит от сорта газа в диодной камере, кратность ионизации - от режима работы диода. Разработана феноменологическая модель процесса генерации пучка, включающая анализ различных физических и плазмохимических процессов в диоде.

Впервые показано, что использование металлической сетки в области дрейфа ионов обеспечивает их эффективную перезарядку и дополнительную фокусировку. Установлено, что использование металлической сетки в области дрейфа ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, увеличивает долю энергии атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов в полной энергии пучка с 15-30% до 90%.

Впервые показано, что при генерации радиационных дефектов атомами, полученными при перезарядке ускоренных ионов с энергией 200-600 кэВ, в металлических образцах формируются

7

первично выбитые атомы, энергетический спектр которых близок к спектру ПВА при облучении образца нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе.

Разработана оригинальная калориметрическая диагностика радиационных дефектов, которая позволяет измерить концентрацию, пороговую энергию миграции и динамику их аннигиляции в реальном масштабе времени с высоким временным разрешением (0.01-0.1 с) непосредственно после формирования радиационных дефектов.

Обнаружен новый эффект перегрева металлической мишени при облучении импульсным пучком атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, который обусловлен вкладом радиационных дефектов. Показано, что эффект перегрева мишени расширяет диапазон измерения плотности энергии пучка с помощью тепловизионной диагностики с 3 Дж/см<sup>2</sup> до 15 Дж/см<sup>2</sup>.

## Теоретическая и практическая значимость работы.

Основным результатом диссертационной работы является новый метод исследования радиационной стойкости конструкционных материалов, включающий имитационное облучение импульсным пучком атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, , генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, и измерение концентрации, пороговой энергии миграции и динамики аннигиляции радиационных дефектов; стенд для реализации этой диагностики, предоставление научно-исследовательским организациям нового эффективного метода и средства разработки технологий мирового уровня в области исследования устойчивости конструкционных материалов к интенсивному радиационному облучению.

Практическая значимость работы заключается также в том, что ее результаты использованы при разработке технологического генератора импульсного пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, с большим ресурсом работы, и высокой стабильностью полной энергии и плотности энергии пучка в серии импульсов.

#### Методология и методы исследования.

Методология исследования основана на комплексном подходе, включающем компьютерное моделирование процессов (генерация ионного пучка, перезарядка ионов, формирование ПВА и радиационных дефектов и др.); экспериментальное исследование этих процессов; сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования для уточнения закономерностей; оптимизацию алгоритма моделирования.

Для генерации импульсного ионного пучка использовали метод прямого ускорения ионов в анод-катодном зазоре полоскового вакуумного диода с магнитной самоизоляцией при работе генератора в двухимпульсном режиме. Анодная плазма формировалась при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса. Для формирования импульсного пучка атомов использовали перезарядку ионов на атомах десорбированного газа в области транспортировки ионов от диода до мишени.

При выполнении исследований использовали современные методы диагностики параметров пучка атомов. Полную энергию импульсного пучка и распределение плотности энергии по сечению измеряли с помощью тепловизора, по термограммам мишени до и после облучения пучком (в режиме видео). Для анализа состава ионного пучка использовали времяпролетную диагностику, которая основана на пространственном разделении разных ионов по пути движения от диода до регистрирующего устройства – коллимированного цилиндра Фарадея.

Для моделирования формирования радиационных дефектов использовали пакет программ SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), предназначенный для моделирования физических процессов возникновения каскадов радиационных дефектов при облучении твердотельных мишеней заряженными частицами. Моделирование формирования радиационных дефектов выполняли также с помощью программного обеспечения LAMMPS.

Расчет энергетического спектра ПВА в мишени при облучении ионами, нейтронами и атомами выполнен методом бинарных столкновений с описанием межатомного взаимодействия атома с атомарным газом с помощью потенциала Леннарда-Джонса.

#### Положения, выносимые на защиту.

1. Вакуумный диод с пассивным анодом из нержавеющей стали при работе в двухимпульсном режиме (первый импульс отрицательной полярности амплитудой 150-250 кВ и длительностью 400-500 нс; второй импульс положительной полярности амплитудой 250-300 кВ и длительностью 100-120 нс), при магнитной самоизоляции электронов и формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов обеспечивает генерацию ионов N<sup>+</sup> или N<sup>2+</sup>, N<sup>3+</sup>, C<sup>+</sup>,  $C^{2+}$  с содержанием примесных ионов не более 15%.

2. Использование металлической сетки в области транспортировки ионов обеспечивает их эффективную перезарядку и дополнительную фокусировку. Количество энергии, переносимой атомами, увеличивается с 15-30% до 90% от полной энергии комбинированного пучка (ионы+атомы). Атомы формируются при зарядовом обмене между ионами и десорбированными молекулами в газовой оболочке, прилегающей к сетке.

3. Измерение радиационных дефектов, основанное на анализе охлаждения мишени после облучения импульсным пучком ионов или атомов, позволяет раздельно определить

концентрацию быстрых и медленных радиационных дефектов в диапазоне более 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, а также пороговую энергию их аннигиляции с погрешностью не больше 0.05 эВ.

## Достоверность и обоснованность результатов.

Для обеспечения достоверности и обоснованности результатов по измерению параметров пучков заряженных частиц с высокой плотностью энергии применялись современные методики и оборудование.

Результаты и выводы, по итогам проведенных исследований, были получены на основе комплексных исследований, включающих:

- вольтамперные характеристики диода,

- плотность ионного тока,
- состав и энергетический спектр мощного ионного пучка (МИП<sup>1</sup>),
- тепловизионную диагностику полной энергии МИП,
- распределения плотности энергии МИП по сечению.

Результаты работы подтверждаются литературными данными по механизмам генерации ионных пучков, перезарядки ионов и формировании радиационных дефектов. Полученные результаты не противоречат существующим представлениям о механизмах генерации ионных пучков, перезарядки ионов, формирования радиационных дефектов.

## Апробация.

Основные положения и выводы диссертационной работы докладывались и обсуждались на профильных международных конференциях:

- 1. 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2018).
- 2. Международная научно-техническая молодежная конференция «Перспективные материалы конструкционного и медицинского назначения» Томск: 2018.
- 3. XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» 23 – 26 апреля 2019 г.
- 4. II Международный научный форум «Ядерная наука и технологии». Алматы: РГП ИЯФ, 2019.
- 5. 24th International Conference on Ion-Surface Interactions. Moscow, Russia, 2019.

<sup>1</sup> В дальнейшем термином МИП будем обозначать комбинированный пучок, содержащий ионы и атомы, полученные при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ.

- 6. 21st International conference on surface modification of materials by ion beams. Tomsk, Russia, 2019.
- 14th International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications" GDP-2019: Tomsk: 2019.
- 8. XI Международная научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» 6-9 ноября 2019 года, г. Казань.
- 9. II Международный молодежный конгресс «Современные материалы и технологии новых поколений». Томск, 2019.
- 10. XVI Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа. Москва, 2019.
- Международная научно-практической конференции «Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине. Российский и международный опыт подготовки кадров», г. Томск 2020г.
- 12. VI Международная научная конференция молодых ученых, аспирантов и студентов «Изотопы: технологии, материалы и применение», ТПУ, г. 2020.
- 13. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, Tomsk, 2020
- 14. 15th International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications" Ekaterinburg, Russia, 2021.

## Личный вклад автора

Диссертационная работа является итогом комплексных исследований процессов генерации пучков атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов и их применения в радиационном материаловедении, проводимых в Отделении материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Томского политехнического университета. При непосредственном участии автора были выполнены эксперименты и получены данные, которые позволили выявить основные закономерности генерации пучков атомов в диодах разных конструкций. Автор участвовал при постановке и проведении экспериментов, обработке полученных данных, а также подготовке к публикации статей.

Автором самостоятельно разработана методика измерения параметров пучков атомов с помощью тепловизора. Данная диагностика впервые использовалась в лаборатории Даляньского технологического университета и позволила исследовать многие процессы в диодах, а также оптимизировать режим работы ускорителя для более стабильной генерации импульсного пучка атомов. Была модернизирована времяпролетная диагностика, позволяющая с высокой точностью определять состав и энергетический спектр ионного пучка.

Автором самостоятельно сформулированы защищаемые научные положения, сделаны выводы. Обсуждение задач исследования, проведение экспериментов и анализ результатов проводилось совместно с научным руководителем и соавторами.

Публикации. По результатам исследований по теме диссертации опубликована 1 монография, 6 статей в журналах, индексируемых Scopus и Web of Science, 3 статьи в изданиях, входящих в перечень ВАК и 8 в сборниках материалов конференций.

Структура диссертации. Диссертационная работа изложена на 148 стр., содержит 97 рис., 20 таблиц, 164 источника. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации, дана краткая характеристика исследуемых проблем, сформулирована цель работы. Кратко изложено содержание, структура диссертации и перечислены основные результаты. Во введении также сформулированы выносимые на защиту научные положения.

**В первой главе** приведен литературный обзор методов исследования радиационных дефектов, методов генерации пучков атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, и методов диагностики параметров этих пучков.

Во второй главе представлена экспериментальная установка и диагностическое оборудование для измерения параметров МИП. Выполнен анализ влияния радиационных дефектов на погрешность тепловизионной диагностики МИП и представлена методика коррекции результатов измерений плотности энергии. Рассмотрен эффект влияния заряда ионного пучка на времяпролетную диагностику его состава.

В третьей главе представлены результаты исследования генерации МИП вакуумным диодом с металлическим пассивным анодом при работе в двухимпульсном режиме (первый 450-500 нс, 150–200 кВ и второй 150 нс, 250–300 кВ) и формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов. Представлены результаты исследования перезарядки и фокусировки ионного пучка. Разработана феноменологическая модель процесса генерации пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ, включающая анализ различных физических и плазмохимических процессов в диоде.

**В четвертой главе** представлена калориметрическая диагностика радиационных дефектов, формируемых в металлах и сплавах при облучении импульсным пучком атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов. Диагностика основана на анализе охлаждения мишени и сравнении экспериментальной мощности потерь энергии в мишени с расчетной

мощностью теплового излучения. Диаметр пучка был больше диаметра мишени (≈10 мм), что обеспечивало ее более равномерное облучение.

## ГЛАВА 1 ИМИТАЦИОННОЕ РАДИАЦИОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ (ЛИТОБЗОР)

Пучки заряженных частиц (электроны, ионы, компрессионные потоки плазмы) широко используются в различных технологических процессах и при исследовании образцов из конструкционных материалов. Термическая закалка и ковка металлических изделий являются древнейшими методами улучшения их эксплуатационных свойств. Совершенствование технологического процесса закалки идет по пути увеличения скорости изменения температуры изделия и обработки только поверхностного слоя, без изменения объемных свойств. Для этого используют лазерное излучение [13], электронные пучки [14, 15], ионные пучки [16] и компрессионные потоки плазмы [17]. Воздействие мощного ионного пучка длительностью от 100 до 150 нс и плотностью энергии от 2 до 3 Дж/см<sup>2</sup> обеспечивает нагрев и охлаждение (при остывании) приповерхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью ~10<sup>8</sup> К/с [18]. При плотности энергии МИП более 3 Дж/см<sup>2</sup> происходит абляция материала мишени и в обрабатываемом изделии формируются ударные волны отдачи, давление при этом превышает 108 Па [19, 20]. Пучок атомов имеет много преимуществ по сравнению с пучком ионов. Использование пучка атомов для модификации материалов уменьшает его рассеяние при облучении диэлектрических или слабопроводящих материалов [21]. Нейтральные пучки используют для нагрева плазмы в экспериментах по термоядерному синтезу [22, 23].

Развитие атомной промышленности, активное освоение космоса и изучение термоядерного синтеза требуют разработки конструкционных материалов (прежде всего металлов и сплавов) с высокой радиационной стойкостью. При работе ядерного реактора образуются нейтроны, которые создают радиационные дефекты в конструкционных элементах реактора и снижают их механическую стойкость. Предотвратить образование дефектов невозможно, поэтому для уменьшения радиационного повреждения необходимо обеспечить максимальную эффективность аннигиляции дефектов и восстановление первоначальной структуры материалов.

При разработке новых материалов с высокой радиационной стойкостью необходим большой объем облучений. Например, изменение состава конструкционных сталей приводит к

существенному изменению динамики аннигиляции радиационных дефектов. Энергия активации миграции межузельных атомов (основной процесс аннигиляции дефектов) в чистом железе варьируется от 0,05 до 0,10 эВ, в нержавеющих сталях SS316L и EP838 энергия активации этого процесса повышается до 0,33 эВ [24].

Облучение образцов в ядерном реакторе требует много времени для наработки необходимого флюенса нейтронов и послереакторной выдержки для спада радиационной активности. Одним из важнейших изменений свойств металлов, вызванных нейтронным облучением, является распухание (swelling) [25]. При облучении нейтронами в ядерном реакторе требуется около года, чтобы достичь режима заметного распухания. Этот процесс протекает значительно быстрее при облучении ионами [26, 27] и поэтому в последние годы активно разрабатываются методы имитационного радиационного облучения конструкционных материалов с помощью электронных [28] или ионных пучков [26, 29].

Однако имитационное облучение пучками заряженных частиц имеет существенные недостатки по сравнению с нейтронным облучением в ядерном реакторе. Энергетический спектр первично выбитых атомов в мишени при облучении ионами существенно отличается от спектра при облучении нейтронами [30]. При облучении железной мишени нейтронами с энергией от 0,5 до 5 МэВ в ядерном реакторе около 80% ПВА имеют энергию от 30 до 60 кэВ [3]. Облучение мишени ионами того же вещества (self-ion) с энергией 1 МэВ происходит при малоугловом рассеянии на атомах мишени и более 90% ПВА имеют энергию менее 1 кэВ [4].

Поэтому разработка имитационных методов исследования радиационной стойкости материалов, более полно соответствующих прямому облучению в ядерном реакторе, является актуальной задачей.

#### 1.1 Методы генерации пучков атомов

Исследования в области генерации и применения импульсных пучков атомов с большой кинетической энергией и большой плотностью энергии пучка сдерживаются прежде всего отсутствием генератора, удовлетворяющего следующим требованиям: длительность импульса от 100 до 150 нс; плотность энергии более 3 Дж/см<sup>2</sup>; высокая стабильностью параметров пучка в серии импульсов; большой ресурс работы. Увеличение длительности импульса приводит к увеличению толщины прогреваемого слоя облучаемой мишени при незначительном росте температуры.

Перезарядка ионов является основным методом генерации атомов с энергией более 1 кэВ. Характерной особенностью процесса генерации импульсных ионных пучков в диодах с пассивным анодом является перезарядка быстрых ионов в процессе взаимодействия с молекулами десорбированного газа в А-К зазоре и формирование атомов [11, 31, 32]. Использование процесса перезарядки при генерации мощного ионного пучка (МИП) позволяет ослабить лимитирующее влияние объемного заряда в А-К зазоре диода [33] и значительно увеличить плотность энергии формируемого комбинированного пучка (ионы + атомы). В работах [11, 31] выполнен теоретический анализ процессов перезарядки ионов в ионном диоде. Показано, что один ион может образовать от 50 до 100 атомов в А-К зазоре и флюенс нейтральных атомов может превышать флюенс ионов. В работе М.П. Десярлаиса [12] представлена модель перезарядки ионов в ионном диоде. Эта модель использована для исследования влияния процессов перезарядки на импеданс диода.

Регистрация атомов с помощью спектрометра Томсона (пятно, формируемое атомами в центре спектрограммы) является прямым подтверждением их формирования в ионных диодах с пассивным анодом [34, 35, 36]. Процесс перезарядки существенно влияет на работу ионного диода. В работе Проно [37] показано что аномально быстрое снижение импеданса ионного диода можно объяснить влиянием процесса перезарядки ионов. Этот эффект использован в работе [38] для объяснения очень высокой скорости расширения анодной плазмы в поперечном магнитном поле ионного диода с магнитной изоляцией электронов.

В работе [32] было показано, что суммарная кинетическая энергия атомов составляет незначительную часть полной энергии МИП, не превышающую 30%. Эксперименты проводили на диоде с внешней магнитной изоляцией (одноимпульсный режим: 100 нс, 300 кВ), а также на диоде с магнитной самоизоляцией (двухимпульсный режим: первый отрицательный импульс длительностью от 300 до 500 нс и амплитудой от 100 до 150 кВ с последующим вторым положительным импульсом 120 нс, 300 кВ). Плотность энергии МИП измеряли с помощью тепловизионной диагностики [39, 40], а также рассчитывали с использованием плотности ионного тока и ускоряющего напряжения. Для диода в двухимпульсном режиме плотность энергии, полученная тепловизионной диагностикой, превышала данные, рассчитанные по плотности ионного тока, что указывает на присутствие в пучке атомов. Для ионного диода (в одноимпульсном режиме) результаты двух методов были в хорошем согласии, указывающем на то, что энергия атомов в пучке пренебрежимо мала.

Увеличение эффективности генерации атомов в ионном диоде с пассивным анодом возможно за счет процессов перезарядки и рекомбинации ионов при транспортировке от диода до мишени. Высокая плотность ионов в МИП вызывает его рассыпание за счет кулоновского отталкивания на длине порядка его поперечных размеров [41, 42]. Для устранения рассеяния ионного пучка необходимо нейтрализовать заряд ионов низкоэнергетическими электронами, которые должны подаваться в пучок на выходе из А-К зазора [43, 44]. В работе [32] показано, что в ионном диоде с магнитной самоизоляцией концентрация низкоэнергетических электронов (<10 кэВ) в 1,3 - 1,5 раз превышает концентрацию ионов. Для увеличения концентрации электронов в пучке использовали металлическую сетку в области транспортировки МИП к мишени [45].

Кроме того, экспериментальные результаты показывают, что отрицательное смещение цилиндрической или сферической сетки в однородной плазме низкого давления может генерировать сфокусированный пучок атомов [21]. Быстрые ионы превращаются в атомы при давлении выше 0,1 Па при перезарядке с атомами десорбированного газа около сетки.

#### 1.2 Методы генерации мощных пучков ионов

Перезарядка ионов является основным методом генерации атомов, в том числе импульсных пучков. Для эффективной генерации МИП нужно решить две задачи: сформировать плотную плазму на поверхности анода и подавить электронную компоненту полного тока диода. После приложения напряжения к диоду и образования катодной и анодной плазмы генерация электронного и ионного тока происходит одновременно. При высокой плотности электронного и ионного тока происходит одновременно. При высокой плотности электронного и ионного тока происходит одновременно. При высокой плотности электронного и ионного токов проявляются коллективные эффекты, и полный ток ограничивается объемным зарядом в анод-катодном зазоре. Как следует из соотношения Чайлд-Ленгмюра [33], максимальная плотность тока протонов в режиме ограничения объемным зарядом составляет 2,3% от плотности электронного тока. Плотность ионного тока более тяжелых ионов еще ниже. Поэтому для повышения эффективности генерации МИП необходимо уменьшить электронную компоненту полного тока в диоде.

Ионный диод с магнитной самоизоляцией электронов при формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов обеспечивает большой ресурс работы и не требует сложной конструкции ускорителя [46]. Ускоритель ТЕМП-6 с диодом с графитовым анодом обеспечивает генерацию ионов  $C^+$  с энергией от 250 до 300 кэВ. Однако для формирования спектра первично выбитых атомов в образце, близкого к спектру ПВА при облучении образца нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе, нужны атомы с энергией от 300 до 600 кэВ, см. раздел 3.4.

Анализ литературы показал, что остаточный газ в диодной камере оказывает сильное влияние на генерацию МИП в диоде с пассивным анодом. Молекулы остаточного газа адсорбируются на электродах диода между импульсами и десорбируются при приложении ускоряющего напряжения. Время образования одного монослоя молекул на поверхности металла составляет  $\approx 1$  мс при давлении от 0,65 до 6,5 мПа [47]. Если на поверхности диода присутствует несколько монослоев (адсорбированных слоев) молекул остаточного газа, поверхностная плотность молекул равна  $\approx 10^{16}$  см<sup>-2</sup> (без учета шероховатости) [48]. При расчетах принимали температуру десорбированного газового слоя 1000 К [49], скорость расширения при этом равна 0.19 см/мкс и при длительности импульса от 400 до 500 нс толщина газового слоя десорбированных молекул составляет около миллиметра. Это обеспечивает увеличение концентрации молекул газа в А-К зазоре до  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> или даже выше (давление  $\geq 100$  Па) при давлении в диодной камере от 2 до 3 мПа.

В работе [50] было показано, что при генерации МИП давление в вакуумной камере повышается до 133 мПа. Исследование проводили на ионном диоде с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции при ускоряющем напряжении 400 кВ и длительности импульса 60 нс. При объеме диодной камеры 0,25 м<sup>3</sup>, площади анода 200 см<sup>2</sup> и А-К зазоре 1 см давление в зазоре в течение импульса увеличивается до 100 Па. В работе [51] представлены результаты исследования генерации МИП в ионном диоде с графитовым анодом в режиме магнитной самоизоляции электронов при увеличении давления остаточного газа (N<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>) в диодной камере с 3 до 80 мПа. Выполнены исследования полной энергии ионного пучка, распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка, перемещения в фокальной плоскости в серии импульсов и расходимости, а также нейтрализации заряда. Получено, что при давлении в диодной камере ниже 50 мПа изменение основных параметров ионного пучка в фокусе незначительно.

В ионном диоде с пассивным анодом образование плазмы может происходить не только при пробое по поверхности диэлектрика или при взрывной эмиссии электронов [43, 52], но и при ионизации десорбированных атомов и молекул (обычно 80% N<sub>2</sub>) в А-К зазоре. Десорбция газа с поверхности анода и его ионизация электронами приводят к образованию анодной плазмы в сильноточных электронных диодах [47, 53, 54]. В ионном диоде с магнитной изоляцией электроны дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях ( $E \perp B$ ), что значительно увеличивает время их пребывания в А-К зазоре и эффективность ионизации десорбированных атомов (магнетронный разряд).

Наличие ионов азота в МИП, который генерируется диодом с пассивным анодом, подтверждается экспериментальными данными о составе металлических образцов после облучения. При исследовании модификации титановой мишени при облучении ионным пучком, который генерируется диодом с полиэтиленовым покрытием на аноде, было обнаружено

образование нитридов. Установлено, что основным источником азота является остаточный газ в диодной камере [55, 56]. Образование нитридов или карбонитридов было также обнаружено при исследовании облученного ионным пучком титана и его сплавов [57].

При работе ионного диода в двухимпульсном режиме (в котором первый импульс отрицательный, а второй положительный) длительность ионизации десорбированных атомов и молекул в А-К зазоре на первом импульсе составляет от 400 до 500 нс, что в ≈10 раз больше, чем в диодах, использующих одноимпульсный режим. Это увеличивает концентрацию газовой плазмы. За это время ионы ускоряются по направлению к потенциальному электроду диода и внедряются в поверхностный слой с образованием нитридов. В дальнейшем, образование пучка ионов азота возможно при образовании взрывоэмиссионной плазмы и разложении нитридов. Кроме того, при изменении полярности ускоряются из газовой плазмы к катоду, обеспечивая образование импульсного пучка газовых ионов.

#### 1.3 Методы генерации МИП с высокой плотностью энергии

Имеющиеся на настоящий момент генераторы МИП или формируют пучки с низкой плотностью энергии (до 3 Дж/см<sup>2</sup>) или имеют низкий ресурс (менее 1000 импульсов) и большой разброс параметров в серии импульсов (стандартная девиация плотности ионного тока и плотности энергии до 20%). Плотность энергии МИП, необходимая для модификации поверхностного слоя обрабатываемой детали, должна превышать 3 Дж/см<sup>2</sup>. Но при высокой плотности ионного тока возникают коллективные эффекты, плотность тока МИП ограничивается пространственным зарядом ионов [33]. При напряжении 300 кэВ и А-К зазоре от 7 до 8 мм плотность энергии МИП не превышает 0,2 Дж/см<sup>2</sup> [58]. Увеличение энергии ионного пучка без увеличения длительности импульса может быть получено путем увеличения ускоряющего напряжения. Однако эффективность генерации МИП не превышает 30%, и в процессе генерации ионов образуется большое количество электронов с такой же энергией. Поглощение электронов с энергией выше 500 кэВ резко увеличивает тормозное рентгеновское излучение [59], что требует дополнительной защиты от излучения.

Высокая плотность энергии на мишени может быть достигнута путем фокусировки ионного пучка при транспортировке к мишени [41]. В ионных диодах традиционно используется геометрическая фокусировка, которая получается путем изготовления анода и катода полуцилиндрической или полусферической формы [43,46]. Несколько авторов проанализировали

распространение и геометрическую фокусировку импульсных ионных пучков. Было показано, что диоды с магнитной изоляцией имеют меньшую расходимость ионного пучка (арктангенс отношения радиуса пучка на половине высоты к расстоянию от диода), обычно составляющую от 1 до 4°, в отличие от рефлекторных диодов и пинч-диодов [60, 61, 62, 63, 64].

Дополнительную фокусировку ионного пучка можно получить с помощью соленоидальных или квадрупольных магнитных линз [43]. В отличие от электронного пучка, для фокусировки ионов необходима большая магнитная индукция. Для ионов C<sup>+</sup> с энергией 200 кэВ в сходящемся магнитном поле (магнитная индукция 1 Тл) магнитной линзы соленоида отклонение ионов составляет всего 1,3° на пути 1 см. Было показано, что для фокусировки ионов с большой массой (m/Z > 66) следует использовать соленоиды с магнитным полем более 15 Тл [65].

Необходимым условием эффективной транспортировки и фокусировки МИП является нейтрализация положительного заряда ионов низкоэнергетическими электронами. Помимо устранения кулоновского отталкивания ионов, низкоэнергетические электроны обеспечивают возможность дополнительной фокусировки ионов в электрическом поле. Фокусировка пучка нейтрализованных ионов в продольном магнитном поле после прохождения через заземленную металлическую сетку рассматривалась в работе [66]. Изменение траектории движения электронов вызывает образование поперечного электрического поля и фокусировку ионов. При плотности тока ионов  $C^+$ , равной 1 А/см<sup>2</sup>, кинетической энергии 2 МэВ и магнитной индукции 0,048 Тл этот метод обеспечивает отклонение ионов в 0,5°.

Однако при ускоряющем напряжении от 200 до 300 кВ и плотности ионного тока 100-200 А/см<sup>2</sup> переменное магнитное поле проникает в плазму нейтрализованного ионного пучка на глубину от 5 до 6 мм при диаметре пучка от 40 до 45 мм [58]. Поэтому магнитная фокусировка возможна только для слаботочных ионных пучков. Линзы с пространственным зарядом и плазменные линзы [42, 67] также позволяют фокусировать пучок нейтрализованных ионов, но они значительно усложняют конструкцию генератора МИП.

В работе [65, 68] для ограничения рассыпания ионного пучка было предложено использовать поперечное электрическое поле, образованное пространственным зарядом электронов в магнитном поле. Электроны, образовавшиеся при вторичной эмиссии электронов от мишени, находящейся под отрицательным потенциалом, образовывали поперечное поле в пучке. Радиус ионного пучка, распространяющегося в поперечном электрическом поле, периодически изменялся от начального значения до определенного минимального значения; в соответствующих сечениях плотность тока ионного пучка была максимальна.

Несмотря на многочисленные исследования процесса фокусировки МИП и детальный анализ причин его рассеяния, в настоящее время нет экспериментальных данных о влиянии собственного пространственного заряда на его дополнительную фокусировку в области дрейфа. Согласно результатам измерений нейтрализации пространственного заряда МИП в ионных диодах с магнитной самоизоляцией электронов, концентрация нейтрализующих электронов превышает концентрацию ионов в ≈1,5 раза [51]. Это вызывает кулоновское притяжение ионов и дополнительную фокусировку МИП.

## 1.4 Методы исследования радиационных дефектов

Экспериментальные исследования процессов миграции и аннигиляции радиационных дефектов в конструкционных материалах в настоящее время проводят в основном с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) в реальном масштабе времени при облучении мишени непрерывным электронным пучком с энергией электронов от 50 кэВ до 1 МэВ [69]. Данный метод позволяет детально изучить структуру радиационных дефектов, динамику их формирования, миграции и др. В ряде работ для формирования радиационных дефектов в мишени, расположенной в рабочей камере электронного микроскопа, использовали непрерывный ионный пучок [70, 71]. Однако для просвечивающего электронного микроскопа толщина образца не должна превышать 0,1 мкм, что не позволяет изучать радиационные процессы в объеме конструкционных материалов. В работе [72] показано, что в объемных образцах наблюдалось меньше кластеров вакансий и больше дислокационных петель межузельных атомов, чем в образцах из тонкой фольги. Экспериментальные исследования с помощью ПЭМ являются дорогостоящими и труднодоступными, так как требуют продолжительных исследований на ПЭМ атомного разрешения.

Исследование радиационной стойкости конструкционных материалов можно выполнить при облучении нейтронами, генерируемыми в d-d реакции при облучении дейтерированной мишени дейтронами, ускоренными в ионном ускорителе [73]. Однако при этом инициируются две равновероятные реакции ( ${}^{2}D + {}^{2}D \rightarrow {}^{3}He + n u {}^{2}D + {}^{2}D \rightarrow {}^{3}T + p$ ) и только в одной происходит генерация нейтронов с энергией 2,45 МэВ, соответствующей энергии нейтронов, которые формируются в реакции деления  ${}^{235}U$  в ядерном реакторе (от 0,5 до 8 МэВ). Кроме того, для эффективной генерации нейтронов в d-d реакции энергия дейтрона должна превышать 500 кэВ, что также требует создания дорогостоящих ускорительных комплексов. Максимальное сечение d-t реакции ( ${}^{2}D + {}^{3}T \rightarrow {}^{4}He + n$ ) соответствует значительно меньшей энергии дейтрона (или

тритона) и реализуется на небольших ускорителях, но энергия образующихся нейтронов (~14 МэВ) значительно больше энергии нейтронов, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе.

Другой широко используемый метод исследования радиационных дефектов заключается в предварительном облучении исследуемого образца интенсивным потоком ионизирующего излучения (нейтроны атомного реактора, импульсный или непрерывный ионный пучок и др. [74, 72] и последующем изучении изменения его свойств (радиационное распухание, изменение пластичности, проводимости и др.) [75], в том числе с помощью обратного Резерфордовского рассеяния [76] или ПЭМ. Однако данный метод не позволяет исследовать поведение конструкционных материалов непосредственно при радиационном воздействии, не позволяет исследовать быстропротекающие радиационные процессы. Радиационные дефекты в металлах имеют высокую подвижность при комнатной температуре: при пороговой энергии активации миграции межузельных атомов в меди, равной 0,1 эВ, аннигиляция радиационных дефектов начинается при температуре от 25 до 30 К [77]. Поэтому предварительное облучение проводят при низкой температуре (от 10 до 15 К), что значительно усложняет исследования. Кроме того, облучение исследуемых образцов нейтронным пучком, формируемым при работе ядерного реактора, создает условия формирования остаточного радиационного излучения, что значительно затрудняет их дальнейшее исследование. Этот метод исследования радиационных дефектов в образцах из конструкционных материалов также является дорогостоящим и малопригодным для проведения оперативных исследований.

Для исследования дефектов в конструкционных материалах используют также и калориметрические методы. При нагревании исследуемого образца происходит увеличение тепловых колебаний атомов кристаллической решетки и формирование равновесной концентрации дефектов решетки - пар Френкеля. Изучение охлаждения металлической мишени позволяет определить энергию активации миграции и аннигиляции этих дефектов. С помощью прецизионного микрокалориметра измеряли энергию, выделяемую металлическим образцом при охлаждении и аннигиляции радиационных дефектов в режиме *in situ* [78]. Однако этот метод не нашел дальнейшего развития, так как равновесная концентрация дефектов после облучения при помощи дифференциальной сканирующей калориметрии [79] также не позволяет исследовать поведение конструкционных материалов непосредственно при интенсивном радиационном воздействии.

В последние годы активно развиваются методы компьютерного моделирования образования, миграции и аннигиляции радиационных дефектов в металлах. Программное обеспечение (ПО) SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) используют для моделирования торможения ионов с энергией до 1 ГэВ в аморфных материалах [6]. Этот метод моделирования основан на расчете бинарных упругих столкновений иона с атомами мишени при выборе случайным образом расстояния до следующего атома и прицельного параметра. SRIM позволяет рассчитать траектории ионов, количество первичных радиационных дефектов и баланс энергии иона при рассеянии в мишени. Многочисленные экспериментальные исследования подтверждают корректность моделирования распределения ионов по глубине мишени [3]. Пакет программ SRIM имеется в свободном доступе [80] и не требует высокой производительности компьютера. Однако SRIM не позволяет моделировать формирование радиационных дефектов при поглощении нейтронов и атомов в мишени.

Для моделирования формирования, миграции и аннигиляции радиационных дефектов в металлах также используют метод молекулярной динамики (MD simulation), реализованный в ПО LAMMPS (Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator) [81]. Метод молекулярной динамики (МД) является в настоящее время общепринятым способом моделирования каскадов атомных смещений в конструкционных материалах ядерных и термоядерных установок. К настоящему времени различными группами исследователей проведено большое количество таких исследований применительно к различным материалам. В этом методе эволюцию системы рассчитывают посредством решения системы уравнений динамики, которые атомов записываются для каждого атома, и потенциала межатомного взаимодействия. В качестве уравнения динамики в классической МД используется второго закона Ньютона. Метод молекулярной динамики позволяет моделировать возможные конфигурации точечных дефектов, кинетику их перемещения по кристаллу и взаимодействия между собой. Однако этот метод требует больших объемов вычислений, что можно реализовать только на суперкомпьютерах. При моделировании поглощения атома с энергией 175 кэВ необходим анализ эволюции системы ≈10<sup>7</sup> атомов мишени [82]. Присущая методу МД ограниченная максимальная длительность аннигиляции радиационных дефектов, соответствующая в лучшем случае десяткам наносекунд времени, делает его непригодным для изучения кластеризации дефектов, реального происходящей в течение больших промежутков времени. Это существенно ограничивает возможности оперативного моделирования радиационных процессов.

22

### 1.5 Постановка цели и задач исследования

Анализ литературных данных по имитационному радиационному облучению конструкционных материалов позволяет сделать вывод, что широко используемое в настоящее время имитационное облучение пучками заряженных частиц имеет существенные отличия по сравнению с нейтронным облучением в ядерном реакторе по энергетическому спектру ПВА в мишени, эффективности формирования радиационных дефектов и их пространственному распределению в мишени. Облучение образцов в ядерном реакторе требует много времени для набора необходимого флюенса нейтронов и послереакторной выдержки материалов для спада радиационной активности. Отличие процессов, протекающих при имитационном и реакторном облучениях, не позволяет делать точные прогнозы радиационной стойкости конструкционных материалов в реакторе.

Кроме того, в настоящее время отсутствует оперативный и недорогой метод исследования радиационных дефектов, обеспечивающий возможность исследовать их миграцию и аннигиляцию в реальном масштабе времени. Такие исследования в настоящее время проводят в основном с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Однако они являются дорогостоящими и труднодоступными, так как требует продолжительных исследований на ПЭМ атомного разрешения.

Целью диссертационной работы является разработка стенда для исследования радиационной стойкости конструкционных материалов (металлов и сплавов), сочетающего формирование радиационных дефектов импульсным пучком атомов и измерение их основных параметров непосредственно после радиационного облучения с помощью калориметрической диагностики. Методология исследования должна быть основана на комплексном подходе, включающем компьютерное моделирование процессов (генерация ионного пучка, перезарядка ионов, формирование ПВА и радиационных дефектов и др.); экспериментальное исследование этих процессов; сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования для уточнения закономерностей; оптимизацию алгоритма моделирования.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Разработать генератор импульсного пучка атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов, с параметрами, необходимыми для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов. Энергетический спектр первично выбитых атомов в образце должен быть близок к спектру ПВА при облучении образца нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе.

2. Разработать оперативный метод измерения концентрации, пороговой энергии миграции и динамики аннигиляции радиационных дефектов, формируемых в металлах и сплавах при облучении импульсным пучком атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов.

3. Выполнить моделирование процесса формирования быстрыми атомами радиационных дефектов в металлах и сплавах с помощью компьютерных программ SRIM (аппроксимация бинарными столкновениями) и LAMMPS (метод молекулярной динамики).

## ГЛАВА 2 ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД И ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Основная часть экспериментальных работ по разработке стенда для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов выполнена на ускорителе ТЕМП-6 в Даляньском технологическом университете, г. Далянь, Китай. В ходе проведения экспериментов был выполнен большой объем работ по модернизации ускорителя, повышению стабильности его работы в серии импульсов и увеличению ресурса. Также был выполнен большой объем работ по модернизации ускорителя, диагностики параметров МИП.

#### 2.1 Генератор мощных ионных пучков ТЕМП-6

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-6 [83, 84] в режиме формирования двух импульсов: первый (плазмообразующий) отрицательный (450 нс, 300 кВ) и второй (генерирующий) положительный (150 нс, 300 кВ). Ускоритель состоит из генератора Аркадьева-Маркса, двойной формирующей линии (ДФЛ) и вакуумного ионного диода. Напряжение на выходе ДФЛ измеряли с использованием делителя напряжения, который был установлен в переходной камере между ДФЛ и диодным блоком. Ток на выходе ДФЛ измеряли с использованием сигналы от датчиков регистрировали осциллографом Tektronix DPO 2024В (полоса пропускания до 200 МГц, дискретизация 1 Гвыб/с).

Фотография ускорителя, схема диодного узла и характерные осциллограммы приведены на рисунке 1 и рисунке 2.



Рисунок 1 – а) Схема диодного узла (1 – катод; 2 – анод; 3 – пояс Роговского, 4-КЦФ), б) Фотография ускорителя ТЕМП



Рисунок 2 – Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения; 2 – полного тока в диоде; 3 – плотности ионного тока

Полосковый фокусирующий диод (полуцилиндрической геометрии) размером 22×10 см с фокусным расстоянием 14 см работал в режиме магнитной самоизоляции электронов. Анодкатодный зазор составлял 9 мм и был выбран из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением ДФЛ (4,9 Ом). Анод изготовлен из графита или металла, катод – из нержавеющей стали с прорезями 2×0,5 см, оптическая прозрачность 70% (отношение суммарной площади прорезей к площади катода).

Отличительной особенностью ускорителя ТЕМП-6 является использование основного разрядника тригатронного типа. Исследования стабильности генерации МИП вакуумным диодом при работе в двухимпульсном режиме показали наиболее сильную зависимость полной энергии и плотности энергии МИП от длительности первого импульса напряжения [85]. Для стабилизации длительности первого импульса его передний фронт использовали для запуска основного разрядника [86]. С этой целью напряжение с выхода ДФЛ через коаксиальный кабель РК 50-15 подавали на запускающий электрод, установленный в заземленном электроде основного разрядника. Схема запуска основного разрядника приведена на рисунке 3.



Рисунок 3 – Схема формирования импульса запуска основного разрядника ускорителя ТЕМП-6: трансформатор (1), кабельная линия задержки (2), R1, и R2 - сопротивление делителя напряжения и ограничивающее сопротивление соответственно

Делитель напряжения, образованный сопротивлением *R*1 и волновым сопротивлением коаксиального кабеля (50 Ом) обеспечивал снижение амплитуды импульса запуска тригатрона до 60 кВ. Электрод запуска тригатрона диаметром 3 мм расположен в центре заземленного электрода основного разрядника. При величине основного промежутка 10 мм зазор между управляющим электродом и корпусом заземленного электрода составлял 2 мм. Управляющий электрод выступал из основного электрода на 0,5 мм.

### 2.2 Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков

При разработке стенда для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов быстрыми атомами тепловизионная диагностика была основным методом исследования параметров радиационного облучения мишени и параметров радиационных дефектов.

Тепловизионная диагностика параметров импульсного ионного пучка гигаватной мощности является эффективным методом оперативного контроля [87]. Она позволяет измерять его полную энергию и распределение плотности энергии по сечению, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет от 1 до 2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии МИП выше 0,02 Дж/см<sup>2</sup>, время регистрации не превышает 0,1 с (при работе с внешним запуском или в режиме видео). В монографии [88] представлен сравнительный анализ корректности диагностики МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии. Выполнен анализ влияния разброса энергии ионов, состава ионного пучка, быстрых атомов, локальности диагностики и других факторов на погрешность диагностики МИП. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, не содержащую систематических погрешностей. В настоящее время тепловизионная диагностика широко используется для исследования параметров импульсных электронных и ионных пучков [89].

При разработке стенда для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов атомами диагностику параметров МИП проводили по термограмме пучка на мишени с использованием тепловизора Fluke Ti400 (спектральный диапазон от 7 до 14 мкм). Схема регистрации приведена на рисунке 4. В качестве мишени мы использовали фольгу толщиной 100 мкм из нержавеющей стали. Из широко распространенных конструкционных материалов нержавеющая сталь имеет более низкую теплоемкость и теплопроводность, что важно для тепловизионной диагностики.



Рисунок 4 – Схема измерения распределения плотности энергии МИП: 1 – анод; 2 – катод; 3 – ионный пучок; 4 мишень; 5 – оптическое окно; 6 – тепловизор

Для увеличения коэффициента излучения мишени обратную (от ионного пучка) сторону покрывали черной матовой краской (степень черноты = 0,95). Ресурс такой мишени составляет  $10^3$  импульсов МИП. Тепловой отпечаток пучка регистрировали через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна использовали плоскопараллельную пластину из BaF<sub>2</sub>, После нагрева облучаемой стороны мишени с помощью ионного пучка мы измеряли температуру на обратной стороне, как показано на рисунке 4. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм время выравнивания температуры по ее толщине составляет менее 10 мс [90]. Тепловизор Fluke Ti400 регистрировал тепловое изображение мишени только через 0,1 с после генерации МИП (из-за аппаратной задержки). Поэтому погрешность измерения плотности энергии МИП из-за теплопередачи по толщине мишени не превышает 1 %. Охлаждение мишени за счет теплового излучения и размытие теплового изображения за счет теплопроводности мишени за 0,1 с незначительны.

На рисунке 5 показан пример тепловизионной диагностики МИП.



Рисунок 5 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в горизонтальном (1) и вертикальном (2) направлениях

Плотность энергии МИП (на единицу площади поперечного сечения пучка) рассчитывали по соотношению:

$$J(x, y) = K_1 \cdot c_v \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta T(x, y), \qquad (2.1)$$

где  $c_v$  - удельная теплоемкость материала мишени; d и  $\rho$  - толщина и плотность мишени;  $\Delta T$  - изменение температуры мишени после облучения;  $K_1$  - коэффициент прозрачности оптического окна, равный 1,45±0,05 для окна из BaF<sub>2</sub> толщиной 8 мм.

Фторид бария имеет неполное пропускание в рабочем спектральном диапазоне спектрометра (7-14 мкм), см. рисунок 6.



Рисунок 6 – Спектр пропускания выводного окна из фторида бария

Поэтому показания тепловизора, регистрирующего проходящий через оптическое окно тепловой поток, отличаются от действительных значений температуры мишени. Перед исследованиями была выполнена калибровка диагностического оборудования. В ванночку из фольги из нержавеющей стали, внешняя сторона которой была покрыта черной матовой краской, наливали горячую воду. Ванночку устанавливали в диодную камеру на место мишени. Температуру воды измеряли тепловизором (через окно) и термопарой, помещенной в ванночку. Показания термопары также сверяли с показаниями ртутного термометра. На рисунке 7 приведены результаты калибровки.

Градуировочную кривую аппроксимировали линейной функцией

$$T_{\text{calc}} = T_1 + K_1 \cdot T_{\text{IR}},$$

где T<sub>IR</sub> – температура, измеренная тепловизором.

Коэффициенты этой функции (Т1 и К1) рассчитывали методом наименьших квадратов в программе Qrigin 8.1, погрешность аппроксимации не превышала 5%. Эту линейную функцию

использовали в дальнейшем для расчета температуры мишени, а коэффициент К<sub>1</sub> – для расчета плотности энергии МИП.



Рисунок 7 – Градуировочный график для окна из BaF2

Выполненные исследования показали, что коэффициент ослабления теплового излучения окна из BaF<sub>2</sub> меняется незначительно при длительном использовании для регистрации теплового отпечатка МИП.

### 2.3 Тепловизионная диагностика МИП с высокой плотностью энергии

Тепловизионная диагностика МИП основана на регистрации теплового излучения мишени, в которой поглощается МИП, с помощью микроболометрической матрицы тепловизора. Но при высокой плотности энергии МИП часть его энергии расходуется на абляцию материала мишени, что приводит к большой погрешности. В данном разделе рассчитана погрешность тепловизионной диагностики из-за абляции материала мишени и представлен метод снижения этой погрешности.

### 2.3.1 Расчет пороговой плотности энергии абляции

Пороговая плотность энергии абляции мишени равна сумме плотностей энергии МИП, необходимых для нагрева поверхностного слоя мишени до температуры плавления, плавления и нагрева до температуры кипения.

При облучении мишени ионным пучком происходит не только нагрев приповерхностного слоя ионами, но и его охлаждение за счет теплопроводности мишени и теплового излучения. На рисунке 8 показаны результаты моделирования распределения температуры по глубине мишени

при облучении ионным пучком (70% C<sup>+</sup> + 30% H<sup>+</sup>) с энергией ионов 200 кэВ [20, 91]. Моделирование проводили с помощью программы COMSOL для следующих параметров: длительность импульса 100 нс; форма импульса гауссиана; плотность энергии ионного пучка 1 Дж/см<sup>2</sup> (для мишени из нержавеющей стали) и 2 Дж/см<sup>2</sup> (для медной мишени). Получено, что максимальная температура на поверхности мишени достигается через 75 нс после начала облучения, а не в конце импульса ионного пучка.



Рисунок 8 – Линейные потери энергии иона C<sup>+</sup> (1) и распределение температуры в мишени из нержавеющей стали (а) и меди (б) в разные моменты времени после начала облучения ионным пучком: 50 нс (2); 75 нс (3); и 100 нс (4)

Плотность энергии МИП можно рассчитать из распределения температуры по глубине мишени:

$$J = c_{\nu}\rho \int_{0}^{\infty} [T(x) - T_{0}] dx, \qquad (2.2)$$

где x – расстояние от поверхности мишени по нормали, T<sub>0</sub> - начальная температура мишени.

В момент достижения максимальной температуры на поверхности мишени глубина ее нагрева значительно больше максимального пробега ионов в мишени (см. рисунок 8а, кривые 1 и 3). Поэтому плотность энергии МИП, которая необходима для нагрева поверхности мишени до температуры плавления, можно записать в виде:

$$J_{h1} = c_v \rho \int_0^\infty (T_{melt} - T_0) e^{-\frac{x}{\lambda}} dx = c_v \rho \lambda (T_{melt} - T_0), \qquad (2.3)$$

где λ - расстояние от поверхности мишени, на которой температура уменьшается в 2,7 раза по сравнению с температурой на поверхности (глубина прогрева), *T*<sub>melt</sub> - температура плавления мишени. Изменение теплоемкости незначительно, т.к. температура мишени не превышала 250°*C*.

При длительности импульса  $\tau = 150$  нс (см. рисунок 2) и температуропроводности нержавеющей стали а = 1,5 · 10<sup>-5</sup> м<sup>2</sup>/с, глубина прогрева мишени  $\lambda = (a \cdot \tau)^{0,5} = 1,5$  мкм. Для медной мишени  $\lambda = 4,1$  мкм.

Расчет по соотношению (2.3) дает завышенные на 14% значения плотности энергии МИП по сравнению с результатами моделирования с помощью программы COMSOL для максимальной температуры на поверхности мишени (кривая 3 на рисунке 8), см. рисунок 9.



Рисунок 9 – Распределение температуры в мишени из нержавеющей стали через 75 нс после начала облучения ионным пучком. Расчет по программе COMSOL (1) и по соотношению

2.3 (2)

Аналогично соотношению (2.3), плотность энергии МИП, необходимая для плавления поверхностного слоя мишени, равна:

$$J_{melt} = E_{melt} \rho \lambda, \tag{2.4}$$

где *E*<sub>melt</sub> - удельная теплота плавления материала мишени.

Плотность энергии МИП, необходимая для нагрева расплавленного слоя мишени до температуры кипения, равна:

$$J_{h2} = c_{\nu 2} \rho \lambda [T_b - T_{melt}], \qquad (2.5)$$

где  $c_{v2}$  - удельная теплоемкость расплава мишени,  $T_b$  - равновесная температура кипения мишени.

Результаты расчета пороговой энергии абляции мишени приведены в таблице 1. Значения плотности энергии МИП, приведенные в таблице 1, имеют погрешность ≈14% из-за различия зависимости распределения температуры по глубине мишени при расчете разными методами.

	Ti	Сталь	Латунь	W	Cu	
Глубина прогрева мишени, мкм	0,97	1,5	2,3	3,0	4,1	
Плотность энергии МИП, Дж/см <sup>2</sup>						
Нагрев до плавления	0,38 <sup>-0,05</sup>	1,14 <sup>-0,16</sup>	0,67 <sup>-0,09</sup>	2,63 <sup>-0,37</sup>	1,44 <sup>-0,21</sup>	
Плавление	0,17 <sup>-0,02</sup>	0,32 <sup>-0,05</sup>	0,31 <sup>-0,05</sup>	1,06 <sup>-0,15</sup>	0,75 <sup>-0,11</sup>	
Нагрев до кипения	0,56 <sup>-0,08</sup>	1,29 <sup>-0,18</sup>	0,14 <sup>-0,02</sup>	1,85 <sup>-0,26</sup>	2,61 <sup>-0,37</sup>	
Сумма	1,10 <sup>-0,15</sup>	2,75 <sup>-0,39</sup>	1,12 <sup>-0,16</sup>	5,54-0,78	4,80 <sup>-0,67</sup>	

Таблица 1 – Расчет пороговой плотности энергии

Полученные данные по пороговой плотности энергии абляции мишени из нержавеющей стали (2,75 Дж/см<sup>2</sup>) близки к полученным при моделировании нагрева мишени ионным пучком с длительностью импульса 100 нс и гауссовой формой импульса [90]. В этой статье рассчитана температура на поверхности мишени из нержавеющей стали 304 при облучении МИП с различной плотностью энергии, теплота плавления не учитывалась. Когда плотность энергии МИП достигла 2,5 Дж/см<sup>2</sup>, максимальная температура на поверхности мишени равнялась температуре кипения.

### 2.3.2 Нагрев металлической мишени

В работе [92] показано, что максимальная плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, значительно превышает порог абляции материала мишени, см. рисунок 10.



Рисунок 10 – Распределение плотности энергии МИП в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях. Мишень из латуни (70% Cu; 30% Zn) 75 мкм (а) и титана 50 мкм (b)

Эксперименты также были выполнены на мишени, размеры которой значительно меньше поперечных размеров МИП, что позволило добиться квазиоднородного нагрева. Фотография мишени и распределение температуры в области ее нагрева через 0,1 с после облучения показаны на рисунке 11.



Рисунок 11 – Фотография мишени с центральным диском. Распределение температуры мишени в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Кривая 3 – начальная температура мишени

Диск из нержавеющей стали (или других металлов) диаметром 10 мм и толщиной 0,1 мм был установлен в центральном отверстии большой мишени из нержавеющей стали той же толщины и закреплен тонкими проволоками из нержавеющей стали диаметром 0,1 мм и длиной не более 10 мм. На рисунке 12 показаны результаты тепловизионной диагностики МИП.



Рисунок 12 – Распределение плотности энергии МИП в фокусе в горизонтальном направлении, измеренное при использовании большой (а) и малой (б) латунных мишеней толщиной 75 мкм (1) и 200 мкм (2)

Результаты измерения плотности энергии МИП при использовании мишеней из разных металлов представлены в таблице 2.

	Пороговая плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>	Плотность		
Материал мишени		фокусе,	Превышение,	
		Большая	Малая	%
		мишень	мишень	
Ті 50 мкм	1,10	от 4,2 до 4,6	от 4,8 до 5,1	от 280 до 360
Латунь 75 мкм	1,12	от 5,5 до 6,0	от 4,5 до 5,0	от 300 до 435
Латунь 200 мкм	1,12	от 3,6 до 3,9	от 4,4 до 5,0	от 220 до 345
Нерж. сталь 100 мкм	2,75	от 5,8 до 7,1	от 6,5 до 7,0	от 110 до 160
Си 100 мкм	4,80	от 5,5 до 5,8	от 7,0 до 7,4	от 15 до 55
W 200 мкм	5,54	от 5,4 до 5,6	-	≈ 0

Таблица 2 – Плотность энергии МИП в фокусе

Превышение экспериментальных значений плотности энергии над пороговой плотностью энергии рассчитывали по соотношению:

$$R = \frac{100(J_{\max} - J_{th})}{J_{th}}, \%$$
(2.6)

где *J*<sub>max</sub> - плотность энергии МИП в фокусе, *J*<sub>th</sub> - пороговая плотность энергии.

## 2.3.3 Расчет погрешности измерения плотности энергии МИП

Выполненные исследования [91] показали, что при высокой плотности энергии МИП погрешность тепловизионной диагностики значительно возрастает. На рисунке 13 показана термограмма МИП на мишени из нержавеющей стали толщиной 100 мкм и распределение плотности энергии МИП в фокусе.

Для устранения абляции материала мишени на расстоянии от 2 до 3 мм перед мишенью мы установили сетку из нержавеющей стали. Плотность энергии рассчитывали с учетом оптической прозрачности сетки (50%).



Рисунок 13 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусе в горизонтальном сечении при ослаблении МИП сеткой и расчетом с учетом ее прозрачности (1) и без сетки (2)

Для расчета погрешности мы измерили распределение плотности энергии МИП при ослаблении пучка металлической сеткой (плотность энергии МИП) и без сетки (плотность поглощенной энергии). Результаты измерения плотности энергии приведены на рисунке 14.



Рисунок 14 – Зависимость плотности поглощенной энергии в мишени (1, 2, 3), от плотности энергии МИП. Мишени из нержавеющей стали (а), титана (б) и результаты, приведенные в [39] (3). Линия 4 - плотность поглощенной энергии равна плотности энергии

## ΜИΠ

При плотности энергии МИП, превышающей пороговую плотность энергии абляции мишени (2,75 Дж/см<sup>2</sup> для мишени из нержавеющей стали, см. таблицу 2), плотность поглощенной энергии была меньше плотности энергии МИП, которую рассчитывали по соотношению (2.1). Значительное снижение плотности энергии, поглощенной в мишени, по сравнению с плотностью энергии МИП также получено в [39] при облучении титановой мишени толщиной 0,64 мм
импульсным ионным пучком (400 кВ, 30 кА, длительность 0,5 мкс) см. рисунок 14б. В этой работе плотность энергии МИП рассчитывали умножением плотности тока ионов (измеренной цилиндром Фарадея) на ускоряющее напряжение и интегрированием произведения по длительности импульса.

Выполненные исследования показали, что при плотности энергии более 10 Дж/см<sup>2</sup> погрешность тепловизионной диагностики превышает 45%, см. рисунок 15.



Рисунок 15 – Зависимость погрешности измерения плотности энергии от плотности энергии МИП для мишени из титана (1), нержавеющей стали (2) и латуни (3)

Погрешность тепловизионной диагностики рассчитывали по соотношению:

$$\delta = \frac{100(J - J_{abs})}{J}, \%$$
(2.7)

где *J*<sub>abs</sub> – плотность энергии, поглощенной в мишени.

Для снижения погрешности тепловизионной диагностики МИП в условиях интенсивной абляции материала мишени можно использовать калибровочную зависимость, полученную по результатам измерения плотности энергии МИП с сетчатым фильтром и без него, см. рисунок 14а. Тогда плотность энергии МИП равна:

$$J_{\text{kop}}(x, y) = K_1 K_2 c_v d\rho \Delta T(x, y)$$
(2.8)

где *K*<sub>2</sub> – коэффициент, учитывающий вклад абляции материала мишени в погрешность тепловизионной диагностики [91].

Для мишени из нержавеющей стали коэффициент, учиывающий вклад абляции материала мишени, было получен с помощью аппроксимации полиномом 3-й степени

$$K_2 = 0.89J_0 - 0.0579J_0^2 + 0.0425J_0^3,$$
(2.9)

где  $J_0 = c_v d\rho \Delta T$ .

#### 2.3.4 Обсуждение

Превышение максимальной плотности энергии МИП, измеренной с помощью тепловизионной диагностики, над порогом абляции материала мишени может быть связано с метастабильным перегревом (выше точки кипения) расплавленного поверхностного слоя мишени при его быстром нагреве, со скоростью выше 3·10<sup>10</sup> К/с. Экспериментальные данные о перегреве жидких металлов со скоростью нагрева от 10<sup>8</sup> до 10<sup>10</sup> К/с, полученные при нагреве провода импульсным электрическим током, приведены в монографии [93]. Относительный перегрев (отношение разницы между максимальной температурой и равновесной температурой кипения металла к равновесной температуре кипения этого металла) в начальной точке взрыва провода варьировался от 21% (Al) до 114% (Cd), он составлял 66% для меди и 110% для вольфрама. Величина перегрева не менялась при изменении скорости нагрева в диапазоне (2-80)·10<sup>9</sup> К/с. Такая величина перегрева соответствует критической температуре (спинодальная линия фазовой диаграммы) [93]. В работе [94] показано, что в процессе импульсного лазерного нагрева металлической мишени тонкий приповерхностный слой металла плавится и в жидком состоянии нагревается выше равновесной температуры кипения, аналогично нагреву импульсным электрическим током. При высокой плотности потока излучения перегрев сопровождается переходом в область метастабильной жидкой фазы. Однако при длительности лазерного импульса более 5 нс перегрев не превышал критической температуры, а относительный перегрев меди не превышал 66%. Перегрев металлической мишени при облучении низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком рассмотрен в монографии [95].

Проведенные исследования [96] показали, что превышение экспериментальных значений плотности энергии над пороговой плотностью энергии у большинства мишеней при облучении МИП достигало от 300 до 400%, см. таблицу 2, что значительно превышает значения, полученные при импульсном нагреве металлических проводов электрическим током или при импульсном лазерном нагреве металлической мишени. Нагрев мишени ионным пучком и лазерным излучением, а также проволоки электрическим током, выполнен в сопоставимых условиях - скорость нагрева мишени составляет (2-3)·10<sup>10</sup> К/с.

Выполненные исследования [96] показали, что превышение экспериментальных значений плотности энергии над пороговой плотностью энергии мишеней зависит от размеров и толщины мишени. При уменьшении толщины большой латунной мишени превышение увеличивается с 220 до 435%, см. рисунок 12 и таблицу 2. Изменение толщины малой мишени не влияет на ее

перегрев. Глубина прогрева мишени ионным пучком при достижении максимальной температуры на поверхности не превышает 5 мкм и увеличение толщины мишени с 75 до 200 мкм не должно влиять на процессы абляции поверхностного слоя.

Превышение экспериментальных значений плотности энергии над пороговой плотностью энергии мишени при облучении МИП может быть связано с образованием, миграцией и последующей аннигиляцией радиационных дефектов (вакансия+межузельный атом) [2, 29]. Радиационные дефекты обладают высокой подвижностью в металлах, характерная постоянная времени доминирующих процессов аннигиляции в меди при комнатной температуре составляет около 6 мс [97]. В поверхностном слое мишени при облучении МИП температура достигает не менее 2000 К, что приводит к быстрой миграции части дефектов из нагретого слоя мишени и последующему выделению энергии при их аннигиляции. Толщина поверхностного слоя мишени, которая испаряется под воздействием облучения МИП, не превышает 1 мкм (см. рисунок 8), поэтому для миграции радиационных дефектов не требуется много времени. Исследование охлаждения мишени после облучения МИП подтверждает образование значительного количества радиационных дефектов, см раздел 4.2.

Пороговая энергия миграции вакансий значительно превышает пороговую энергию миграции межузельных атомов [98], поэтому аннигиляция дефектов происходит при миграции межузельных атомов в мишени. После облучения большой мишени основная часть межузельных атомов покидает область поглощения МИП и вероятность аннигиляции радиационных дефектов (и дополнительного нагрева мишени) невелика. Увеличение толщины мишени усиливает миграцию межузельных атомов и уменьшает дополнительный нагрев мишени в фокусе за счет аннигиляции дефектов. В малой мишени миграция межузельных атомов ограничена и не снижает вероятности быстрой термической аннигиляции.

#### 2.4 Времяпролетная диагностика состава ионного пучка

При амплитуде плотности ионного тока 300 А/см<sup>2</sup> и длительности 150 нс (форма импульса гауссиана) плотность заряда за 1 импульс составляет 20 мкКл/см<sup>2</sup>. Это соответствует флюенсу однозарядных ионов за один импульс  $1,3\cdot10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Пробег ионов с энергией 300 кэВ в металлах не превышает 1 мкм (см. рисунок 8а), и их концентрация в приповерхностном слое составляет менее  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> (концентрация атомов железа  $8,5\cdot10^{22}$  см<sup>-3</sup>). При этом плотность энергии МИП составляет 5 Дж/см<sup>2</sup>, и основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при воздействии ионного пучка гигаватной мощности, является тепловое воздействие, а не

39

имплантация ионов [6]. Но для исследования работы ионного диода, определения усиления плотности ионного тока, расчета энергетического спектра первично выбитых атомов в мишени при облучении ионным пучком и др. важно знать состав формируемого МИП.

Метод исследования состава пучка ионов по их пространственному разделению с помощью магнитного поля был впервые предложен Дж. Томсоном в 1913 г. (спектрометр Томсона). В 1919 г. Э. У. Астон разработал прототип современного магнитостатического массспектрометра [99]. Для разделения ионов с большой массой в спектрометре Томсона необходимо использовать магнитное поле с индукцией более 1 Тл, что увеличивает габариты и массу прибора. В спектрометре Томсона детальную информацию о составе пучка и распределении энергии ионов получают с помощью трековой диагностики в пластике CR-39 [100, 101]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени. Корректную информацию можно получить только при исследовании состава пучка за один импульс, что затрудняет контроль изменения состава МИП в серии импульсов. Использование фоточувствительных полупроводниковых матриц в спектрометре Томсона [102] затруднено из-за разрушения фоточувствительных элементов в высоковольтных источниках МИП.

Для анализа состава импульсного ионного пучка в основном используют времяпролетную диагностику. Она основана на пространственном разделении разных ионов по пути движения от диода до регистрирующего устройства – коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ). При ускорении в А-К зазоре диода ионы разной массы и степени ионизации приобретают одинаковую энергию, но разную скорость. При этом предполагают, что в диоде ионы разных типов формируются синхронно в течение импульса ускоряющего напряжения, и на пути дрейфа их скорость не меняется [88]. Расходимость ионов в МИП составляет от 5° до 8° [103]. Концентрация ионов в пучке, который формирует ускоритель ТЕМП-6, не превышает  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> [46], поэтому вероятность их столкновения (и изменения скорости) в пространстве дрейфа низкая. Состав ионного пучка определяют по задержке максимальной амплитуды плотности ионного тока по отношению к максимальной амплитуде ускоряющего напряжения [45, 66, 104].

### 2.4.1 Модернизированная времяпролетная диагностика МИП

В модернизированной времяпролетной диагностике для каждого момента времени генерации ионного пучка по величине напряжения, приложенному к диоду (шаг 1 нс), рассчитывали плотность тока определенного типа ионов и величину задержки прихода этих ионов в КЦФ. Расчетные кривые сопоставляли с экспериментальными данными [105, 106].

Задержка сигнала при дрейфе ионов от диода до КЦФ равна:

$$\Delta t = \frac{D}{v_i} \tag{2.10}$$

где D - расстояние от КЦФ до диода, vi – скорость иона в области дрейфа.

При прохождении А-К зазора диода ион приобретает кинетическую энергию, равную:

$$E = \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} = z \cdot U \tag{2.11}$$

где z – заряд иона,  $m_i$  – масса иона, U – ускоряющее напряжение.

Из соотношений (2.10) и (2.11) получим выражение для расчета задержки прихода ионов в КЦФ:

$$\Delta t = D \cdot \sqrt{\frac{m_i}{2z \cdot U}} \tag{2.12}$$

В режиме ограничения объемным зарядом, в нерелятивистском приближении, с учетом расширения плазменной эмиссионной поверхности и эффекта плазменного сжатия плотность ионного тока описывается соотношением [46]:

$$I_{ion}(t) = \frac{4K_4\varepsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(d_0 - v \cdot t)^2}$$
(2.13)

где  $d_0$  – начальный А-К зазор,  $\varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость, v – скорость расширения плазмы,  $K_4$  – коэффициент усиления плотности ионного тока,  $t_0$  – момент времени изменения полярности на аноде ( $t_0$  = 450 нс на рисунке 2).

Соотношения (2.12) и (2.13) использовали для моделирования профиля сигнала с КЦФ. Скорость расширения взрывоэмиссионной плазмы определяли по импедансу диода по методике, изложенной в работе [46]. На рисунке 16 показаны характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, КЦФ расположен на расстоянии 13 см от диода, в фокусе.



Рисунок 16 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов N<sup>2+</sup>(3)

На рисунке 16 приведены также результаты времяпролетной диагностики МИП. Цифры перед обозначением иона на рисунке 16 и на последующих рисунках соответствуют коэффициенту усиления плотности ионного тока К4, см соотношение (2.13).

Модернизированная времяпролетная диагностика позволяет определить состав МИП более точно, чем при использовании задержки максимальной амплитуды плотности ионного тока по отношению к максимальной амплитуде ускоряющего напряжения.

# 2.4.2 Влияние пространственного заряда МИП на достоверность времяпролетной диагностики его состава

Ионный пучок, образованный фокусирующим диодом с графитовым анодом при работе в двухимпульсном режиме, содержит ионы C<sup>+</sup> (от 80 до 85%) и протоны (см. рисунок 17а) [106]. При использовании металлического анода и напуске водорода в диодную камеру содержание протонов в ионном пучке увеличивается, см. рисунок 17б.



Рисунок 17 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока в фокусе (2). Расчетная плотность тока протонов (3), ионов C<sup>+</sup> (4) и Cu<sup>+</sup> (5). Графитовый анод, без водорода (а) и при давлении водорода в диодной камере 18 мПа (б)

На рисунке 17 приведены также результаты времяпролетной диагностики МИП. Расчет плотности ионного тока выполнен при условии эмиссии ионов из анодной плазмы с начала импульса ускоряющего напряжения ( $t_0 = 450$  нс на рисунке 17а и 700 нс на рисунке 17б). Однако КЦФ зарегистрировал появление протонов через 40÷50 нс после расчетных значений. При высокой концентрации протонов в ионном пучке КЦФ регистрирует тяжелые ионы Cu<sup>+</sup> раныше расчетного времени, а протоны-позже (см. рисунок 17б). В то же время при низкой концентрации протонов в пучке КЦФ регистрирует тяжелые ионы N<sup>+</sup> в фокусе диода без задержки относительно расчетных значений (см. рисунок 18).





В исследуемых диодах плазма на аноде формируется при взрывной эмиссии электронов (во время первого импульса отрицательной полярности). Во время второго импульса (импульс ускоряющего напряжения) ионы эмитируются из анодной плазмы и ускоряются в А-К зазоре, формируя МИП. Исследования показали, что в наших экспериментальных условиях для формирования сплошного плазменного слоя на аноде требуется не более 250 нс [105]. Оптимальные условия работы ускорителя ТЕМП-6 реализуются при длительности первого импульса от 400 до 700 нс, см. рисунок 17. Поэтому задержка регистрации протонов коллимированным цилиндром Фарадея, который находится в фокусе диода, не связана с задержкой образования анодной плазмы. В настоящее время неизвестны физические процессы, которые бы задерживали эмиссию ионов из анодной плазмы при приложении ускоряющего напряжения.

Задержка регистрации протонов коллимированным цилиндром Фарадея связана с торможением протонов отрицательным зарядом МИП при их дрейфе из А-К зазора диода до КЦФ [107]. В исследуемых ионных диодах длительность импульса ускоряющего напряжения составляет от 120 до 150 нс и в области дрейфа ионного пучка (от 10 до 16 см) происходит полное пространственное разделение протонов и тяжелых ионов, обусловленное их различными скоростями дрейфа. В наших исследованиях [108] было установлено, что концентрация низкоэнергетических электронов в ионном пучке в 1,3÷1,5 раза превышает концентрацию ионов. Для измерения нейтрализации заряда МИП использовали КЦФ без магнитного поля или смещения напряжения (КЦФО). Результаты измерений нейтрализации заряда МИП приведены на рисунке 19. Для наглядности рассчитанная плотность тока ионов С<sup>+</sup> показана в виде кривой отрицательной полярности.

Эти исследования показали, что положительный заряд протонов, движущихся перед ионным пучком, не компенсируется низкоэнергетическими электронами. Однако в то же время низкоэнергетические электроны компенсируют положительный заряд ионов углерода, концентрация электронов больше концентрации ионов C<sup>+</sup>, а нейтрализованная плотность тока (и общий заряд) отрицательна. КЦФО также регистрировал появление протонов через 40÷50 нс после расчетных значений.

При отсутствии избыточной концентрации электронов в МИП (суммарная плотность тока и суммарный заряд равны нулю) задержка регистрации протонов отсутствует, см. рисунок 20.



Рисунок 19 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность тока протонов (3) и ионов углерода (4). Плоский диод с графитовым анодом. Измерение плотности тока с помощью КЦФО (а) и КЦФ (б)

Времяпролетная диагностика импульсных ионных пучков, содержащих легкие ионы (протоны или дейтроны) и тяжелые ионы ( $C^+$  или  $Cu^+$ ,  $N^+$ ), показала задержку регистрации легких ионов коллимированным цилиндром Фарадея по сравнению с расчетными значениями. Для МИП, генерируемого диодом плоской и фокусирующей геометрии, в режиме магнитной самоизоляции электронов задержка составляла от 40 до 50 нс на пути дрейфа от 14 до 16 см с энергией ионов от 250 до 300 кэВ. Для МИП, генерируемого фокусирующим диодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов, задержка составляла от 10 до 15 нс (на пути дрейфа 14 см при энергии ионов 300 кэВ) [83] и 16 нс (при энергии ионов 1 МэВ на пути дрейфа 45 см) [109]. При низкой концентрации протонов задержка регистрации тяжелых ионов не превышает 5 нс. Задержка регистрации протонов связана с их торможением суммарным отрицательным пространственным зарядом (электроны + ионы) при дрейфе из диода в КЦФ.

Учет задержки протонов при дрейфе от диода до КЦФ позволяет повысить достоверность времяпролетной диагностики. Для расчета величины задержки необходимы дополнительные исследования.

#### 2.5 Сопоставление времяпролетной и тепловизионной диагностик

Результаты определения плотности энергии МИП подтверждают корректность измерения параметров ионного пучка с помощью тепловизионной и времяпролетной диагностик. На рисунке 21 приведены результаты тепловизионной диагностики МИП. Плотность энергии рассчитывали по соотношению (4.4).



Рисунок 20 – Термограмма отпечатка МИП и распределение плотности энергии в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях

На рисунке 22 показаны осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, КЦФ расположен на расстоянии 13 см от диода, в фокусе. Режим работы ионного диода не меняли. На рисунке 22 приведены также результаты времяпролетной диагностики МИП.



Рисунок 21 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов C<sup>+</sup> (3)

Данные времяпролетной диагностики позволяют рассчитать плотность энергии МИП, которая равна интегралу произведения ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока:

$$q_{calc}(t) = \int_{t_0}^{\infty} U(t) \cdot j(t) dt = \frac{4K_4 \varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t) dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}$$
(2.14)

Для данных, представленных на рисунке 22, экспериментальные значения плотности энергии МИП, рассчитанные по соотношению (2.14) для ионов C<sup>+</sup> при K<sub>4</sub>=110, составляют 4 Дж/см<sup>2</sup>, что на 10% ниже результатов тепловизионной диагностики (см. рисунок 21, q<sub>max</sub>=4,4 Дж/см<sup>2</sup>). Это несоответствие обусловлено вкладом быстрых атомов в тепловизионную диагностику МИП (см. раздел 3.3).

На рисунке 23 показаны результаты тепловизионной диагностики ионного пучка, формируемого ионным диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции [110]. Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм располагали на внешней стороне катода, до фокусировки МИП.



Рисунок 22 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в верхнем (1) и нижнем (2) горизонтальных сечениях; расчетная плотность энергии протонов(3) и ионов C<sup>+</sup>(4) На рисунке 24 показаны результаты измерения плотности ионного тока и времяпролетной диагностики состава МИП.



Рисунок 23 – Осциллограммы напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность протонов (3) и ионов углерода (4)

Измерение плотности ионного тока выполнено с помощью КЦФ, расположенном на расстоянии 15 см от диода, в фокусе. Поэтому расчетные значения плотности ионного тока были увеличены для учета фокусировки МИП,  $K_4$  равно 7 для протонов и 25 для ионов  $C^+$ .

На рисунке 23 показаны также расчетные по соотношению (2.14) значения плотности энергии ионного пучка, содержащего протоны или ионы *C*<sup>+</sup>. Выполненные исследования показали, что плотность энергии МИП, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, близка к экспериментальным значениям, полученным с помощью времяпролетной диагностики.

Погрешность определения экспериментальных значений плотности энергии МИП с помощью тепловизионной диагностики определяется точностью измерения температуры мишени тепловизором и величиной охлаждения мишени за время между облучением мишени импульсным ионным пучком (длительность 150 нс) и измерением температуры. На рисунке 27 показано снижение температуры мишени в точке максимального нагрева в процессе охлаждения мишени.



Рисунок 24 – Снижение (при охлаждении) температуры мишени в точке максимального нагрева.

Так как ионный источник и мишень находятся в вакууме, охлаждение мишени происходит медленно, снижение температуры не превышает 2% за 0,2 с. При работе тепловизора в режиме видео задержка между облучением мишени и измерением температуры составляет 0,1 с. Погрешность измерения температуры в диапазоне от 20 до 300 °C при использовании тепловизора Fluke Ti400 не превышает 0,1 градуса [111]. Поэтому погрешность определения экспериментальных значений (без учёта абляции) плотности энергии МИП с помощью тепловизионной диагностики не превышает 1%.

Погрешность определения экспериментальных значений плотности энергии МИП с помощью времяпролетной диагностики определяется точностью измерения ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, см. соотношение (2.15). Расчет плотности ионного тока выполняем по соотношению:

$$\mathbf{j}(\mathbf{t}) = \frac{\mathbf{U}_{FC}(\mathbf{t})}{\mathbf{R} \cdot \mathbf{S}} = \frac{4U_{FC}(t)}{\pi R \cdot d_{FC}^2}$$
(2.15)

где U<sub>FC</sub>(t) – измеряемое напряжение, *R* – нагрузочное сопротивление КЦФ, *S* - площадь коллимирующего отверстия, *d*<sub>FC</sub>- диаметр коллимирующего отверстия КЦФ.

Суммарная погрешность измерения плотности ионного тока равна:

$$\delta_{\Sigma} = \sqrt{\left(\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2\right)} \tag{2.16}$$

где δ<sub>1</sub> – погрешность измерения сопротивления, δ<sub>1</sub> – погрешность измерения диаметра коллимирующего отверстия, δ<sub>1</sub> – погрешность измерения напряжения с КЦФ.

Для оценки погрешности измерения плотности ионного тока мы выполнили измерение нагрузочного сопротивления и диаметра коллимирующих отверстий. Измерение сопротивления нагрузочных сопротивлений выполнено с помощью измерителя иммитанса E7-21, а диаметра коллимирующих отверстий – штангенциркулем. Погрешность измерения сопротивления составила 0,1%, а погрешность измерения диаметра коллимирующего сопротивления 2%. Сигнал с КЦФ регистрировали осциллографом Tektronix 2024B с погрешностью канала вертикального отклонения 0,1% (З значащих цифры в показаниях) при использовании встроенной функции измерения амплитуды сигнала. Тогда погрешность измерения плотности ионного тока с помощью КЦФ составляет 2,01%. Поэтому погрешность определения экспериментальных значений плотности энергии МИП с помощью времяпролетной диагностики не превышает 3%.

## 2.6 Выводы по главе

1. Для исследования основных физических процессов, протекающих при генерации импульсных ионных пучков и пучков быстрых атомов в диоде с пассивным анодом, модернизирован генератор наносекундных импульсов напряжения на основе двойной формирующей линии. Ускоритель ТЕМП-6 обеспечивает большой ресурс работы (более 10<sup>6</sup> импульсов), высокую стабильность ускоряющего напряжения (стандартная девиация 2÷3% в серии от 50 до 100 импульсов).

2. Для измерения параметров МИП разработан комплекс диагностического оборудования: времяпролетная диагностика состава МИП и тепловизионная диагностика распределения плотности энергии пучка по сечению. Модернизированная времяпролетная диагностика на основе одного быстродействующего датчика - цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой позволяет определить состав пучка (тип ионов и кратность ионизации), абсолютные значения плотности тока ионов и энергетический спектр для каждого типа ионов. Для контроля параметров МИП не требуется сложное оборудование и длительная обработка результатов измерений.

3. Тепловизионная диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаваттной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять полную энергию МИП и распределение плотности энергии на мишени в диапазоне от 0,05 до 15 Дж/см<sup>2</sup>, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени.

4. Обнаружено подавление абляции металлической мишени при облучении импульсным пучком атомов, которое обусловлено вкладом радиационных дефектов. Показано, что подавление абляции мишени расширяет диапазон измерения максимальной плотности энергии пучка с помощью тепловизионной диагностики с 3 Дж/см<sup>2</sup> до 15 Дж/см<sup>2</sup>.

5. Результаты определения плотности энергии МИП подтверждают корректность измерения параметров ионного пучка с помощью тепловизионной и времяпролетной диагностик. Погрешность определения экспериментальных значений плотности энергии МИП с помощью тепловизионной диагностики не превышает 1%, а с помощью времяпролетной диагностики не превышает 3%.

## ГЛАВА З ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА АТОМОВ

При имплантации и термической модификации приповерхностного слоя металлического образца ионы и атомы с одинаковой энергией будут давать одинаковый эффект. Однако эффективность формирования радиационных дефектов быстрым атомом выше, чем ионом с той же кинетической энергией, так как потери энергии на электронное торможение меньше. Моделирование методом молекулярной динамики показало, что первично выбитый атом расходует более 60% своей энергии на формирование радиационных дефектов в мишени [82]. Моделирование с использованием SRIM показало, что потери энергии на электронное торможение для иона углерода с энергией от 200 до 250 кэВ в различных мишенях составляют от 75 до 85%. Поэтому для имитационного радиационного облучения образцов из конструкционных материалов в разработанном стенде мы использовали импульсный пучок атомов, который формировали при перезарядке ионов. Перезарядка ионов является основным методом генерации пучков атомов [43].

#### 3.1 Генерация ионов в вакуумном диоде с пассивным металлическим анодом

В данном разделе представлены результаты исследования генерации МИП в ионном диоде с пассивным анодом. Эксперименты выполнены на ускорителе ТЕМП-6 при работе в двухимпульсном режиме. Выполнены исследования диодов с анодом из графита, нержавеющей стали, меди, латуни и титана при формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов (на первом импульсе). Состав ионного пучка изучали при напуске в диодную камеру различных газов (N<sub>2</sub> или CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, Ar, H<sub>2</sub>) с давлением от 2 до 100 мПа (непрерывное натекание). Получены пучки N<sup>+</sup> или N<sup>2+</sup>, N<sup>3+</sup>, C<sup>+</sup>, C<sup>2+</sup> с низким содержанием примесных ионов. Состав ионного пучка зависел от состава газа в диодной камере, кратность ионизации - от режима работы диода. Разработана феноменологическая модель генерации ионного пучка в диоде с пассивным металлическим анодом, включающая анализ различных физических и плазмохимических процессов в диоде.

## 3.1.1 Генерация импульсного пучка ионов азота

В первой серии экспериментов мы использовали анод из нержавеющей стали. Давление в диодной камере составляло от 2 до 3 мПа, остаточным газом был 80% N<sub>2</sub>. На рисунке 26 показаны характерные осциллограммы и результаты времяпролетной диагностики состава МИП.



Рисунок 25 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность N<sup>+</sup> (3). Анод из нержавеющей стали На рисунке 27 показаны результаты тепловизионной диагностики МИП.



Рисунок 26 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях

Результаты расчёта (по измерению температуры) плотности энергии МИП подтверждают правильность времяпролетной диагностики. Плотность энергии МИП равна интегралу произведения ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока, см. соотношение (2.15). Для экспериментальных данных (рисунок 26) плотность энергии МИП, рассчитанная по времяпролетной диагностике (для ионов N<sup>+</sup>), составляет 3,3 Дж/см<sup>2</sup>, что на 20% ниже результатов тепловизионной диагностики (см. рисунок 27). Это несоответствие вызвано вкладом атомов, в тепловизионную диагностику МИП [107]. Погрешность экспериментального определения плотности энергии МИП с помощью тепловизионной диагностики не превышает 1% (без учета абляции), а с помощью времяпролетной диагностики не превышает 3%, см. раздел 2.6.

Наши исследования показали, что диод с анодом из нержавеющей стали генерирует МИП, который в основном содержит ионы азота. С увеличением амплитуды первого импульса степень ионизации ионов азота возрастает от  $N^+$  до  $N^{2+}$  (см. рисунок 28).



Рисунок 27 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов N<sup>2+</sup> (3) и Fe<sup>+</sup> (4)

Для экспериментальных данных (рисунок 28) плотность энергии МИП, рассчитанная по данным времяпролетной диагностики (для ионов N<sup>2+</sup>), составляет 4,3 Дж/см<sup>2</sup>, что на 20% ниже результатов тепловизионной диагностики, см. рисунок 29.



Рисунок 28 – Изменение в серии импульсов энергии МИП (1) и плотности энергии (2) в фокусе Полная энергия МИП в данной серии импульсов составляет 44 Дж при среднеквадратичном отклонении 7%. Плотность энергии МИП при этом составляла 5,1 Дж/см<sup>2</sup> при среднеквадратичном отклонении 4%.

Ионный диод с анодом из нержавеющей стали обеспечивает высокую стабильность параметров МИП в серии импульсов; стандартное отклонение полной энергии и плотности энергии в фокусе не превышает 10% при погрешности измерения менее 3%.

Наличие ионов N<sup>2+</sup> в МИП, который генерирует диод с анодом из нержавеющей стали, также подтверждают результаты исследования нейтрализации МИП с использованием коллимированного цилиндра Фарадея без отсечки электронов [61], расположенного в фокусе (см. рисунок 30).



Рисунок 29 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность N<sup>2+</sup>(3)

В ионном пучке, генерируемом диодом с металлическим анодом, низкоэнергетические электроны компенсируют положительный заряд ионов азота; концентрация этих электронов больше концентрации ионов, и поэтому суммарная плотность тока отрицательна.

Результаты исследований параметров МИП представлены в таблице 3.

Таблица 3. Условия генерации МИП и его состав

N⁰	Материал анода	Рабочий газ	Парциальное давление, мПа	Состав МИП
1	Графит	N2	от 3 до 80	$0,9C^+ + 0,1H^+$
2	Полиэтиленовое покрытие на аноде (C <sub>n</sub> H <sub>2n+1</sub> )	N2	от 2 до 3	$0,5C^{+}+0,5H^{+}$
		$H_2$	от 5 до 18	
		N2	от 2 до 3	

4	Нержавеющая сталь	N2	от 2 до 3	N <sup>+</sup> или N <sup>2+</sup>
5	Нержавеющая сталь после азотирования	N2	от 5 до 7	$N^{2+} + N^{3+}$
		Ar	от 40 до 100	
		N <sub>2</sub>	от 2 до 3	
		H <sub>2</sub>	от 56 до 100	
		N <sub>2</sub>	от 2 до 3	
		CH4	22	
		N2	от 2 до 3	
		CO <sub>2</sub>	10	
		N2	от 2 до 3	

В таблице 3 указано полное давление газа в диодной камере или парциальное для смеси газов.

Полученные данные (см. таблицу 3, серии 1-3) соответствуют современным представлениям о генерации МИП в диоде с пассивным анодом - состав МИП соответствует составу анода [46, 52]. В ионном диоде с диэлектрическим покрытием на аноде ( $C_nH_{2n+1}$ ) образование плазмы происходит за счет двух процессов: пробоя на поверхности диэлектрика и ионизации материала анода электронами, которые ускоряются в А-К зазоре. Этот диод генерирует ионы анодного материала, т. е. ионы углерода (50%) и протоны. При использовании графитового анода ионный пучок в основном содержит ионы углерода. Однако наши исследования показывают, что ионный диод с анодом из нержавеющей стали генерирует в основном ионы азота, а содержание ионов материала анода (Fe<sup>+</sup>) незначительно, см. рисунок 28 и рисунок 30.

### 3.1.2 Влияние состава остаточного газа

В следующей серии экспериментов мы использовали диод с анодом из нержавеющей стали и изменяли состав газа в диодной камере. Камеру сначала откачивали до давления от 2 до 3 мПа (остаточный газ 80% N<sub>2</sub>), а затем различные газы напускали с парциальным давлением от 40 до 100 мПа.

При напуске аргона в диодную камеру состав ионного пучка не изменился; он попрежнему состоял в основном из ионов азота (см. рисунок 31).



Рисунок 30 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов N<sup>+</sup> (3). Парциальное давление аргона 87 мПа

При напуске аргона мы уменьшили амплитуду первого импульса напряжения с 300 кВ до 250 кВ. Это изменило условия образования взрывоэмиссионной плазмы и кратность ионизации азота уменьшилась.

Исследования показали, что при напуске CO<sub>2</sub> в диодную камеру ионный диод с анодом из нержавеющей стали генерирует пучок, состоящий в основном из ионов углерода (см. рисунок 32).



Рисунок 31 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов C<sup>+</sup> (3). Парциальное давление CO<sub>2</sub> 10 мПа

В следующей серии экспериментов мы добавили водород в диодную камеру. Режим работы ионного диода не меняли, но плотность ионного тока уменьшилась, и состав ионного пучка изменился (см. рисунок 33). Кроме ионов азота в МИП присутствовали протоны.



Рисунок 32 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов H<sup>+</sup> (3) и N<sup>+</sup> (4). Парциальное давление водорода 100 мПа

С увеличением парциального давления водорода в диодной камере концентрация протонов в ионном пучке увеличивается, но не превышает 15% при парциальном давлении водорода более чем в 50 раз выше парциального давления азота [105]. Основная часть пучка состоит из ионов азота. Времяпролетная диагностика МИП, содержащего протоны и более тяжелые ионы (N<sup>+</sup>), показала задержку регистрации легких ионов коллимированным цилиндром Фарадея по сравнению с расчетными значениями (см. рисунок 35). Задержка составляла от 40 до 50 нс на пути дрейфа от 14 до 16 см ионов с энергией от 250 до 300 кэВ.

При использовании графитового анода напуск водорода в диодную камеру не влияет на состав МИП (см. рисунок 34).



Рисунок 33 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов N<sup>2+</sup> (3) и C<sup>+</sup> (4). Парциальное давление водорода 18 мПа

Даже при парциальном давлении водорода, превышающем в 10 раз парциальное давление азота, ионы углерода составляют более 90% состава МИП.

## 3.1.3 Влияние материала анода

В следующей серии экспериментов мы использовали медный и титановый анод; давление в диодной камере составляло не более 3 мПа азота. На поверхности анода из нержавеющей стали мы закрепляли медную (или титановую) фольгу толщиной 0,2 мм, см. рисунок 35.



Рисунок 34 – Фотография анода до (а) и после 60 импульсов генерации МИП (б)

Когда мы использовали медный или титановый анод, ионный пучок также содержал в основном ионы азота, см. рисунок 36. Форма и размеры анода из нержавеющей стали, медного и титанового анодов были идентичны, режим работы ионного диода не меняли.



Рисунок 35 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов N<sup>2+</sup>(3) Cu<sup>+</sup> (4) Ti<sup>+</sup> (5). Медный анод (а) и титановый анод (б) Для экспериментальных данных (рисунок 36а) плотность энергии МИП, рассчитанная по показаниям времяпролетной диагностики (по соотношению 2.14 для ионов N<sup>2+</sup>), составляет 4,7

Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует результатам тепловизионной диагностики, в серии импульсов плотность энергии в фокусе составила 4,0 Дж/см<sup>2</sup>±8%.

Результаты исследования состава МИП, генерируемого диодом с металлическим анодом, представлены в таблице 4.

№	Материал анода	Парциальное давление, мПа	Состав МИП
1	Cu	от 2 до 4	$N^{2+}$
2	Cu	от 4 до 38	$N^{2+}$
3	Ti	от 2 до 3	$N^{2+}$

Таблица 4 – Условия генерации МИП и его состав

## 3.1.4 Модель генерации МИП в диоде с металлическим анодом

Анализ работ по генерации МИП в диоде с пассивным анодом и наши экспериментальные исследования показали, что генерация МИП в диоде с металлическим анодом, работающем в двухимпульсном режиме, происходит в следующей последовательности:

- адсорбция молекул остаточного газа на поверхности электродов диода (до первого импульса);

- десорбция и диссоциация молекул электронами (первый импульс);

- ионизация атомов в А-К зазоре (первый импульс);

- ускорение ионов по направлению к аноду и образование нитридов (или карбидов) на поверхности анода (первый импульс);

- формирование взрывоэмиссионной плазмы (первый импульс);

- эрозия плазмы в А-К зазоре (в начале второго импульса);

- генерация МИП (второй импульс);

- подавление генерации тяжелых ионов (второй импульс) [112].

Далее эти процессы рассмотрены более подробно.

Адсорбция молекул остаточного газа. Остаточный газ в камере диода содержит различные молекулы, которые адсорбируются на электродах диода перед генерацией МИП, состав адсорбированных слоев определяется их сорбционная способностью. Различная адсорбционная способность газов лежит в основе газовой хроматографии [113]. Порядок

Если над поверхностью твердого тела находится смесь газов из *i* компонент, то доля поверхности, занимаемой *i*-м компонентом, равна [113]:

$$\Theta_i = \frac{b_i \cdot P_i}{\sum b_i \cdot P_i} \tag{3.1}$$

где  $P_i$  и  $b_i$  - парциальное давление и коэффициент адсорбции *i*-го газового компонента соответственно.

Коэффициент адсорбции равен:

$$b_i = b_0 \cdot \exp(-\frac{\Delta H_i}{k_B T}) \tag{3.2}$$

где  $\Delta H_i$  - теплота адсорбции,  $b_0$  – предельная сорбция, T - температура анода,  $k_B$  - постоянная Больцмана.

Для двухкомпонентных смесей газов отношение плотности молекул на поверхности анода равно:

$$\frac{\Theta_1}{\Theta_2} = \frac{b_{10} \cdot P_1}{b_{20} \cdot P_2} \exp\left(\frac{\Delta H_2 - \Delta H_1}{k_B T}\right)$$
(3.3)

где *b*<sub>10</sub> и *b*<sub>20</sub> – предельная сорбция первой и второй компоненты соответственно.

В таблице 5 приведены значения теплоты адсорбции различных газов для активированного угля.

Газ	Температура,	Теплота адсорбции,	Предельная	
	K	$\Delta H/kT$	сорбция, моль/кг	
N2	303	-3,47	5,6	[115]
Ar	298	-2,6	9,5	[116]
H <sub>2</sub>	308	-2,54	1,9	[114]
CH <sub>4</sub>	311	-3,86	6,6	[117]

Таблица 5 – Параметры адсорбции газа для активированного угля

Значения теплоты адсорбции различных газов позволяют оценить соотношение плотности различных молекул на поверхности анода в присутствии смеси газов в А-К зазоре. Если парциальные давления азота и аргона в смеси равны, то поверхностная плотность молекул азота будет в 1,4 раза выше, а для смеси 50%N<sub>2</sub>+50%H<sub>2</sub> поверхностная плотность молекул азота будет в 7,5 раз выше.

Десорбция. Молекулы остаточного газа адсорбируются на электродах диода между импульсами и десорбируются при приложении ускоряющего напряжения. Время образования одного монослоя молекул на поверхности металла составляет  $\approx 1$  мс при давлении от 0,65 до 6,5 мПа [47]. Если на поверхности диода присутствует несколько монослоев адсорбированных молекул остаточного газа, то поверхностная плотность молекул равна  $\approx 10^{16}$  см<sup>-2</sup> без учета шероховатости [48]. При расчетах принимали температуру десорбированного газового слоя 1000 К [49], скорость расширения при этом равна 0.19 см/мкс и при длительности импульса от 400 до 500 нс толщина газового слоя десорбированных молекул составляет около миллиметра. Это обеспечивает увеличение концентрации молекул газа в А-К зазоре до  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> или даже выше (давление  $\geq 100$  Па) при давлении в диодной камере от 2 до 3 мПа.

**Ионизация молекул.** В ионном диоде с пассивным анодом образование плазмы в А-К зазоре может происходить не только при пробое на поверхности диэлектрика или взрывной эмиссии электронов [43, 52], но и при ионизации десорбированных атомов и молекул в А-К зазоре во время первого импульса. При энергии электронов от 1 до 5 кэВ поперечное сечение ударной ионизации атома азота составляет  $(0,13\div0,47)\cdot10^{-16}$  см<sup>2</sup> [118], а для атома водорода  $(0,045\div0,14)\cdot10^{-16}$  см<sup>2</sup> [119], т. е. менее чем в 3,4 раза. В случае релятивистских электронных пучков с энергиями электронов от 0,5 до 1 МэВ линейные потери можно численно рассчитать по следующему соотношению [120]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2 \cdot 10^{-22} n_0 Z \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$
(3.4)

где Z - атомный номер нейтральных частиц, обеспечивающий остановку электронов, *n*<sub>0</sub> - их концентрация (см<sup>-3</sup>).

Линейные потери энергии электронов в нерелятивистском случае можно рассчитать по формуле Бете-Блоха [120]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m v_e^2} n_0 \ln \frac{2m E v_e^2}{I^2}$$
(3.5)

где *v*<sub>e</sub> - скорость электрона, m – масса электрона, *I* - потенциал ионизации.

Для атомов азота (*Z* = 7) линейные потери энергии электронов будут от 2 до 7 раз больше, чем для водорода.

Наши исследования показали, что при большом парциальном давлении водорода в диодной камере (P<sub>H2</sub>/P<sub>N2</sub>>50) концентрация протонов в ионном пучке составляла менее 15% (см. рисунок 33) и большинство ионов в пучке были ионами азота для диода с металлическим анодом или ионами углерода для графитового анода. Это может быть связано с низкой адсорбционной

способностью молекул водорода, а также с малым сечением ионизации атомов водорода. При парциальном давлении водорода в А-К зазоре, составляющем 96% от давления остаточных газов (на рисунке 33,  $P_{N2}$ =4,5 мПа,  $P_{H2}$ =100 мПа), и с учетом 7,5-кратного снижения доли поверхностной плотности молекул водорода при адсорбции из смеси газов N<sub>2</sub>+H<sub>2</sub> и двукратного снижения константы скорости ионизации концентрация протонов составит ≈6%, что ниже экспериментальных результатов (см. рисунок 33). Увеличение концентрации протонов обусловлено эффектом подавления генерации более тяжелых ионов при образовании сложного состава МИП.

**Образование нитридов, карбидов или гидридов.** Образование нитридов, карбидов или гидридов на поверхности анода происходит во время первого импульса, после ускорения ионов из газовой плазмы в А-К зазоре по направлению к потенциальному электроду диода (анод на втором импульсе, при генерации МИП) и проникновении в поверхностный слой.

Максимальная концентрация атомов азота в аноде из нержавеющей стали (а значит, и в анодной плазме) достигается при образовании нитридов (Fe<sub>2</sub>N) и не может превышать 33% (атомных процентов). Однако экспериментально установлено, что концентрация ионов азота в МИП, генерируемом диодом с металлическим анодом, превышает 95% (см. рисунок 26 и рисунок 28), что указывает на подавление генерации тяжелых ионов [112].

Низкая концентрация ионов азота в МИП, который генерируется в диоде с графитовым анодом, может быть связана с образованием летучих соединений при проникновении ионов азота в поверхностный слой анода. При высокой энергии иона  $N^+$  он может образовать газ дициан  $C_2N_2$ , температура кипения которого составляет минус 21,15°C [121].

Низкая концентрация ионов аргона в МИП, который генерируется в диоде при напуске аргона в диодную камеру, связана с отсутствием стабильных соединений аргона с металлами и графитом. Незначительное накопление атомов аргона в приповерхностном слое анода при ионной имплантации вызывает его низкую концентрацию во взрывоэмиссионной плазме.

## 3.2 Фокусировка мощного ионного пучка

В данном разделе представлены результаты исследования фокусировки МИП, формируемого вакуумным диодом с магнитной самоизоляцией электронов при работе в двухимпульсном режиме. Фокусирующий ионный диод ускорителя ТЕМП-6 имеет полуцилиндрическую геометрию, геометрическая фокусировка происходит в вертикальном направлении (см. рисунок 1). Выполнены исследования зарядовой нейтрализации пучка, плотности энергии в фокусе, расходимости пучка и его смещения в фокальной плоскости в серии импульсов. Установлено, что концентрация низкоэнергетических электронов в пучке в  $\approx$ 1,5 раза превышает концентрацию ионов. Обнаружена дополнительная фокусировка ионов собственным объемным зарядом. С увеличением плотности суммарного (электронов и ионов) отрицательного заряда пучка от 3,6 мкКл/см<sup>2</sup> до 9 мкКл/см<sup>2</sup> общая расходимость (сумма расходимости пучка в вертикальной и горизонтальной плоскостях) уменьшается от 11,4° до 4,5°. Это приводит к увеличению плотности энергии в фокусе с 4 Дж/см<sup>2</sup> до 12 Дж/см<sup>2</sup>. Для увеличения концентрации электронов в пучке использовали металлическую сетку, установленную в области транспортировки ионного пучка.

### 3.2.1 Измерение объемного заряда МИП

Высокая плотность ионов в МИП вызывает его рассыпание из-за кулоновского отталкивания на длине, соизмеримой его поперечным размерам. Для устранения рассеяния ионного пучка необходимо компенсировать положительный заряд ионов зарядом низкоэнергетических электронов, которые должны поступать в пучок на выходе из А-К зазора. Наиболее эффективные способы нейтрализации ионного пространственного заряда - это транспортировка ионов через плотную плазму и самонейтрализация за счет вторичной эмиссии электронов при прохождении МИП через перфорированный катод [43].

Для измерения нейтрализации заряда МИП мы использовали КЦФ без магнитного поля или напряжения смещения. Этот метод был использован в работе под руководством К. Яцуи [61]. Диаметр коллектора КЦФ составлял 8 мм, а диаметр отверстия в крышке 4 мм. Цилиндр Фарадея был расположен на расстоянии 14 см от диода, в фокусе. Характерные осциллограммы показаны на рисунок 37.



Рисунок 36 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность ионов C<sup>+</sup> (3)

На рисунке 37 также показаны значения плотности тока для ионов C<sup>+</sup>, рассчитанные по времяпролетной диагностике. Время регистрации плотности тока нейтрализованного пучка соответствует времени регистрации плотности ионного тока, что подтверждает корректность измерения пространственного заряда МИП.

Проведенные исследования показали, что в ионном диоде с магнитной самоизоляцией концентрация электронов в фокусе в 1,5 раза выше концентрации ионов. В таких диодах ускорение ионов происходит между плазменным слоем на поверхности анода и слоем дрейфующих электронов вблизи поверхности катода [46]. В исследованных диодах концентрация дрейфующих электронов составляет  $(3\div5)\cdot10^{14}$  см<sup>-3</sup>, а энергия этих электронов не превышает 50 кэВ [58]. При плотности ионного тока от 40 до 80 A/см<sup>2</sup> и ускоряющем напряжении 250 кВ концентрация ионов составляет  $(1,3\div2,5)\cdot10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Эти ионы проходят через плотный слой электронов с низкой энергией, что обеспечивает эффективную нейтрализацию ионного пучка.

В работе [66] было предложено использовать металлическую сетку, как источник вторичных электронов, для нейтрализации ионного пучка, генерируемого диодом с внешней магнитной изоляцией. Наши исследования показали, что металлическая сетка, установленная в области транспортировки МИП, значительно увеличивает концентрацию электронов в пучке (см. рисунок 38 и таблицу 6). Плотность объемного заряда МИП рассчитывали путем интегрирования плотности тока нейтрализованного пучка по времени.



Рисунок 37 – Осциллограммы плотности тока нейтрализованного пучка без сетки на катоде (1), с сеткой на расстоянии 5 см от катода (2) и двумя сетками, одна сетка на расстоянии 5 см и одна сетка на расстоянии 10 см от катода (3)

Условия	Плотность	Отклонение		Вертикальное	Горизонтально	Плот-
транспортиро	объемного заряда,	вертикальн	горизонт	смещение	е смещение	ность
вки МИП	мкКл/см <sup>2</sup>	oe	альное			энергии, Лж/см <sup>2</sup>
		градус		ММ		Джем
Без сетки	3,6±27%	6,3°±12%	5,1°±13 %	0,80	0,67	4,2±11%
Одна сетка на 10 см от катода	-	3,8°±7%	2,9°±14 %	1,5	1,5	6,0±8%
Две сетки	15,2±22%	4,4°±9%	3,7°±3%	-	-	2,7±4%
Новая сетка с ячейкой 125×200 мкм <sup>2</sup>	8,9±10%	2,7°±30%	1,8°±20 %	-	-	7,7±10%
Одна сетка с отверстием Ø 14 мм	7,4±6%	2,7°±15%	2,1°±12 %	0,74	0,47	11,7±9%
Одна сетка с отверстием 20×20 мм	-	-	-	-	-	5,0±10%

Таблица 6 – Параметры МИП в фокусе при разных условиях транспортировки

В таблице 6 приведены среднее значение параметра в серии импульсов и среднеквадратичное отклонение в процентах к среднему значению.

Проведенные исследования показали, что концентрация низкоэнергетических электронов в ионном пучке, генерируемом диодом с магнитной самоизоляцией электронов, значительно выше концентрации ионов. Использование дополнительной металлической сетки в зоне транспортировки МИП позволяет увеличить концентрацию этих электронов. Образование дополнительных электронов обусловлено вторичной электронной эмиссией при взаимодействии быстрых ионов с сеткой.

### 3.2.2 Фокусировка МИП собственным зарядом

Значительное превышение концентрации электронов над концентрацией ионов в пучке приводит к возникновению отрицательного заряда, что вызывает кулоновское притяжение ионов и дополнительную фокусировку МИП. Для анализа влияния пространственного заряда пучка на дрейф ионов мы исследовали расходимость МИП (арктангенс отношения радиуса пучка на половине высоты к расстоянию от диода) и перемещение его центра в фокальной плоскости в серии импульсов. Для расчета смещения МИП в мишени было сделано отверстие диаметром 3 мм ( см. рисунок 39).





Смещение ионного пучка в фокальной плоскости рассчитывали, как расстояние от центра отверстия в мишени до точки с максимальной плотностью энергии. Для устранения абляции материала мишени мы установили сетку из нержавеющей стали на расстоянии ≈3 мм от мишени. Плотность энергии в фокусе рассчитывали с учетом оптической прозрачности этой сетки (50%). В первой серии экспериментов мы не использовали сетку в области транспортировки и фокусировки МИП. На рисунке 39 показано тепловое изображение МИП на мишени и распределение плотности энергии. Общая энергия МИП за один импульс составила от 55 до 60 Дж.

Фокусирующий ионный диод ускорителя ТЕМП-6 имеет полуцилиндрическую геометрию, и фокусировка происходит только в вертикальном направлении. Однако распределение плотности энергии по сечению в фокальной плоскости имеет осевую симметрию, см. рисунок 39. Это говорит о том, что происходит дополнительная фокусировка ионов за счет отрицательного пространственного заряда пучка.

На рисунке 40 и рисунке 41 показано изменение основных параметров ионного пучка в серии импульсов.



Рисунок 39 – Изменение в серии импульсов плотности энергии (1) МИП и расходимости пучка (2) по вертикали в фокальной плоскости



Рисунок 40 – Изменение в серии импульсов смещения ионного пучка в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях относительно среднего положения в серии

Результаты статистического анализа параметров МИП представлены в таблице 6, В другой серии экспериментов мы получили, что при изменении давления в диодной камере от 1 мПа до 50 мПа расходимость пучка изменялась незначительно и составляла 5,6 ± 8% [46].

## 3.2.3 Фокусировка МИП с помощью металлической сетки

Увеличение концентрации электронов в ионном пучке приводит к дополнительной фокусировке ионов и расходимость МИП уменьшается. На рисунке 42 представлены результаты тепловизионной диагностики МИП, который генерирует фокусирующий диод с металлической сеткой (размер ячейки 1×1 мм<sup>2</sup>, прозрачность 50%).



Рисунок 41 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях. Сетка расположена в 10 см от катода

Общая расходимость пучка уменьшилась с 11,4° (диод без сетки) до 6,7°, что привело к увеличению плотности энергии в фокусе с 4 Дж/см<sup>2</sup> до 6 Дж/см<sup>2</sup>, в то время как полная энергия уменьшилась в 2 раза из-за 50% прозрачности сетки.

Уменьшение расстояния между проволочками в сетке улучшает фокусировку МИП, общая расходимость уменьшилась до 4,5°, а плотность энергии в фокусе увеличилась до 7,7 Дж/см<sup>2</sup> см. рисунок 43, сетка расположена в 10 см от катода.



Рисунок 42 – Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях. Размер ячейки 0,2×0,125 мм<sup>2</sup>

Результаты статистической обработки параметров МИП представлены в таблице 6. При использовании металлической сетки в зоне транспортировки МИП общая энергия пучка уменьшалась до 25 Дж, но плотность энергии в фокусе увеличивалась из-за дополнительной фокусировки за счет отрицательного заряда МИП. Уменьшение расстояния от сетки до катода ухудшает фокусировку пучка собственным зарядом.

## 3.2.4 Использование сетки с отверстием

Наши исследования показали, что для эффективной фокусировки МИП собственным пространственным зарядом достаточно вторичных электронов, образованных только частью ионов пучка. На рисунке 44 представлены результаты тепловизионной диагностики МИП, который генерирует фокусирующий диод с металлической сеткой (ячейка 0,2×0,125 мм<sup>2</sup>) с отверстием диаметром 14 мм. Это позволило увеличить общую энергию МИП в фокальной плоскости до 40 Дж, а плотность энергии - до 12 Дж/см<sup>2</sup>.



Рисунок 43 – Фотография фокусирующего диода с отверстием в сетке, термограмма МИП на мишени и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях

Высокая плотность энергии пучка вызывает эффективную абляцию материала мишени, используемой для диагностики МИП (порог абляции нержавеющей стали при длительности импульса 150 нс составляет 2,75 Дж/см<sup>2</sup>) и его осаждение на металлической сетке, см. рисунок 44.

В таблице 6, на рисунке 45 и рисунке 46 представлены результаты статистического анализа параметров МИП, формируемого диодом с металлической сеткой с отверстием.



Рисунок 44 – Изменение в серии импульсов плотности энергии МИП (1) и расходимости



Рисунок 45 – Изменение в серии импульсов смещения ионного пучка в горизонтальном

(1) и вертикальном (2) направлениях относительно среднего положения

Оптимизация размеров и формы отверстия в сетке позволяет увеличить полную энергию МИП, см. рисунок 47, рисунок 48 и рисунок 49.



Рисунок 46 – Фотография диода с сеткой и термограмма МИП в фокусной плоскости



Рисунок 47 – Распределение плотности энергии МИП в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях. Анод из нержавеющей стали



Рисунок 48 – Изменение плотности энергии МИП (1) в фокусной плоскости и полной энергии (2) в серии импульсов. Анод из нержавеющей стали

Проведенные исследования показали, что изменение плотности энергии МИП в фокусе в серии импульсов в основном определяется изменением расходимости пучка. На рисунке 50 показана зависимость плотности энергии от суммарной расходимости пучка в вертикальном и горизонтальном направлениях.



Рисунок 49 – Зависимость плотности энергии в фокусе от расходимости пучка для диода с отверстием в сетке (1) и без сетки (2)

Коэффициент детерминации для линейной зависимости плотности энергии пучка от расходимости составлял 0,6 (расчет по программе Origin 8). Коэффициент детерминации имеет значение в диапазоне от 0 до 1, при котором более высокое значение указывает на лучшее соответствие для зависимости.

Проведенные исследования показали, что МИП, формируемый диодом с магнитной самоизоляцией электронов, имеет суммарный отрицательный заряд из-за избыточной концентрации электронов низкой энергии. Это предотвращает его рассыпание во время фокусировки и вызывает дополнительное сжатие пучка собственным пространственным зарядом. Увеличение плотности отрицательного суммарного заряда (электроны+ионы) ионного пучка с 3,6 мкКл/см<sup>2</sup> до 9 мкКл/см<sup>2</sup> уменьшает общую расходимость пучка с 11,4° до 6,7°. Это приводит к увеличению плотности энергии в фокусе с 4 Дж/см<sup>2</sup> до 7,7 Дж/см<sup>2</sup> при уменьшении полной энергии в 2 раза. Для увеличения концентрации электронов в пучке в области фокусировки ионного пучка устанавливали металлическую сетку.

Чтобы эффективно сфокусировать ионный пучок за счет собственного объемного заряда, вторичных электронов, образованных частью ионов пучка, достаточно, поэтому можно использовать металлическую сетку с отверстием в области максимальной плотности энергии. Для отверстия диаметром 14 мм и расположении сетки в зоне фокусировки на 10 см от катода была получена полная расходимость 4,5° при плотности энергии в фокусе от 10 до 12 Дж/см<sup>2</sup> и уменьшении общей энергии МИП в 1,5 раза.
Увеличение отрицательного заряда ионного пучка не ухудшило стабильность его параметров в серии импульсов, расходимость изменялось на ≈15%, смещение центра пучка в фокальной плоскости не превышало 2 мм. Корреляционный анализ показал, что изменение расходимости пучка от импульса к импульсу является основным фактором, определяющим стабильность плотности энергии в фокусе. Коэффициент детерминации плотности энергии и ее расходимости составил 0,6.

# 3.3 Генерация импульсного пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов

В данном разделе представлены результаты исследования генерации атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов, в ионном диоде с пассивным анодом. Обзор методов генерации пучков атомов представлен в разделе 1.1. Эксперименты проводили на ускорителе ТЕМП-6 (250 кВ, длительность импульса 150 нс), состав пучка – атомы и ионы углерода (90%), протоны и атомы водорода с энергией от 200 до 250 кэВ. Экспериментальные значения плотности энергии МИП измеряли с помощью тепловизионной диагностики и рассчитывали с использованием осциллограмм плотности ионного тока и ускоряющего напряжения. Плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, значительно превышала значения, рассчитанные по плотности ионного тока. Это указывает на то, что в пучке присутствуют атомы. Установлено, что использование металлической сетки в области транспортировки ионов увеличивает долю энергии атомов в полной энергии пучка с 15% до 90%. Проведен анализ механизмов образования атомов – перезарядка (charge-exchange) между ионами и молекулами остаточного газа в А-К зазоре и в газовом слое, примыкающей к сетке, рекомбинация ионов с низкоэнергетическими электронами (которые нейтрализуют ионный пучко) при транспортировке к мишени.

# 3.3.1 Ионный диод без сетки

В первой серии экспериментов мы выполнили исследования МИП, формируемого диодом с графитовым анодом без дополнительной сетки на катоде [105]. На рисунке 51 показана фотография диода, характерные осциллограммы и результаты времяпролетной диагностики МИП [88].



Рисунок 50 – Фото фокусирующего диода, осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2). Расчетная плотность тока ионов С<sup>+</sup> (3) На рисунке 52 приведены результаты тепловизионной диагностики МИП. Для фокусировки тепловизора в центре мишени сделали отверстие диаметром 3 мм.



Рисунок 51 – Термограмма отпечатка МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях

Для экспериментальных данных (рисунок 51) плотность энергии МИП, рассчитанная по времяпролетной диагностике (для ионов C<sup>+</sup>), составляет 3,3 Дж/см<sup>2</sup>, что на 10% ниже результатов тепловизионной диагностики (см. рисунок 52). Результаты измерения плотности энергии МИП в фокусе в серии импульсов представлены на рисунке 53 и в таблице 7.



Рисунок 52 – Изменение в серии импульсов плотности энергии МИП в фокусе, измеренной с помощью тепловизионной диагностики (1) и рассчитанной по плотности ионного тока (2)

. .....

Таблица 7 – Параметры МИП, генерируемого разными диодами
--

Условия	Плотность э	нергии, Дж/см <sup>2</sup>	Доля	Плотность	Плотность	
транспортировки	Тепловизион	Расчет по	атомов,	ионного	заряда,	
МИП	ная	плотности	%	тока,	мкКл/см <sup>2</sup>	
	диагностика	ионного тока		$A/cm^2$		
Без сетки,	3.3±7%	2.8±15%	15	223±9%	3.6±27%	
серия 1		_,0 1070			2,0 2,70	
Без сетки,	2 9+12%	2 2+16%	24	180+11%	3 6+27%	
серия 2	2,9-1270	2,2-1070	21	100-1170	5,0±2770	
Сетка с отверстием	10 9+7%	0 58+13%	87	50-70	7 4+6%	
10×20 мм <sup>2</sup>	10,9=770	0,00-1070	07	2070	7,1±070	
Сетка с отверстием	7 7+8%	0 36+14%	90	30-40	_	
Ø 22 мм	7,7±070	0,50±1470	50	50 10		
Сетка без	7 7+10%	0 30+15%	90	20-30	8 9+10%	
отверстия	/,/=10/0	0,50±1570	20	20-30	0,7-1070	

В таблице 7 приведены среднее значение параметра в серии импульсов и среднеквадратичное отклонение в процентах к среднему значению.

Выполненные исследования показали, что ионный диод с магнитной самоизоляцией электронов при работе в двухимпульсном режиме формирует комбинированный пучок (ионы + атомы, полученные путем перезарядки ускоренных ионов), в котором от 15 до 25% энергии

содержится в кинетической энергии атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов. Формирование атомов происходит в процессе перезарядки с молекулами остаточного газа в A-K зазоре [11, 32]. При нейтрализации ионного пучка скорость ионов и электронов в области дрейфа одинакова, поэтому вклад электронов в полную энергию МИП, содержащем ионы C<sup>+</sup>, не превышает (m<sub>e</sub>/m<sub>c</sub>)  $\approx 0.005\%$ .

# 3.3.2 Ионный диод со сплошной сеткой на катоде

В статье [45] было предложено использовать металлическую сетку для нейтрализации ионного пучка, формируемого диодом с внешней магнитной изоляцией электронов, за счет вторичной электронной эмиссии. В следующей серии экспериментов мы установили металлическую сетку (ячейка 0,2×0,125 мм<sup>2</sup>, прозрачность 50%) на катоде, см. рисунок 54.



Рисунок 53 – Фото фокусирующего диода с сеткой. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2)





Рисунок 54 – Термограмма отпечатка МИП в фокусе и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях

Результаты измерения плотности энергии МИП (диод с сеткой с отверстием  $10 \times 20 \text{ мм}^2$  при работе в двухимпульсном режиме (первый 450 нс, 150–200 кВ и второй 150 нс, 250–300 кВ) представлены в таблице 7. Суммарная расходимость ионного пучка (сумма расходимости пучка в вертикальном и горизонтальном сечениях) уменьшилась с  $11,4^\circ$  до  $3,5^\circ$ ; это вызвало увеличение плотности энергии МИП в фокусе с 3 Дж/см<sup>2</sup> до 7 Дж/см<sup>2</sup> при снижении полной энергии пучка в 2 раза (оптическая прозрачность сетки 50%).

Результаты расчета плотности энергии ионной компоненты МИП показаны в таблице 7. Выполненные исследования показали, что при использовании сетки на катоде доля энергии атомов, полученных путем перезарядки ускоренных ионов, в комбинированном пучке (ионы + атомы) увеличилась до 90%.

#### 3.3.3 Использование металлической сетки с отверстием

Использование металлической сетки в области транспортировки МИП значительно увеличило эффективность перезарядки ионов в пучке и улучшило фокусировку, см. раздел 3.2, но сократило полную энергию в 2 раза. Выполненные исследования показали, что отверстие в сетке в области максимальной плотности энергии незначительно снизило эффективность перезарядки в ионном пучке, но при этом полная энергия МИП и плотность энергии в фокусе возросли в 1,5 раза. На рисунке 56 показана фотография диода и характерные осциллограммы.



Рисунок 55 – Фото фокусирующего диода, осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2)

Результаты измерения плотности энергии МИП в серии импульсов представлены на рисунке 57 и в таблице 7.



Рисунок 56 – Изменение в серии импульсов плотности энергии МИП в фокусе, измеренной с помощью тепловизионной диагностики (1) и рассчитанной по плотности ионного тока (2) для диода с сеткой с отверстием 1×2 см<sup>2</sup> (а) и Ø2,2 см (б)

Результаты расчета плотности энергии ионной компоненты МИП показаны на рисунке 57 и в таблице 7.

# 3.3.4 Обсуждение

Выполненные исследования показали, что использование металлической сетки в области транспортировки МИП увеличивает количество энергии, переносимой атомами, полученными путем перезарядки ускоренных ионов, с 15 до 90% от полной энергии МИП. Полная энергия комбинированного пучка (ионы+ атомы) при этом не меняется (с учетом оптической прозрачности сетки), поэтому атомы формируются в результате рекомбинации или перезарядки ионов.

В ионном диоде с магнитной самоизоляцией электронов концентрация электронов в фокусе выше, чем концентрация ионов и увеличивается при использовании сетки в области транспортировки ионов (см. таблицу 7) за счет вторичной электронной эмиссии. Для измерения плотности заряда МИП мы использовали КЦФ без магнитного поля или смещения напряжения [61]. Плотность заряда рассчитывали как интеграл от плотности тока нейтрализованного пучка, см. раздел 3.2.1.

При транспортировке МИП до мишени возможно формирование атомов за счет рекомбинации ионов с низкоэнергетичными электронами. На рисунке 58 показано свечение в диодной камере в области транспортировки МИП, которое вызвано фоторекомбинацией ионов. Фотография сделана сверху, диод расположен справа, мишень слева на расстоянии 15 см.

Исследования выполнены с помощью высокоскоростной камеры Phantom MultiCam, длительность кадра 1 мкс.



Рисунок 57. Фотография свечения в области транспортировки МИП Кинетическое уравнение для распада плазмы при ударной рекомбинации [120, 122]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -(\beta \cdot n_i \cdot n_e)n_e \approx -\beta \cdot n_e^3$$
(3.6)

где *n*<sub>e</sub> и *n*<sub>i</sub> – плотность электронов и ионов; *β* - коэффициент ударной рекомбинации. Коэффициент ударной рекомбинации можно рассчитать по соотношению [120, 123]:

$$\beta = \frac{10^{-14} \sigma_0}{I} \left(\frac{I}{T_e}\right)^{4.5}, CM^6 / C$$
(3.7)

где  $\sigma_0 \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup> - газокинетическое сечение, *I* – потенциал ионизации, *T*<sub>e</sub> – электронная температура в эВ.

Скорость ионов и электронов в МИП одинакова в области дрейфа, поэтому кинетическая энергия электронов при энергии ионов C<sup>+</sup> от 200 до 300 кэВ составляет от 10 до 15 эВ. При плотности ионного тока (до фокусировки) от 40 до 80 А/см<sup>2</sup> и ускоряющем напряжении 250 кВ концентрация ионов составляет  $(1,3\div2,5)\cdot10^{12}$  см<sup>-3</sup>, В этом случае (при  $n_i \approx n_e$  и *I*=20 эВ) скорость ударной рекомбинации составит  $(0,22\div1,6)\cdot10^8$  (см<sup>3</sup>·с)<sup>-1</sup> и за время дрейфа МИП от диода до мишени (от 50 до 100 нс) концентрация электронов уменьшится менее чем на 0,01%. Поэтому рекомбинация ионов и электронов в области дрейфа МИП дает незначительный вклад в формирование атомов.

Атомы в вакуумном диоде также могут формироваться в результате перезарядки между ионами и молекулами в газовой оболочке, прилегающей к сетке после десорбции. Время образования одного монослоя молекул на поверхности металла составляет  $\approx 2$  мс при давлении  $10^{-3}$  Topp [47]. Если на поверхности диода присутствует несколько монослоев адсорбированных молекул остаточного газа, то поверхностная плотность молекул равна  $\approx 10^{16}$  см<sup>-2</sup> [48]. При расчетах принимали температуру десорбированного газового слоя 1000 К [124], скорость расширения при этом равна 0.19 см/мкс и при длительности импульса от 400 до 500 нс толщина газового слоя десорбированных молекул составляет около миллиметра. Это обеспечивает

увеличение концентрации молекул газа до ~ $10^{17}$  см<sup>-3</sup> (давление  $\geq 100$  Па) при давлении в диодной камере от 2 до 3 мПа. При плотности потока ионов в фокусе 200 А/см<sup>2</sup> и ускоряющем напряжении 250 кВ концентрация ионов С<sup>+</sup> равна 6· $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, Это значительно ниже, чем концентрация молекул в оболочке, прилегающей к сетке. Поэтому дрейф ионов от диода до мишени сопровождается интенсивным взаимодействием с нейтральным газом и перезарядкой. Сечения перезарядки о представлены в таблице 8.

Реакция	Энергия иона,	$\sigma_{1,0}, 10^{-16} \text{ cm}^2$	λ, α		
	кэВ		$n_0=10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$n_0=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
$C^+ + N_2 \rightarrow C^0$	100-300	4,5-7,9	0,1-0,2	0,01-0,02	[125, 126]
$C^+ + O_2 \rightarrow C^0$	100-300	4,2-7,6	0,1-0,2	0,01-0,02	[127,126]
Толщина газового слоя, см			0,9	0,2-0,3	

Таблица 8 – Расчет длины перезарядки ионов

При концентрации молекул  $n_0=10^{17}$  см<sup>-3</sup> длина перезарядки ионов  $C^+$  равна  $\lambda=1/(n_0 \cdot \sigma_{1,0}) \approx 0.02$  см, что значительно меньше толщины газового слоя около сетки.

При работе ионного диода в двухимпульсном режиме десорбция молекул с поверхности металлической сетки может происходить не только ионами, но и электронами, ускоренными в диоде на первом импульсе. При этом к моменту генерации МИП толщина газового слоя около сетки будет составлять 0,9 см (скорость расширения десорбированных молекул 0.2 см/мкс и длительность первого импульса 450 нс), концентрация молекул в газовом слое ~ $10^{16}$  см<sup>-3</sup> и длина перезарядки ионов C<sup>+</sup> равна 0,2 см, что тоже значительно меньше толщина газового слоя около сетки.

Для регистрации электронов, ускоренных в А-К зазоре диода и достигших сетки, мы использовали цилиндр Фарадея без магнитного поля или смещения напряжения (КЦФО) [61]. Диаметр коллектора составлял 8 мм, а диаметр отверстия в крышке 4 мм. КЦФО был расположен на расстоянии 14 см от диода, в фокусе. Типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого КЦФО, приведены на рисунке 59.



Рисунок 58 – Осциллограммы напряжения, первый импульс (1) и плотности тока (2), регистрируемого КЦФО в фокусе ионного диода

Средняя плотность энергии электронов в фокусе диода (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока, измеренного КЦФО в течение первого импульса) составляла от 0,06 до 0,08 Дж/см<sup>2</sup>, что значительно меньше плотности энергии МИП фокусирующего диода, см. рисунок 55.

Плотность энергии электронов, ускоренных в течение первого импульса и достигших мишени, была дополнительно измерена с помощью тепловизионной диагностики при работе диода в одноимпульсном режиме, см. рисунок 60.



Рисунок 59 – Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и полного тока в диоде (2)

Эксперименты выполнены на ускорителе ТЕМП-6, Давление в основном разряднике превышало напряжение пробоя и импульс положительной полярности, необходимый для ускорения ионов, не формировался. На рисунке 61 приведены результаты тепловизионных измерений.



Рисунок 60 – Термограмма электронного пучка в фокальной плоскости и распределение плотности энергии (1) в горизонтальном (2) и вертикальном (3) сечениях

Плотность энергии электронов, ускоренных в течение первого импульса и достигших мишени, составляет от 0,06 до 0,08 Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует данным расчета по плотности электронного тока.

Выполненные исследования показали, что использование металлической сетки в области транспортировки МИП увеличивает количество энергии, переносимой атомами, полученными путем перезарядки ускоренных ионов, с 15% до 90% полной энергии пучка. Полная энергия комбинированного пучка (ионы + атомы) при этом не меняется (с учетом оптической прозрачности сетки).

Атомы в ионном диоде формируются при перезарядке между ионами и молекулами в газовой оболочке, прилегающей к сетке. При десорбции молекул с поверхности металлической сетки толщина оболочки, прилегающей к сетке, значительно превышает длину перезарядки в процессах  $C^+ + N_2 \rightarrow C^0$  и  $C^+ + O_2 \rightarrow C^0$ . Для увеличения эффективности перезарядки в ионном диоде можно использовать металлическую сетку с более высокой оптической прозрачностью.

Перезарядка между ионами и молекулами остаточного газа около сетки обеспечивает генерацию атомов с энергией от 250 до 300 кэВ, в отличие от перезарядки ионов в А-К зазоре (от 10 до 15 кэВ [11]).

Концентрация электронов в МИП выше, чем концентрация ионов и увеличивается при использовании сетки. Но скорость ударной рекомбинации не превышает  $3 \cdot 10^6 (\text{см}^3 \cdot \text{с})^{-1}$  и за время дрейфа МИП от диода до мишени концентрация электронов уменьшится менее чем на 0,01%. Поэтому рекомбинация ионов и электронов в области дрейфа МИП дает незначительный вклад в формирование атомов.

# 3.4 Расчет спектра первично выбитых атомов в мишени

Энергетический спектр первично выбитых атомов в мишени является наиболее важным параметром, который определяет механизм формирования радиационных дефектов, их последующей аннигиляции и кластерообразования. При облучении металлической мишени нейтронами, ионами и атомами энергетические спектры ПВА значительно различаются [2]. При облучении железной мишени нейтронами с энергией от 0,5 до 5 МэВ около 80% ПВА имеют энергию от 30 до 60 кэВ [3]. Образование радиационных дефектов ионами в металлах происходит при малоугловом рассеянии на атомах мишени и более 90% ПВА имеют энергию менее 1 кэВ [4]. Экспериментальные или расчетные спектры ПВА при облучении мишени атомами отсутствуют.

Образование радиационных дефектов ионами в металлической мишени происходит при малоугловом рассеянии на атомах мишени за счет кулоновского взаимодействия их ядер [4, 7]. Радиус ядра атома железа (4,5·10<sup>-5</sup> Å [128]) значительно меньше расстояния между атомами в железной мишени (постоянная решетки для  $\alpha$ -Fe равна 2,9 Å), поэтому процесс торможения ионов и нейтронов в мишени можно рассматривать в модели бинарных столкновений (BCA) [2].

После упругого столкновения двух частиц-быстрой частицы (масса *m*<sub>1</sub>) и атома мишени (масса *m*<sub>2</sub>) суммарный импульс и суммарная энергия сталкивающихся частиц сохраняются. Энергия, полученная ПВА после столкновения, равна [25]:

$$E_{\Pi BA} = E_0 \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos^2 \frac{\theta}{2})$$
(3.8)

где *E*<sub>0</sub> - начальная энергия быстрой частицы (иона, нейтрона или атома), *θ* - угол рассеяния этой быстрой частицы.

Вероятность рассеяния ионов атомами мишени описывается формулой Резерфорда:

$$f_i(\theta) = \left(\frac{4Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{E_0}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$
(3.9)

где Z<sub>1</sub>, Z<sub>2</sub> - заряды ядра иона и ПВА, *е* - заряд электрона.

Энергетический спектр ПВА определяется эффективностью передачи кинетической энергии от быстрой частицы к ПВА (произведение энергии ПВА на вероятность рассеяния). Эта зависимость может иметь экстремум из-за уменьшения энергии ПВА и увеличения вероятности столкновения с увеличением прицельного параметра. Из соотношений (3.8) и (3.9) получим:

$$F_{i} = f_{i}E_{IIBA} = \frac{K}{1 - \cos\theta} , \text{ где} \qquad K = \frac{4m_{1} \cdot m_{2}(4Z_{1} \cdot Z_{2} \cdot e^{2})^{2}}{E_{0}(m_{1} + m_{2})^{2}}$$
(3.10)

2 2

На рисунке 62 показана эффективность передачи энергии от быстрой частицы первично выбитым атомам железной мишени. Вероятность столкновения быстрой частицы и ПВА нормализована, интеграл по энергиям (>10 эВ) равен единице.



Рисунок 61 – Зависимость эффективности передачи кинетической энергии быстрой частицы от энергии ПВА при проникновении в железную мишень. С<sup>+</sup> 0,2 МэВ (1), С<sup>+</sup> 0,4 МэВ (2), С 0,2 МэВ (3), С 0,4 МэВ и нейтроны (5)

Процесс проникновения нейтрона в мишень также можно рассматривать в модели бинарных столкновений твердых шаров [2], радиус которых равен радиусу нейтрона (3,6·10<sup>-5</sup> Å) и ядра атома мишени. Вероятность столкновения нейтрона с атомом мишени возрастает с ростом прицельного параметра и может быть записана в виде:

$$f_{nu}(p) = \frac{2\pi p}{\int_{0}^{r_{1}+r_{2}} 2\pi p dp} = \frac{p}{r_{1}+r_{2}} = \cos\frac{\theta}{2}$$

$$(3.11)$$

 $f_{nu}(p)=0$  при  $p > r_1 + r_2$ 

где p – прицельный параметр, r1 и r2 - радиусы нейтрона и ядра атома мишени.

Из соотношений (3.8) и (3.11) получим, что эффективность переноса кинетической энергии при упругом столкновении нейтрона с ПВА равна:

$$F_{nu} = f_{nu} E_{\Pi BA} = E_0 \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left(1 - \cos^2 \frac{\theta}{2}\right) \cdot \cos \frac{\theta}{2} \qquad \text{при } p < r_1 + r_2 \qquad (3.12)$$
$$F_{nu} = 0 \text{ при } p > r_1 + r_2$$

На рисунке 62 показана эффективность переноса энергии при проникновении нейтронов в железную мишень.

Несмотря многочисленные исследования процессов, на радиационных экспериментальные и расчетные данные по проникновению атомов в металлическую мишень (спектр ПВА, энергетический баланс, глубина проникновения и др.) практически отсутствуют. Рассмотрение этих процессов в модели торможения ионов некорректно, так как атомы с энергией менее 100 кэВ имеют незначительную вероятность ионизации (см. раздел 3.5). Существенное различие в механизме торможения ионов и атомов в металлической мишени подтверждается результатами исследования энергетического баланса быстрой частицы. Моделирование методом молекулярной динамики (MD simulation) показало, что ПВА тратит более 60% своей энергии на образование радиационных дефектов в мишени [2]. Расчеты в SRIM показали, что электронные потери энергии для иона углерода с энергией от 200 до 250 кэВ в различных мишенях составляют от 75 до 85% [129].

Корректный анализ торможения атомов в металлической мишени возможен методом молекулярной динамики (MD simulation), задавая большую энергию одному из атомов мишени (метод ПВА) в начале моделирования. Однако MD simulation требует больших объемов вычислений, которые могут быть реализованы только на суперкомпьютерах. При моделировании процессов атома с энергией 175 кэВ необходим эволюционный анализ  $10^6 \div 10^7$  атомов [130]. Надежность MD simulation во многом зависит от выбора межатомного потенциала [131], поэтому результаты моделирования противоречивы. Кроме того, использование метода ПВА позволяет рассчитать поглощение только атома материала мишени.

Многочисленные экспериментальные исследования подтверждают правильность моделирования распределения ионов по глубине мишени методом бинарных столкновений [30]. Однако при моделировании торможения атома в металлической мишени этим методом необходимо учитывать упругое столкновение шаров с диаметрами, равными диаметру атома, а не диаметру ядер. Радиус атома железа равен 1,56 Å [128], а постоянная решетки для α-Fe равна 2,9 Å.

Рассмотрим простейший вариант взаимодействия атома с другим атомом – торможение в среде атомарного газа. Даже при атмосферном давлении среднее расстояние между атомами превышает размеры атомов более чем в 10 раз, и процесс столкновения можно рассматривать в модели бинарных столкновений. Вероятность столкновения атома с атомом мишени возрастает с ростом прицельного параметра и может быть записана при  $p < R_1 + R_2$  в виде:

$$f_a(p) = \frac{2\pi p}{\prod_{R_1 + R_2}^{R_1 + R_2}} = \frac{p}{R_1 + R_2} = \cos\frac{\theta}{2}$$
(3.13)

где  $R_1$  and  $R_2$  - радиусы ПВА и быстрого атома.

Для описания межатомного взаимодействия быстрого атома с атомарным газом можно использовать потенциал Леннарда-Джонса [132]:

$$U(r) = 4\varepsilon \left[ \left(\frac{R}{r}\right)^{-12} - \left(\frac{R}{r}\right)^6 \right] \quad , \tag{3.14}$$

где *є* - сила межатомного взаимодействия в кристаллической решетке (глубина потенциальной ямы), *r* – расстояние до атома.

Для быстрого атома с энергией, значительно превышающей тепловую, можно пренебречь вторым слагаемым, которое описывает слабое притяжение, вызванное силами Ван-дер-Ваальса. Потенциал Леннарда-Джонса резко снижается с ростом расстояния между атомами и на расстоянии r = 2,3R он составляет 0,016  $\varepsilon$ . Поэтому вероятность столкновения можно записать в виде:

$$f_{a}(p) = \frac{p}{R_{1} + R_{2}} = \cos\frac{\theta}{2}$$
при  $p < R_{1} + R_{2}$ 

$$f_{a}(p) = \left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{-12}$$
при  $p > R_{1} + R_{2}$ 
(3.15)

На рисунке 63 показана зависимость вероятности рассеяния атома углерода на атоме железа от прицельного параметра. Для атома углерода R=0,67 Å, для атома железа R=1,56 Å [128].



Рисунок 62 – Зависимость вероятности рассеяния быстрого атома углерода на атоме железа от прицельного параметра в модели твердых шаров (1) и с учетом потенциала Леннарда-Джонса (2)

Зависимости на рисунке 63 нормированы, интеграл вероятности рассеяния по всем возможным значениям прицельного параметра равен 1.

Тогда из соотношений (3.8) и (3.15) получим, что эффективность переноса кинетической энергии при упругом столкновении быстрого атома с атомом мишени равна:

$$F_{a} = f_{a}(p)E_{PKA} = E_{0}\frac{4m_{1}\cdot m_{2}}{(m_{1}+m_{2})^{2}}\left(1-\cos^{2}\frac{\theta}{2}\right)\cdot\cos\frac{\theta}{2}$$

$$F_{a} = f_{a}(p)E_{PKA} = E_{0}\frac{4m_{1}\cdot m_{2}}{(m_{1}+m_{2})^{2}}\left(1-\cos^{2}\frac{\theta}{2}\right)\cdot\left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{-12}$$

$$(3.16)$$

$$F_{a} = f_{a}(p)E_{PKA} = E_{0}\frac{4m_{1}\cdot m_{2}}{(m_{1}+m_{2})^{2}}\left(1-\cos^{2}\frac{\theta}{2}\right)\cdot\left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{-12}$$

$$(3.16)$$

На рисунке 62 показана эффективность переноса энергии при торможении быстрого атома углерода в среде атомарного газа.

Для быстрого атома минимальный угол рассеяния в металлической мишени соответствует прицельному параметру, равному половине расстояния между атомами мишени:

$$\cos\frac{\theta_{\min}}{2} = \frac{p}{R_1 + R_2} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \approx 0.7$$

Для быстрого атома углерода и железной мишени  $\theta_{min}=91^{\circ}$ . На рисунке 64 показана эффективность переноса энергии при торможении быстрого атома углерода в железной мишени.



Рисунок 63 – Зависимость эффективности переноса кинетической энергии быстрой частицы от ПВА энергии при проникновении в железную мишень. С 0,2 МэВ (1), 0,4 МэВ (2) и нейтроны (3)

Выполненный анализ показал, что энергия ПВА после облучения быстрыми атомами (с энергией от 0,2 до 0,4 МэВ) и нейтронами (с энергией от 1 до 3 МэВ), различается незначительно и превышает 5 кэВ. Энергия ПВА после облучения ионами (с энергией от 0,2 до 0,4 МэВ) составляет менее 1 кэВ (см. рисунок 62). Энергетические спектры ПВА при поглощении быстрых атомов в твердой и газообразной мишенях различаются только в области низких энергий.

# 3.5 Ионизация атомов при поглощении в мишени

Выполненный анализ показал, что облучение металлической мишени быстрыми атомами более соответствует радиационному облучению нейтронами в ядерном реакторе по спектру ПВА, эффективности и механизму формирования радиационных дефектов. Однако в отличие от нейтрона быстрый атом при торможении в мишени может быть ионизирован, энергия, необходимая для удаления валентного электрона, не превышает 30 эВ и значительно меньше его кинетической энергии.

Процесс перезарядки ионов был открыт Хендерсоном в ходе экспериментов, в которых α - частицы (He<sup>2+</sup>, 5,6 MэB, α-распад радона) пропускали через фольги из слюды или золота [133]. Было замечено, что после прохождения фольги появляются однозарядные ионы He<sup>+</sup> и нейтральные атомы He, и это объяснялось захватом электронов α-частицами, см. рисунок 65.



Рисунок 64 – Фотографии фотопластинки, регистрирующей быстрые частицы, образованные после прохождения α - частицы через фольгу из золота [133]

Дополнительным подтверждением отсутствия ионизации быстрых атомов при поглощении в металлической мишени являются результаты МД моделирования формирования каскада смещений при поглощении ионов и нейтронов в мишени [2, 134], см. рисунок 66. При энергии ПВА менее 200 кэВ радиационные дефекты в железной мишени формируются атомами, а не ионами.



Рисунок 65 – Структура типичных каскадов при разной энергии ПВА [134]

Процессы упругих столкновений, ионизации и перезарядки иона с атомами мишени описываются в модели бинарных столкновений [2], поэтому процессы изменения зарядового состояния ионов и атомов при поглощении в твердой и газообразной мишени будут отличаться незначительно, в основном только наличием пороговой энергии смещения для твердой мишени. В работе [10] показано, что при большой энергии иона с ростом плотности среды сечение перезарядки уменьшается, а сечение ионизации увеличивается, так как происходит ионизация налетающего иона не только из основного, но и из возбуждённых состояний.

Первые работы по изменению зарядового состояния иона при транспортировке в газе были проведены Н. Бором [135]. Получено, что при скорости иона менее скорости электрона на орбите атома водорода ( $2,2\cdot10^8$  см/с) происходит захват электрона (charge-exchange). Это условие соответствует энергии иона менее 20,5 кэВ/нуклон или 300 кэВ для иона углерода. Сечение резонансной перезарядки протонов (с энергией 20 кэВ) при неупругом столкновении с атомарным водородом равно  $5\cdot10^{-16}$  см<sup>2</sup>, а поперечное сечение ионизации равно  $6\cdot10^{-17}$  см<sup>2</sup> [136], см. рисунок 67.



Рисунок 66 – Сечения неупругого рассеяния протонов атомарным водородом [136] (перезарядка (1) и ионизация (2))

В монографии [137] представлены экспериментальные и расчетные значения сечений перезарядки и ионизации тяжелых ионов при поглощении в газообразных и твердых мишенях, см. рисунок 68.



Рисунок 67 – Зависимость поперечных сечений захвата (полные символы) и потери (открытые символы) одного электрона ионами йода, проходящими через водород и кислород. Начальный заряд иона указывается около каждой кривой [137]

При прохождении через газообразный водород и кислород иона йода с энергией менее 5 МэВ сечение захвата одного электрона значительно больше, чем сечение ионизации.

В статье [9] представлен обзор экспериментальных данных и теоретических методов расчёта эффективных сечений перезарядки и ионизации многозарядных ионов, сталкивающихся с нейтральными атомами в газе при энергиях до 10 ГэВ/нуклон. Такие процессы с изменением зарядового состояния происходят с большой вероятностью (полные сечения достигают величин от  $10^{-14}$  до  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>), поэтому они существенно влияют на кинетику плазмы и определяют времена жизни ионных пучков в ускорительных установках. Показано, что при энергии иона менее 10 МэВ/нуклон происходят в основном процессы перезарядки с уменьшением кратности ионизации ионов.



Рисунок 68 – Сечения перезарядки (1) и обдирки (2) при столкновении ионов U<sup>39+</sup> с атомами аргона как функции энергии ионов [9]

Быстрые атомы углерода, полученные на ускорителе ТЕМП-6, имеют энергию от 250 до 300 кэВ и при поглощении в мишени более вероятна перезарядка, а не ионизация. Результаты экспериментального исследования генерации быстрых атомов в ионном диоде с магнитной самоизоляцией электронов представлены в наших статьях [32, 138]. Эксперименты проводили с использованием ускорителя ТЕМП-6, Плотность энергии МИП измеряли с помощью тепловизионной диагностики и рассчитывали по плотности ионного тока и ускоряющему напряжению. Плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, превышала значения, полученные из измерений плотности ионного тока, что указывает на то, что в пучке присутствуют быстрые атомы. Наши исследования показали, что металлическая сетка в области транспортировки МИП увеличивает энергию быстрых атомов в общей энергии с 15% до 90%, см. раздел 3.3, Полная энергия комбинированного пучка (ионы+быстрые атомы) не изменяется (учитывая оптическую прозрачность сетки).

Быстрые атомы в ионном диоде образуются за счет обмена зарядами между ионами и молекулами остаточного газа в газовом слое, окружающем сетку после десорбции. При десорбции молекул с поверхности металлической сетки толщина газовой оболочки, окружающей сетку, превышает в 15 раз длину перезарядки ионов в процессах  $C^++N_2 \rightarrow C^0$  и  $C^++O_2 \rightarrow C^0$  [125, 126, 127]. При генерации ионов N<sup>2+</sup> применение металлической сетки в области транспортировки (в ускорителе ТЕМП-6) обеспечивает перезарядку ионов N<sup>2+</sup>  $\rightarrow$  N<sup>+</sup>.

#### 3.6 Выводы по главе

Выполненные исследования показали, что при работе ионного диода с пассивным анодом в двухимпульсном режиме и формировании анодной плазмы при взрывной эмиссии электронов (в течение первого импульса) материал анода и состав газа в А-К зазоре оказывают очень большое влияние на состав ионного пучка. Ионный диод с графитовым анодом генерирует в основном ионы углерода (ионы материала анода), содержание других ионов незначительно. Полученные данные соответствуют современным представлениям о генерации МИП в диоде с пассивным анодом. Однако в тех же экспериментальных условиях ионный диод с анодом из нержавеющей стали генерирует ионы азота, а содержание ионов материала анода (Fe<sup>+</sup>) в МИП мало. Выполненные исследования позволили разработать феноменологическую модель нового метода генерации МИП, которая включает ряд физических и плазмохимических процессов. Состав газа в А-К зазоре наиболее сильно влияет на состав МИП в следующих процессах: адсорбция молекул газа на поверхности электродов диода; ионизация молекул в А-К зазоре; образование нитридов (или карбидов, гидридов) на поверхности анода; подавление генерации тяжелых ионов. Эти процессы помогают регулировать состав ионного пучка без изменения конструкции диода при непрерывном напуске рабочего газа и давлении в диодной камере не более 50 мПа.

Выполненные исследования подтвердили имеющиеся литературные данные о перезарядке ионов в диоде с пассивным анодом. Впервые показано, что использование металлической сетки в области транспортировки ионов обеспечивает их эффективную перезарядку и дополнительную фокусировку. Установлено, что использование металлической сетки в области дрейфа ионов увеличивает долю энергии быстрых атомов в полной энергии пучка с 15% до 90%, а плотность энергии в фокусе с 3 Дж/см<sup>2</sup> до 10 Дж/см<sup>2</sup>. Быстрые атомы в ионном диоде формируются при перезарядке между ионами и молекулами в газовой оболочке, прилегающей к сетке. Новый метод обеспечивает генерацию быстрых атомов с энергией от 250 до 300 кэВ, в отличие от перезарядки ионов в А-К зазоре (от 10 до 15 кэВ).

Выполненный анализ показал, что импульсные пучки быстрых атомов наиболее эффективны при имитационном радиационном облучении конструкционных материалов. Облучение металлической мишени быстрыми атомами более соответствует облучению нейтронами в ядерном реакторе по спектру ПВА, эффективности и механизму формирования радиационных дефектов. Энергия ПВА в мишени, облученной быстрыми атомами (с энергией 200 кэВ) и нейтронами (с энергией 3 МэВ), превышает 10 кэВ, а энергия ПВА после ионного облучения (с энергией 200 кэВ) меньше 100 эВ. Спектр энергии ПВА при облучении металлической мишени с атомами с энергией от 200 до 600 кэВ более полно соответствует спектру ПВА при облучении нейтронами, которые образуются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе для мишеней из титана, меди, циркония и др. Облучение пучком быстрых атомов дает возможность исследовать диэлектрические и слабопроводящие материалы, что значительно расширяет область применения стенда для исследования радиационной стойкости конструкционных материалов.

# ГЛАВА 4 КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Представлена калориметрическая диагностика радиационных дефектов, включающая формирование первичных радиационных дефектов с высокой скоростью ( $\approx 10^6$  cma/c)<sup>2</sup> и измерение их параметров в режиме реального времени. Калориметрическая диагностика основана на измерении охлаждения мишени после облучения импульсным пучком быстрых атомов в диодной камере при давлении 0,1 Па. В течение диагностики дефектов температура мишени снижается от 200 °C до комнатной. Эксперименты проводили на ускорителе ТЕМП-6, диаметр мишени ( $\approx 10$  мм) был меньше диаметра МИП, что обеспечивало ее более равномерное облучение. Выполнены исследования мишеней из нержавеющей стали, титана, латуни и меди. Получено, что охлаждение мишени после облучения удовлетворительно описывают три процесса - тепловое излучение мишени (в течение 0,1÷70 с), выделение энергии при аннигиляции радиационных дефектов (0,1÷40 с) и потребление энергии при миграции вакансий при высокой температуре (0,1÷15 с). Калориметрическая диагностика позволяет исследовать процессы миграции и аннигиляции радиационных дефектов в металлах с временным разрешением ~1 мс, которое определяется используемым тепловизором.

# 4.1 Экспериментальный стенд

Эксперименты были выполнены на мишени, размеры которой значительно меньше поперечных размеров МИП. Это обеспечивало ее более однородное облучение пучком и предотвращало потери тепловой энергии из нагретой области за счет теплопроводности. Фотография мишени и распределение температуры через 0,1 с после облучения показаны на рисунке 70.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> сна (смещение на атом) – количество первичных дефектов на один атом мишени



Рисунок 69 – Фотография мишени с центральным диском. Распределение температуры мишени в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Кривая Т<sub>0</sub> – начальная температура мишени

Диск из нержавеющей стали (или других металлов) диаметром 10 мм и толщиной 0,1 мм был установлен в центральном отверстии большой мишени из нержавеющей стали той же толщины и закреплен тонкими проволоками из нержавеющей стали диаметром 0,1 мм.

После нагрева передней стороны мишени мы измеряем температуру на ее задней стороне, см. рисунок 4. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм время выравнивания температуры по ее глубине составляет менее 10 мс [18], что определяет минимальную задержку начала регистрации радиационных процессов с помощью калориметрической диагностики. Тепловизор Fluke Ti400 обеспечивает регистрацию теплового изображения мишени в режиме видео (шаг 0,11 с) через 0,1 с после генерации МИП. Длительность облучения составляет 150 нс, поэтому теплопередача по глубине мишени не вносит погрешности в калориметрическую диагностику.

#### 4.2 Анализ охлаждения мишени

Калориметрическая диагностика радиационных дефектов основана на анализе охлаждения мишени и сравнении экспериментальной мощности потерь энергии в мишени и расчетной мощности теплового излучения после облучения МИП.

При однородной температуре по глубине мишени объемная плотность тепловой энергии в ней равна:

$$J_{exp}(x, y, t) = K_1 K_2 c_v \cdot \rho \cdot T(x, y, t)$$
(4.1)

где  $c_v$  - удельная теплоемкость материала мишени;  $\rho$  - плотность мишени; T(x,y,t) – температура мишени;  $K_1$ , и  $K_2$  – коэффициенты, учитывающие прозрачность оптического окна и вклад абляции материала мишени.

Экспериментальную мощность потерь энергии при охлаждении рассчитывали дифференцированием изменения тепловой энергии в мишени:

$$W_{exp}(t) = \frac{d[S \cdot \Delta \cdot J_{exp}(t)]}{dt} = S \cdot K_1 K_2 c_v \cdot \rho \cdot \Delta \cdot \frac{dT_m(t)}{dt}$$
(4.2)

где S - площадь центрального диска,  $\Delta$  - толщина диска,  $T_m(t)$  - его средняя температура.

При расчете мощности теплового излучения мы учитывали тепловой поток с лицевой и тыльной (по отношению к МИП) сторон мишени, а также встречный тепловой поток со стенок камеры. Расчет выполнен по соотношению Стефана-Больцмана:

$$W_{ir}(t) = -S[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \sigma(T_m^4(t) - T_0^4]$$

$$(4.3)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – степень черноты лицевой и тыльной сторон мишени,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ Br/(cm}^2 \cdot \text{K}^4)$ .

Тепловое излучение уменьшает тепловую энергию в мишени, поэтому  $W_{ir} < 0$ , Площадь мишени значительно меньше площади стенок диодной камеры, поэтому переотражение теплового излучения мишени незначительно [139]. Степень черноты лицевой стороны мишени (облучаемой пучком) при расчетах брали равной 0,7 (неполированная нержавеющая сталь), степень черноты тыльной стороны мишени брали равной 0,95, так как перед экспериментами она была покрыта тонким слоем черной матовой краски [140].

Результаты расчетов по соотношениям (4.2) и (4.3) показаны на рисунке 71. Начальная температура мишени 22°С, плотность энергии МИП 5 Дж/см<sup>2</sup>, теплоемкость нержавеющей стали в расчетах брали равной 460 Дж/(кг·К).

Для повышения точности расчетов зависимость экспериментальных значений температуры мишени от времени аппроксимировали полиномом шестой степени, среднеквадратичное отклонение экспериментальных значений температуры от расчетных по полиному не превышало 1% (см. рисунок 71).



Рисунок 70 – Изменение температуры (1) мишени из нержавеющей стали (точки – экспериментальные данные, линия – аппроксимация полиномом), мощности потерь тепловой энергии в мишени (2) и мощности теплового излучения мишени (3) при охлаждении

Выполненные исследования показали, что в течение начальных 40 с после облучения пучком мощность теплового излучения мишени превышает мощность потерь тепловой энергии в ней (по модулю). Это указывает на дополнительное выделение энергии в мишени. В дальнейшем мощность потерь энергии и мощность теплового излучения совпадают с точностью 10% для всех исследованных мишеней из разных металлов, что подтверждает корректность выполненных расчетов. Мишень находится в диодной камере при давлении не более 0,1 Па, поэтому ее конвективное охлаждение незначительно. Центральный диск, охлаждение которого мы регистрируем (см. рисунок 70), закреплен в большой мишени с помощью тонких проволок, их теплопроводность мала. Поэтому потери тепловой энергии за счет теплопроводности элементов крепления также незначительны.

Моделирование методом молекулярной динамики показало, что первично выбитый атом расходует более 60% своей энергии на формирование радиационных дефектов в металлической мишени [82]. Поэтому источником дополнительной тепловой энергии, которая выделяется в мишени при охлаждении после облучения пучком атомов, является аннигиляция радиационных дефектов, которые образуются в мишени при облучении пучком атомов непосредственно перед началом измерения охлаждения. Энергия, выделяемая при аннигиляции радиационных дефектов, составляет от 20 до 25% от начальной (0,1 с после облучения) тепловой энергии в мишени из нержавеющей стали [141].

# 4.3 Влияния радиационных дефектов на тепловизионную диагностику

Одним из основных механизмов поглощения энергии атомов в металлах является упругое рассеяние на атомах мишени с формированием первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) [5, 142]. Эти дефекты приводят к изменению механических свойств облученных изделий [24, 143], радиационному разбуханию (swelling) [70] и др. Выполненные нами исследования показали, что радиационные дефекты, формируемые МИП в мишени, значительно увеличивают максимальную плотность энергии, которую можно измерить с помощью тепловизионной диагностики, за счет миграции дефектов из области абляции и последующей аннигиляции, см. рисунок 14 [144].

При использовании тепловизионной диагностики полную энергию МИП мы рассчитываем по величине тепловой энергии в мишени сразу после облучения, так как в дальнейшем идет ее интенсивное охлаждение за счет теплового излучения и теплопроводности в самой мишени от зоны облучения к периферийным областям. Но часть энергии МИП, затраченной на формирование радиационных дефектов, не обеспечивает нагрев мишени сразу после облучения, так как их аннигиляция при температуре от 100 до 200 °C продолжается десятки секунд [145]. Это может вносить существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии МИП с помощью тепловизионной диагностики. В данном разделе выполнен анализ влияния процесса формирования радиационных дефектов на погрешность тепловизионной диагностики МИП и разработана методика коррекции результатов измерений плотности энергии.

# 4.3.1 Измерение плотности энергии МИП

В этой серии экспериментов при измерении плотности энергии МИП мы использовали большую мишень (12 см×20 см, толщина 100 мкм), размеры которой больше поперечных размеров пучка. Мишень располагали на расстоянии 13 см от катода, в фокусе диода. В таблице 9 приведены результаты измерения плотности энергии МИП при использовании мишеней из разных металлов. Каждая серия содержала 10 последовательных импульсов, режим работы ускорителя был неизменным в течение исследования всех мишеней.

Материал мишени	Ti		Нержавеющая сталь		Cu
	серия 1	серия 2	серия 1	серия 2	серия 1
Плотность энергии МИП в фокусе, Дж/см <sup>2</sup>	2,3 ±10%	2,3 ±9%	3,2 ±6%	3,3 ±6%	3,6±6%
Скорректированная плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>	3,9 ±10%	3,9±9%	3,9 ±6%	4,0 ±6%	4,6±6%

Таблица 9 – Плотность энергии МИП в фокусе

Плотность энергии МИП в фокусе рассчитывали по соотношению (2.8), а скорректированную плотность – по соотношению (4.4). При использовании мишеней из разных металлов показания тепловизионной диагностики различаются от 40 до 60% при нестабильности плотности энергии в серии импульсов (для одной мишени) не более 10%.

# 4.3.2 Анализ результатов

Разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан с:

- зависимостью удельной теплоемкости материала мишени от температуры. Но при воздействии МИП на металлическую мишень происходит интенсивный отвод тепловой энергии из приповерхностного слоя в объем мишени. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм время однородного прогрева по толщине не превышает 10 мс [90]. Тепловизор Fluke Ti400 регистрировал тепловой отпечаток МИП на мишени только через 0,1 с после облучения (аппаратная задержка), температура мишени при этом не превышала 300 °C и была одинакова по ее толщине. Поэтому в наших экспериментальных условиях изменение удельной теплоемкости материала мишени не может вызвать разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов.

- различием затрат энергии ионного пучка на формирование радиационных дефектов в разных металлах. В этом случае дополнительная энергия, которая выделяется в мишени при охлаждении после облучения ионным пучком, обусловлена аннигиляцией этих дефектов. Исследование охлаждения мишени после облучения МИП подтверждает образование значительного количества радиационных дефектов, см раздел 4.2. На рисунке 72 показана

зависимость энергии аннигиляции, которая выделяется в мишени при охлаждении после облучения МИП, от начальной тепловой энергии в мишени (через 0,1 с после облучения).



Рисунок 71 – Зависимость энергии аннигиляции радиационных дефектов (а на графике энергия отжига) от начальной тепловой энергии в мишени из титана (1), меди (2) и нержавеющей стали (3)

Энергию аннигиляции рассчитывали по соотношению:

$$E = \int_0^\tau (W_{ir} - W_{exp}) dt$$

где  $\tau$  - продолжительность измерения охлаждения мишени, в наших экспериментах от 60 до 70 с для мишеней из разных металлов,  $W_{exp}$  - экспериментальная мощность потерь энергии в мишени,  $W_{ir}$  – мощность теплового излучения мишени.

Выполненные исследования показали, что потери энергии МИП на формирование радиационных дефектов (равные энергии аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком. Поэтому скорректированную плотность энергии МИП рассчитывали по соотношению:

$$J(x, y) = K_1 K_2 K_3 \cdot c_v \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta \cdot T(x, y), \tag{4.4}$$

где  $K_3 = 1,22$  для мишени из нержавеющей стали, 1,3 (Cu) и 1,7 (Ti), см. рисунок 16.

Расчет потерь энергии МИП на формирование радиационных дефектов в мишени выполнен при условии, что в процессе охлаждения мишени происходит их полная аннигиляция. Выполненные исследования показали, что в серии последовательных импульсов МИП энергия аннигиляции радиационных дефектов не увеличивается (см. рисунок 73), что подтверждает корректность расчетов.



Рисунок 72 – Изменение энергии аннигиляции радиационных дефектов в серии последовательных импульсов при использовании титановой мишени (1) и мишени из нержавеющей стали (2)

Пауза между импульсами составляла от 100 до 150 с.

Учет потерь энергии МИП на формирование радиационных дефектов позволяет устранить большой разброс плотности энергии МИП (от 40% до 60%) при использовании мишеней из разных металлов, см. таблицу 9. Скорректированная плотность энергии МИП, измеренная с помощью медной мишени, превышает на 15% результаты тепловизионной диагностики с другими мишенями. Это может быть связано с особенностью формирования и миграции радиационных дефектов в металлах с высокой теплопроводностью и требует дополнительных исследований.

# 4.4 Исследование количества радиационных дефектов

Наши исследования показали, что радиационные дефекты можно разделить на две группы: быстрые дефекты, которые аннигилируют в течение 0,1 с после облучения импульсным пучком (длительностью 150 нс), и медленные дефекты, которые мигрируют в мишени и аннигилируют в течение десятков секунд [146]. Быстрые радиационные дефекты аннигилируют в течение формирования каскада смещения и дают незначительный вклад в нарушение структуры мишени. Формирование стабильных радиационных дефектов и кластеров связано с миграцией медленных радиационных дефектов и снижением вероятности их

аннигиляции. Разработанная калориметрическая диагностика позволяет рассчитать количество быстрых и медленных радиационных дефектов по отдельности.

# 4.4.1 Экспериментальное определение количества дефектов в мишени

Количество радиационных дефектов (вакансии + межузельные атомы), которые образуются в мишени в течение одного импульса МИП, рассчитывали по соотношению:

$$N_d = \frac{2E_{an}}{E_d},\tag{4.5}$$

где *E*<sub>an</sub> - энергия аннигиляции радиационных дефектов в мишени после облучения, *E*<sub>d</sub> - пороговая энергия смещения атома.

Мы рассчитывали количество радиационных дефектов для пороговой энергии 40 эВ для железной мишени [147]. Количество быстрых радиационных дефектов рассчитывали по соотношению (4.5) по дополнительной тепловой энергии в мишени через 0,1 с после облучения (за исключением потерь энергии на электронное торможение, составляющих ≈35% для атомов с энергией от 150 до 250 кэВ [82]):

$$E_{an1} = 0.65 \cdot K_1 K_2 K_3 \cdot c_v \cdot \Delta \cdot \rho \cdot S \cdot (T_1 - T_0)$$

$$\tag{4.6}$$

где *T*<sub>1</sub> - средняя температура мишени через 0,1 с после облучения.

На рисунке 74 показаны энергозатраты первичного выбитого атома в мишени на образование радиационных дефектов. Расчет выполнен методом молекулярной динамики [82]. Радиационные дефекты образуются только при упругом столкновении ПВА с атомом мишени.



Рисунок 73 – Отношение энергии повреждения к энергии ПВА в зависимости от энергии ПВА [82]

Энергия повреждения (damage energy) - это количество исходной энергии ПВА, расходуемой на формирование радиационных дефектов в мишени.

При расчете по соотношению (4.5) мы определяем общее количество быстрых радиационных дефектов в мишени без учета их аннигиляции при формировании каскада смещений. Процесс аннигиляции вызывает нагрев мишени и не влияет на расчет количества быстрых радиационных дефектов.

Общее количество медленных радиационных дефектов в мишени рассчитывали по соотношению (4.5) по энергии, которая выделяется при их аннигиляции в мишени, которая равна:

$$E_{an2} = \int_0^\tau (|W_{ir}| - |W_{exp}|) dt$$
(4.7)

где  $\tau$  - длительность измерения охлаждения мишени, в наших экспериментах  $\tau \approx 65$  с (см. рисунок 71.

Экспериментальную мощность потерь энергии при охлаждении мишени рассчитывали по соотношению (4,2), а мощность теплового излучения мишени рассчитывали по соотношению (4,3). На рисунке 75 показаны зависимости количества радиационных дефектов в мишени от поглощенной энергии пучка. Эта энергия равна сумме тепловой энергии в мишени через 0,1 с после облучения пучком ( $E_{an1}$ ) и энергии аннигиляции медленных радиационных дефектов в мишени ( $E_{an2}$ ).



Рисунок 74 – Зависимость количества быстрых (1) и медленных (2) дефектов в мишени из нержавеющей стали от поглощенной энергии пучка быстрых атомов

Наши исследования показали, что зависимость числа радиационных дефектов в мишени от поглощенной энергии пучка описывается линейной функцией (см. рисунок 75):

$$N_{\rm d} = K_{\rm d} \cdot E_{\rm sum}, \tag{4.8}$$

где *K*<sub>d</sub> - коэффициент, равный числу радиационных дефектов, образованных в мишени ионным пучком с энергией 1 Дж.

На рисунке 76 показана зависимость доли медленных дефектов в общем количестве радиационных дефектов от поглощенной энергии пучка быстрых атомов.



Рисунок 75 – Зависимость доли медленных дефектов в общем количестве радиационных дефектов от поглощенной энергии пучка быстрых атомов. Мишень из нержавеющей стали

При изменении поглощенной энергии пучка быстрых атомов от 4,5 до 11 Дж доля медленных дефектов в общем количестве радиационных дефектов меняется от 0,2 до 0,4. Это соответствует результатам моделирования (методом молекулярной динамики) эффективности каскада, формируемого первично выбитым атомом с энергией более 100 кэВ, см. рисунок 77 [2].



Рисунок 76 – Зависимость эффективности каскада смещений от энергии, затраченной на формирование каскада дефектов для мишени из нержавеющей стали [2]

Под эффективностью каскада смещений (cascade efficiency) понимают отношение стабильных радиационных дефектов в каскаде, формируемых одним первично выбитым атомом, к общему количеству первичных дефектов в каскаде [2].

При моделировании методом молекулярной динамики получено, что при энергии выше 10 кэВ эффективность каскада в α-железе увеличивается [148]. Авторы отмечают, что при высоких энергиях наблюдается расщепление каскада смещений на субкаскады. Энергия субкаскадов ниже энергии исходного каскада, и доля стабильных дефектов оказывается выше.

На рисунке 78 показаны результаты расчета общего количества дефектов (быстрых +медленных) в мишени.



Рисунок 77 – Зависимость суммарного количества радиационных дефектов в мишени из разных металлов (1 – нерж.сталь, 2 – титан, 3 – латунь, 4 – медь ) от поглощенной энергии МИП

Экспериментальные исследования показали, что в мишени из нержавеющей стали формируется меньше радиационных дефектов, чем в остальных. Это может быть обусловлено более высокой пороговой энергией смещения в железе (40 эВ), чем в меди и титане (30 эВ). Однако аналогичные зависимости для быстрых и медленных радиационных дефектов, формируемых в мишенях из разных металлов, значительно различаются, см. рисунок 79.



Рисунок 78 – Зависимость количества быстрых (а) и медленных (б) радиационных дефектов в мишени из разных металлов (1 – нерж.сталь, 2 – титан, 3 – латунь, 4 – медь) от поглощенной энергии

Минимальное количество быстрых дефектов образуется в титановой мишени и мишени из нержавеющей стали, а минимальное количество медленных дефектов – в мишени из нержавеющей стали.

# 4.4.2 Экспериментальное определение количества дефектов в каскаде

Одним из основных параметров, который рассчитывают при моделировании формирования радиационных дефектов в мишени, является количество дефектов в каскаде, образованном одной быстрой частицей. Наши исследования показали, что зависимость числа радиационных дефектов в мишени от поглощенной энергии пучка описывается линейной функцией, см. рисунок 78 и рисунок 79. Поэтому среднее число радиационных дефектов в каскаде смещений, образованном одним быстрым атомом, можно рассчитать по соотношению:

$$n_d = K_d \cdot E_{atom},\tag{4.9}$$

где *E*<sub>atom</sub> - энергия быстрого атома в пучке.

Величину *K*<sub>d</sub> рассчитывали при аппроксимации зависимости количества радиационных дефектов в мишени от поглощенной энергии МИП линейной функцией в программе OriginPro 9.0 [149].

Для расчета количества дефектов в каскаде, образованном одним быстрым атомом, нужно знать его кинетическую энергию. Выполненные исследования [150] показали, что спектр импульсного пучка электронов можно корректно рассчитать по осциллограммам ускоряющего напряжения и электронного тока. Однако расчет спектра всех ионов МИП невозможен из-за влияния низкоэнергетичных электронов. Для эффективной транспортировки и фокусировки ионного пучка необходимо обеспечить его зарядовую компенсацию электронами для предотвращения рассыпания в результате кулоновского расталкивания. Но при измерении плотности ионного тока с помощью ЦФ необходимо удалить тепловые электроны из МИП. Для этого используют поперечное магнитное поле, которое проникает в плазму на глубину скин-слоя. Скин-слой нейтрализованного электронами ионного пучка, формируемого ускорителем ТЕМП-6, составляет 4-6 мм [89] при диаметре МИП 5 см удалить все электроны невозможно. Поэтому необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает часть исследуемого пучка и попадает на коллектор ЦФ. Диаметр отверстия в КЦФ с магнитной отсечкой не должен превышать 3-5 мм для эффективного удаления всех электронов.

Для анализа состава МИП используют пространственное разделение различных ионов по пути дрейфа от диода к регистрирующему устройству. Это позволяет определить спектры ионов разной массы и степени ионизации, входящие в МИП сложного состава. Однако при этом появляется значительная задержка осциллограммы плотности ионного тока, см. рисунок 2. Для устранения задержки регистрации ионов осциллограмму плотности ионного тока сдвигали в программе OriginPro 9,0 на среднее время дрейфа ионов от диода до КЦФ. По скорректированной осциллограмме рассчитывали спектр ионов.

При расчете интегрального спектра ионов в программе OriginPro 9,0 строили зависимость плотности ионного тока от ускоряющего напряжения, затем в электронной таблице сортировали синхронно значения ускоряющего напряжения и плотности ионного тока в порядке увеличения напряжения («Sort columns/ascending»). В дальнейшем интегрировали плотность ионного тока по ускоряющему напряжению, что позволило суммировать ионы с одинаковой энергией, которые генерируются в течение переднего и заднего фронтов импульса. Затем пересчитывали плотность заряда ионов на их флюенс и строили интегральную зависимость флюенса ионов от их энергии (интегральный спектр флюенса ионов) [151]. Результаты расчета интегрального спектра ионов показаны на рисунке 80. Расчет выполнен по плотности ионного тока, поэтому спектр соответствует флюенсу ионов с определенной энергией.



Рисунок 79 – Интегральный спектр флюенса ионов, рассчитанный по плотности ионного тока (1) и по ЧЛ (2). Погрешность расчета спектра (3)

Расчет по экспериментальной осциллограмме плотности ионного тока является прямым методом определения спектра МИП, но содержит систематическую погрешность из-за одновременной регистрации медленных и быстрых ионов. Расчеты показали, что ионы, которые формируются при большом ускоряющем напряжении (U>150 кВ), на пути дрейфа до КЦФ догоняют медленные ионы, которые формируются в течение переднего фронта импульса напряжения, см. рисунок 28, кривая 3 (570 нс < t < 640 нс). Кроме того, из-за разной скорости

ионов осциллограмма плотности ионного тока расширяется, что также вносит погрешность в расчет спектра ионов.

Погрешность расчета спектра ионов по осциллограмме плотности ионного тока можно устранить при расчете спектра по одномерному соотношению Чайлда-Ленгмюра (Ч-Л) для ионов (см. соотношение (2,14)). Результаты расчета спектра ионов по Ч-Л показаны на рисунке 80. Расчет выполнен аналогично расчету спектра ионов по экспериментальным значениям плотности ионного тока.

На рисунке 80 показана также погрешность расчета интегрального спектра ионов:

$$Er(E) = \frac{100 \left| n_{KU\phi}(E) - n_{UT}(E) \right|}{n_{KU\phi}(E)},\%$$
(4.10)

где  $n_{KU\phi}(E)$  – флюенс ионов с энергией от 0 до E, рассчитанный по плотности ионного тока;  $n_{\Psi \Pi}(E)$  – флюенс ионов с энергией от 0 до E, рассчитанный по Ч-Л для ионов.

Выполненные исследования показали, что 85% ионов в пучке, формируемом диодом с графитовым анодом, имеют энергию в диапазоне от 150 кэВ до 260 кэВ, см. рисунок 80. При этом ионы с энергией в диапазоне от 150 кэВ до 260 кэВ переносят 90% энергии МИП.

Среднюю энергию быстрых атомов в пучке, генерируемым ускорителем ТЕМП-6, можно рассчитать более точно по плотности энергии и плотности ионного тока в фокусе для режима без металлической сетки. Число быстрых атомов в этом режиме составляет ≈20%, см. Главу 3, Результаты измерения плотности энергии пучка атомов показаны на рисунке 81.



Рисунок 80 – Термограмма отпечатка МИП и распределение плотности энергии в фокусе в (1) горизонтальном и (2) вертикальном сечениях

На рисунке 82 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, а также результаты времяпролетной диагностики состава МИП. Плотность ионного тока измеряли с помощью КЦФ, расположенного на расстоянии 14 см от диода.



Рисунок 81 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1, второй импульс), экспериментальной (2, точки) и расчетной (3, линия) плотности ионного тока ионов C<sup>+</sup>

Плотность заряда МИП (интеграл плотности ионного тока) в фокусе составляет  $1,9 \cdot 10^{-5}$  Кл/см<sup>2</sup> [51], что соответствует потоку ионов и быстрых атомов  $1,2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Плотность энергии в фокусе составляет 4,5 Дж/см<sup>2</sup> ±8%, что соответствует средней энергии иона 190 кэВ. Перезарядка иона происходит в основном при взаимодействии с молекулами остаточного газа в диодной камере, а не в А-К зазоре, поэтому энергия быстрого атома равна энергии иона. В таблице 10 приведены результаты расчетов по соотношению (4.9).

Материал	<b>W</b>	$K_{d2} \times 10^{16}$	Быстрые	Медленные	N
мишени	$\mathbf{K}$ dl ×10 <sup>-3</sup>		дефекты	дефекты	INexp
Нерж. сталь	13,2	5,4	4010	1640	5650
Титан	12,8	11	3890	3340	7230
Латунь	19,6	5,7	5960	1730	7690
Медь	19,5	5,8	5930	1760	7690

Таблица 10 – Количество дефектов в каскаде быстрого атома углерода

К<sub>d1</sub> и K<sub>d2</sub> - коэффициенты, равные соответственно числу быстрых и медленных радиационных дефектов, образованных в мишени пучком с энергией 1 Дж; N<sub>exp</sub> - общее количество дефектов (быстрых +медленных) в каскаде.

# 4.4.3 Моделирование формирования радиационных дефектов с помощью SRIM

Для моделирования использовалась среда SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) – пакет программ, предназначенный для моделирования физических процессов возникновения
каскадов радиационных дефектов при облучении слоистых твердотельных композиций заряженными частицами [152].

SRIM (ранее называемый TRIM) является кодом BCA (binary collision approximation), который использует метод Монте-Карло для описания траектории бомбардирующей частицы и повреждений, созданных частицей в аморфных твердых телах. SRIM использует максимальные параметры воздействия, заданные плотностью среды, и постоянный свободный пробег между столкновениями. Стохастические методы используются для выбора параметра удара для каждого столкновения и определения плоскости рассеяния.

Программное обеспечение SRIM рассматривает проникновение ионов в материал с приближением бинарных столкновений, т.е. как ряд независимых двоичных столкновений. Электронная остановка используется на ионах вдоль ее траектории движения как сила трения, в принципе так же, как и при моделировании МД. Единственными параметрами, используемыми для описания материала в отношении выбора столкновений атомов, являются плотность материала и относительный элементный состав. Расчеты SRIM могут выполняться в двух разных режимах:

«Распределение ионов и быстрый расчет повреждений» и «Детальный расчет с полным каскадом повреждений». В первом следует только путь входящего иона. В последнем случае также выполняются все столкновения (первичные, вторичные и т. Д.), имеющие энергию выше пороговой.

Для описания процесса повреждений и распыления, код использует: параметры энергии связи решетки, энергию поверхностной связи и энергия смещения. В SRIM можно вычислить повреждений несколькими различными способами.

В режиме «Распределение ионов», число дефектов оценивается с использованием уравнения Кинчин-Пейза для каждого ПВА на основе его энергии.

«Распределение ионов и быстрый расчет повреждений» (Ion Distribution and Quick Calculation of Damage) - данный режим применяется, в случае если выполняется расчёт окончательного распределения ионов в мишени, потери энергии иона на ионизацию атомов мишени, передача энергии атомам отдачи, а кроме того отслеживаются упруго отражённые и прошедшие ионы. В этом режиме не рассматриваются подробно процессы, связанные с распылением мишени и поведением атомов отдачи.

«Детальный расчет с полным каскадом повреждений» (Detailed Calculation with full Damage Cascades) – в данном режиме дополнительно отслеживается каждый отдельный атом

отдачи до тех пор, пока его энергия не станет меньше энергии смещения того или иного атома мишени из равновесного состояния;

Программа SRIM позволяет получить энергетические потери в веществе при облучении ионом. Всего выделяется два основных вида потерь:

- Ионизационные потери. Электроны мишени поглощают энергию быстро движущихся ионов и атомов отдачи, а затем выделяют ее в виде тепла (если мишенью является металл) или в виде фононов (если мишенью является изолятор).

- Потери на образование фононов. Если энергия, переданная атому кристаллической решетки, недостаточна для смещения атома со своего места, то эта энергия будет затрачена на вибрацию. Эта массовая вибрация описывается как образование фонон.

С помощью программы SRT (Stopping/Range tables) была рассчитана глубина внедрения иона в зависимости от энергии иона. Данные представлены в таблице 11.



a)



Рисунок 82 – Траектория движения иона C<sup>+</sup> в меди при энергии 10 кэВ (а) и 300 кэВ (б) Таблица 11. Глубина пробега иона C<sup>+</sup>

Материал		Глубина пробега, А					
	10 кэВ	50 кэВ	100 кэВ	150 кэВ	200 кэВ	250 кэВ	300 кэВ
медь	128	727	1332	1901	2484	2863	3391
железо	170	752	1385	1798	2318	2757	3378
титан	245	1069	1823	2690	3412	3949	4629
цирконий	244	1114	1760	2557	3185	3656	4551

При моделировании по программе SRIM мы рассчитывали количество смещений, образованных ионом и выбитым атомом (detailed calculation with full damage cascades) при lattice binding energy = 3 эB, for threshold energy  $E_d$  = 30 эB для Cu, Ti and Zn мишеней,  $E_d$  = 40 эB для

железной мишени. Были получены зависимости изменения потерь энергии (рисунок 84б) и образования межузельных атомов на один ион в зависимости от энергии налетающего иона (рисунок 84а), потери энергии на нагрев, вибрацию и образование вакансий (таблица 12).



Рисунок 83 – Зависимости изменения количества вакансий на один налетающий ион C<sup>+</sup> в различнынх материалах (1 – Cu, 2 – Fe, 3 – Ti, 4 – Zr) (а) и изменение потерь энергии (5 – фононы, 6 – ионизация, 7 – вакансии) для меди (б).

Количество радиационных дефектов рассчитывалось:

Вакансии + Смещенный атом + Межузельный атом = Радиационные дефекты (4.11) Межузельный атом = Вакансии + Смещенный атом (4.12)

Таблица 12 – Потери энергии в металлах при энергии иона 300 кэВ

Материал	Энергия, кэВ					
	Потери на	Потери на	Потери на образование	Общая		
	нагрев	вибрацию	вакансий	энергия		
медь	248,16 (82,72%)	47,28 (15,76%)	4,56 (1,52%)	300		
железо	258,99 (86,33%)	37,5 (13,7%)	3,51 (1,17%)	300		
титан	267,72 (89,24%)	29,88 (9,96%)	2,4 (0,8%)	300		
цирконий	261,93 (87,31%)	35,13 (11,71%)	2,94 (0,98%)	300		

Материал	Вакансии	Смещенный атом	Межузельный атом	РД
медь	1534	89	1623	3246
железо	1180	96	1275	2550
титан	801	56	857	1714
цирконий	992	70	1061	2123

Моделирование по программе SRIM показало, что основная часть кинетической энергии иона при торможении в металлической мишени расходуется на возбуждение электронной подсистемы (electronic stopping), см. таблицу 12.

В ходе моделирования были получены данные по количеству радиационных дефектов, которые образуются на один налетающий ион в меди, железе, титане и цирконии, распределение потерь энергии иона в образце. При энергии иона 300 кэВ количество РД на один ион в меди составило 3246 шт, в железе 2550 шт, в цирконии 2123 шт и в титане 1714 шт. Наибольший пробег иона при энергии 300 кэВ в титане равен 4629 Å, а наименьший в железе до 3378 Å. Так же следует заметить, что энергия иона расходуется не только на ионизацию и образование вакансий в мишени. При низких энергиях иона ее большая часть тратится на фононы и может составлять более 50% от общей энергии. Потери на ионизацию увеличиваются пропорционально увеличению энергии иона.

Программа SRIM позволяет рассчитать траекторию и глубину пробега, количество радиационных дефектов, образованных ионом и выбитыми атомами. Однако расчет SRIM является проблематичным. Отсутствие детальной физики материальной термодинамики и структуры кристаллов, естественно, ограничивает информацию, полученную из кода. Но это особенность используемого физического приближения.

Материал мишени	Ed	N <sub>exp</sub>	Nsrim
Нерж. сталь	40 эВ	5650	1200
Титан	30 эВ	7230	1130
Латунь (64% Cu +36% Zn)	30 эВ	7690	1900
Цинк	30 эВ		1760
Медь	30 эВ	7690	1980

Таблица 14 – Количество дефектов в каскаде быстрого атома углерода

 $N_{SRIM}$  - количество дефектов в каскаде, рассчитанное по программе SRIM для иона C<sup>+</sup> с энергией 200 кэВ. (Энергия связи решетки (lattice binding energy) = 3 эВ).

#### 4.4.4 Расчет концентрации дефектов методом первично выбитого атома

Первично выбитый атом – это первый атом, смещенный из узла кристаллической решетки при торможении быстрой частицы. Если ПВА способен передавать другому атому решетки энергию (большую, чем энергия смещения атома решетки), то он выбивает второй атом, который

при том же условии смещает третий атом, и т.д. Таким образом, высокоэнергичные заряженные частицы создают в твердых телах целые каскады атом-атомных смещений.

Моделированием методом ПВА называется метод, при котором рассматривается атом, которому уже была передана энергия, и те радиационные дефекты, которые он создаст, не рассматривая саму исходную заряженную частицу. Моделированием методом ПВА позволяет абстрагироваться от налетающей заряженной частицы, не рассматривать примесные атомы и работать с чистыми материалами, что позволяет упростить процесс моделирования, и рассматривать атом-атомные процессы.

В программе SRIM рассчитывали количество дефектов в мишени при торможении иона (ион и атомы кристаллической решетки являются идентичными) с энергией 250 кэВ, энергию кристаллической решетки задавали равной энергии смещения для материала мишени (*E*<sub>d</sub>= 30 эВ для меди). При моделировании методом ПВА было рассчитано количество РД, образованных ионом и отскочившим атомом. Результаты расчетов приведены в таблице 15.

Материал мишени	Потери энер	Количество дефектов в каскаде			
	Эл. торможение	Фононы	Nsrim	Nпba	Nexp
Титан	84%	12%	1130	2050	7230
Нерж. сталь	81%	16%	1200	2110	5650
Цинк	77%	19%	1900	3090	
Латунь	77%	19%	1760	3346	7690
(64% Cu +36% Zn)	,,,,,,	1770	1700	5510	1050
Медь	78%	19%	1980	3490	7690

Таблица 15 – Моделирование количества дефектов в каскаде по программе SRIM

## 4.4.5 Расчет концентрации дефектов методом коррекции баланса энергии

Программа SRIM позволяет рассчитать не только количество радиационных дефектов в каскаде иона, но и энергетические потери иона при торможении в мишени (в процентах от начальной энергии иона). При моделировании выполняется расчет потерь энергии иона на электронное торможение и потерь энергии на возбуждение тепловых колебаний атомов решетки мишени (фононы).

Результаты моделирования по программе SRIM использовали для оценки количества радиационных дефектов в каскаде атома углерода. При этом энергию, которую теряет ион на

электронное торможение, учитывали на формирование радиационных дефектов. Тогда количество радиационных дефектов в каскаде быстрого атома равно:

$$N_{\text{53}} = N_{\text{SRIM}} \frac{E_{_{33}}}{E_{_{\phion}}},\tag{4.13}$$

где  $E_{\text{эл}}$  – потери энергии на электронное торможение,  $E_{\phi \text{он.}}$  – потери энергии на возбуждение фононов.

Результаты расчёта концентрации дефектов методом коррекции баланса энергии при торможении быстрого атома углерода с энергией 200 кэВ приведены в таблице 16.

Таблица 16 – Моделирование количества дефектов в каскаде методом коррекции баланса

Материал	Потери энергии иона		Количе			
мишени	Эл. торможение	Фононы	Nexp	Nsrim	NбЭ	Погрешность
Fe	81%	16%	5650	1200	6080	+8%
Ti	84%	12%	7230	1130	7910	+9%
Латунь	77%	19%	7690	1900	7700	+0,1%
Zn	77%	19%	-	1760	-	-
Cu	78%	19%	7690	1980	8130	+6%

энергии

Выполненные расчеты по соотношению (4.12) показали хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений количества радиационных дефектов в каскаде, образованном одним быстрым атомом углерода.

## 4.4.6 Моделирование формирования радиационных дефектов с помощью LAMMPS

LAMMPS – это бесплатный, открытый исходный код, разработанный и поддерживаемый в Sandia National Laboratories. LAMMPS – это универсальное программное обеспечение для моделирования методом молекулярной динамики.

Молекулярная динамика (МД) является вторым основным типом методологии, используемой для описания каскадов столкновений. МД - метод моделирования на атомарном уровне [134]. Основополагающее предположение состоит в том, что можно рассматривать ионы и электроны как единую, классическую сущность. Таким образом, атомы ведут себя в соответствии с принципами классической механики, сформулированными Ньютоном и Гамильтоном. В простейших физических терминах МД можно охарактеризовать как метод

«отслеживания частиц». Оперативно, это метод генерации траекторий системы из N частиц путем прямого численного интегрирования уравнений движения Ньютона с соответствующей спецификацией межатомного потенциала и подходящих начальных и граничных условий.

Моделирование проводили для атома C<sup>+</sup> с энергией от 1 до 5 кэВ. В качестве образцов для моделирования были выбраны конструкционные материалы: медь, железо, титан. Размер ячейки 50x50x150 Å. Ввод исходных параметров модели осуществлялся через текстовый конфигурационный файл, содержащий последовательный набор команд и параметров. Результат записывался также в текстовый файл в виде порядковых номеров, координат и прочей информации об атомах и молекулах (тип, скорость, энергия и др.).

На рисунке 85 представлена зависимость количества дефектов от энергии налетающей частицы для различных материалов.



Рисунок 84 – Зависимость количества радиационных дефектов в каскаде иона C<sup>+</sup> от его энергии для мишеней из разных металлов (1 – Cu, 2 – Ti, 3 – Fe). Моделирование по программе LAMMPS

В Таблице 17 приведены данные о количестве дефектов, которые образуются в мишенях из титана, меди и железа, полученные с помощью программы LAMMPS.

Материал	Количество дефектов на один атом углерода					
	1 кэВ	2 кэВ	3 кэВ	4 кэВ	5 кэВ	
Титан	67	97	266	354	415	
Медь	78	89	304	422	513	
Железо	30	41	100	202	242	

Таблица 17 – Количество дефектов, которые образуются в каскаде одного атома



Зависимость глубины пробега иона от энергии приведена на рисунке 86.

Рисунок 85 – Зависимость глубины пробега иона C<sup>+</sup> от энергии для мишеней из разных металлов

В таблице 18 приведены данные о глубине пробега иона, в мишенях из титана, меди и железа, полученные с помощью программы LAMMPS.

Материал	Количество дефектов на один атом углерода					
	1 кэВ	2 кэВ	3 кэВ	4 кэB	5 кэВ	
Титан	31	45	88	113	130	
Медь	17	22	35	47	72	
Железо	16	23	50	66	51	

Таблица 18 – Глубина пробега иона С+

С увеличением энергии во всех материалах глубина пробега увеличивается. Наибольшая глубина пробега в мишени из титана.

Для визуализации результатов моделирования, полученных с помощью программы LAMMPS, использовалась программа Ovito (Open Visualization Tool). Это свободно доступное программное обеспечение для визуализации и анализа атомистических наборов данных, получаемых в результате моделирования молекулярной динамики/статики и моделирования по методу Монте-Карло. Ovito – программное обеспечение, написанное на C++, которое работает во всех основных операционных системах.

Положение каждого атома в эталонной конфигурации определялось ячейкой Вигнера-Зейтца (также называемой ячейкой Вороного). Алгоритм анализа Вигнера-Зейтца подсчитывает количество атомов (из смещенной конфигурации), которые занимают каждое положение (эталонной конфигурации). Как правило, каждое место занято ровно одним атомом, потому что большая часть кристалла остается неповрежденной, и атомы не покидают свои исходные позиции. Однако некоторые места могут быть заняты нулевыми атомами (вакансии) или более чем одним атомом (междоузлия) [153].

На рисунке 87 показана 3D модель, построенная в программе LAMMPS. 3D модель построена для медной мишени с размерами 100 × 100 Ангстрем, ион C +

Модель имеет ряд существенных недостатков, основным из которых является неоднозначность взаимосвязи количества смещений на атом с реальными изменениями микроструктуры материала при различных условиях



Рисунок 86 – Каскад дефектов в медной мишени при энергии атома углерода 5 кэВ (красным цветом обозначены междоузельные атомы, зеленым цветом обозначены вакансии)

Очевидно, что точечные дефекты, возникающие в каскадах столкновений, не всегда способствуют изменению свойств. Например, некоторые вакансии образуют неподвижные кластеры. Поскольку только подвижные точечные дефекты принимают участие в кинетике дефектов набухания пустоты и ползучести облучения, только часть точечных дефектов, генерируемых в каскадах, вносит свой вклад в кинетику. Очень важно определить, какая доля от общего объема перемещений приходится на свободно мигрирующие дефекты, и эта доля определяется как каскадная эффективность. очевидно, что точечные дефекты, образующиеся при столкновении каскадов, не всегда способствуют изменению свойств. Например, некоторые вакансии образуют неподвижные кластеры. Поскольку только подвижные точечные дефекты принимают участие в кинетике дефектов набухания и ползучести, только часть точечных дефектов, генерируемых в каскадах, вносит свой вклад в кинетику. Очень важно определить, какая доля суммарных перемещений приходится на свободно мигрирующие дефекты, и эта доля определяется как каскадная эффективность.

## 4.5 Исследование энергии активации миграции радиационных дефектов

Разработанная калориметрическая диагностика позволяет определить не только количество радиационных дефектов, формируемых в мишени быстрыми атомами или ионами, но и энергию активации миграции дефектов, температурный диапазон, длительность и динамику их аннигиляции. Энергию активации миграции дефектов определяли сравнением расчетных и экспериментальных значений мощности аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени после облучения пучком быстрых атомов.

## 4.5.1 Моделирование аннигиляции радиационных дефектов

Выполненные исследования показали, что концентрация медленных радиационных дефектов в мишени после облучения одним импульсом МИП не превышает 0,15%, что соответствует среднему расстоянию между дефектами, равному 17 межатомных расстояний материала мишени. Поэтому их аннигиляцию можно рассматривать независимо друг от друга (реакция первого порядка) и скорость аннигиляции пропорциональна количеству радиационных дефектов *Nd*:

$$\frac{dN_d}{dt} = -k_{an} \cdot N_d , \qquad (4.14)$$

где *k*<sub>an</sub> - константа скорости аннигиляции радиационных дефектов.

----

Тогда количество радиационных дефектов равно:

$$N_{d}(t) = N_{d0} \exp[-k_{an} \cdot t]$$
(4.15)

где *N*<sub>d0</sub> – начальное количество дефектов в мишени после облучения.

При охлаждении мишени после облучения в ней выделяется энергия аннигиляции радиационных дефектов. Мощность аннигиляции радиационных дефектов (W<sub>an</sub>>0) равна:

$$W_{an}(t) = \varepsilon_d \frac{dN_d(t)}{dt} = -\varepsilon_d \cdot N_{d0} \cdot \exp(-k_{an} \cdot t) \cdot \frac{dk_{an}(T)}{dt}$$
(4.16)

где *ε*<sub>d</sub> – пороговая энергия образования пары радиационных дефектов (вакансия +межузельный атом), равная количеству энергии, которая выделяется при их аннигиляции.

Константа скорости аннигиляции радиационных дефектов зависит от температуры мишени и уменьшается при ее охлаждении. Скорость ее изменения можно записать в виде:

$$\frac{dk_{an}(T)}{dt} = \frac{dk_{an}(T)}{dT} \cdot \frac{dT}{dt} = V_T \cdot \frac{dk_{an}(T)}{dT}$$
(4.17)

где *V*<sub>T</sub>(t) – скорость изменения температуры при охлаждении мишени.

Охлаждение мишени после облучения происходит медленно,  $V_{\rm T}$  = - (1÷5) К/с и аннигиляция радиационных дефектов происходит в равновесных условиях. В этом случае температурную зависимость константы скорости аннигиляции радиационных дефектов можно записать в виде уравнения Аррениуса [143]:

$$k_{an}(T) = A \exp(-\varepsilon_{an} / k_B T)$$
(4.18)

Здесь предэкспоненциальный множитель А равен числу перемещений радиационного дефекта до аннигиляции, *k*в - постоянная Больцмана, *ε*an - энергия активации аннигиляции дефектов. При низкой концентрации радиационных дефектов число перемещений одного радиационного дефекта до аннигиляции может быть значительно больше единицы. Тогда из уравнений (4.16) - (4.18) получим:

$$\frac{dk_{an}(T)}{dt} = \frac{A \cdot \varepsilon_{an} \cdot V_T}{k_B T^2} \exp(-\varepsilon_{an} / k_B T)$$
$$W_{an}(t) = -\frac{N_{d0} \cdot A \cdot \varepsilon_d \cdot \varepsilon_{an} \cdot V_T}{k_B T^2} [\exp(-\varepsilon_{an} / k_B T)] \cdot [\exp(-k_{an} \cdot t)]$$

Расчетная мощность аннигиляции радиационных дефектов может быть записана в виде:

$$W_{an}(t) = \frac{-\kappa_{an} \cdot V_T}{T^2} \left[ \exp\left(\frac{-\varepsilon_{an}}{k_B T}\right) \right] \cdot \left[ \exp(-k_{an} \cdot t) \right]$$
(4.19)

где *K*<sub>an</sub> – константа, равная:

$$K_{an} = \frac{N_{d0} \cdot A \cdot \varepsilon_d \cdot \varepsilon_{an}}{k_B} = \frac{N_0 \cdot A \cdot dpa \cdot \varepsilon_d \cdot \varepsilon_{an}}{k_B}$$
(4.20)

Здесь dpa=N<sub>d0</sub>/N<sub>0</sub>, где N<sub>0</sub> - число атомов в мишени.

При охлаждении мишени  $V_T < 0$ ,  $K_{an} > 0$  и из уравнения (4.19) получим  $W_{an} > 0$ , что соответствует выделению энергии при аннигиляции дефектов. На рисунке 88 приведены расчетные (по соотношению 4.19) значения мощности аннигиляции радиационных дефектов при A·dpa=0,5 и постоянной скорости охлаждения мишени  $V_T = -1$  K/c.



Рисунок 87 – Зависимость мощности аннигиляции радиационных дефектов от температуры ( при  $\epsilon_{an}$  1 – 0,15 эВ, 2 – 0,2 эВ, 3 – 0,3 эВ) .

Количество атомов в мишени диаметром 9,7 мм из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм составляет 6,2·10<sup>20,</sup>

# 4.5.2 Экспериментальное определение энергии активации аннигиляции радиационных дефектов

Энергию активации аннигиляции дефектов определяли сравнением расчетных и экспериментальных значений мощности аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени после облучения пучком быстрых атомов. На рисунке 89 показана расчетная мощность аннигиляции радиационных дефектов по соотношению (4.19) и расчетная мощность потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения и аннигиляции радиационных дефектов, которая равна:

$$W_{\text{calc1}} = W_{\text{ir}} + W_{\text{an}} \tag{4.21}$$

Расчет мощности аннигиляции дефектов выполнен для A·dpa=0,5 и  $\epsilon_{an} = 0,3$  эВ.



Рисунок 88 – Изменение температуры мишени (1) и экспериментальной мощности потерь тепловой энергии в мишени (2) при охлаждении. Расчетные значения мощности теплового излучения мишени (3), мощности аннигиляции дефектов (4) и мощности потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения и аннигиляции дефектов (5)

Для более точного определения энергии активации аннигиляции радиационных дефектов, рассчитанные (по соотношению 4.19) и экспериментальные значения мощности аннигиляции радиационных дефектов на рисунке 90 показаны в координатах Аррениуса log(W) = f(1000/T).



Рисунок 89 – Зависимость от температуры расчетной (1, W<sub>an</sub>) и экспериментальной мощности аннигиляции радиационных дефектов без учета (2, W<sub>an</sub><sup>exp1</sup>) и с учетом (3, W<sub>an</sub><sup>exp2</sup>) миграции дефектов в мишени

Экспериментальные значения мощности аннигиляции радиационных дефектов были рассчитаны по соотношению:

$$W_{an}^{\exp 1} = \left| W_{\exp} - W_{ir} \right| \tag{4.22}$$

Выполненные исследования показали, что при уменьшении плотности энергии МИП охлаждение мишени удовлетворительно описывается двумя процессами - потерей энергии в мишени за счет теплового излучения и выделением энергии при аннигиляции дефектов (см. рисунок 91), экспериментальные и расчетные мощности совпадают в пределах 10%.



Рисунок 90 – Изменение температуры мишени (1) и экспериментальной мощности потерь тепловой энергии в мишени (W<sub>exp</sub>, 2) при охлаждении. Расчетные значения мощности теплового излучения мишени (W<sub>ir</sub>, 3), мощности аннигиляции дефектов (W<sub>an</sub>, 4), мощности потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения (W<sub>calc1</sub>, 5) и экспериментальные значения мощности аннигиляции радиационных дефектов (6). Изменение при охлаждении мишени (а) и в координатах Аррениуса (б)

Параметры радиационных дефектов, полученных с помощью калориметрической диагностики радиационных процессов для мишеней из разных металлов, представлены в таблице 19.

Материал мишени	ε <sub>an</sub> , эB	A·сна(dpa)
Нерж. сталь	0,3±0,05	0,5-0,9
Медь	0,3±0,05	0,8-1,3
Латунь	0,3±0,05	1,0-1,7
Титан	0,1±0,02	0,009-0,03

Таблица 19 – Параметры радиационных дефектов

Проведенные исследования показали, что в течение первых 20 с после облучения пучком быстрых атомов (*T*>100°C, см. рисунок 89) экспериментальная мощность потерь энергии в мишени превышает (по модулю) расчетные значения, полученные с учетом теплового излучения от мишени и аннигиляции радиационных дефектов. Это можно объяснить дополнительным потреблением энергии в мишени. Эта энергия не превышает 15% энергии теплового излучения

мишени при ее охлаждении. В дальнейшем охлаждение мишени удовлетворительно описывается двумя процессами - потерей энергии в мишени за счет теплового излучения и выделением энергии при аннигиляции дефектов (см. рисунок 89), экспериментальные и расчетные мощности совпадают в пределах 10%.

Следующая часть исследований была выполнена на мишенях из меди, латуни (64% Cu+36% Zn) и титана, размеры которых также были значительно меньше поперечных размеров пучка быстрых атомов. Диск диаметром 9,7 мм и толщиной 100 мкм (Cu), 75 мкм (латунь) и 50 мкм (Ti) был установлен в центральном отверстии большой мишени из нержавеющей стали и закреплен проволокой, см. рисунок 92.



Рисунок 91 – Инфракрасное изображение мишени с центральным диском. Распределение температуры в горизонтальном направлении перед облучением (1) и после облучения пучком (2 – 0.2c, 3 – 5c, 4 – 10 c, 5 – 20 c)

На рисунке 93 приведены экспериментальные значения мощности потерь тепловой энергии в медных, латунных и титановых мишенях и мощности теплового излучения от этих мишеней.





Рисунок 92 – Изменение температуры мишени (1) и экспериментальной мощности потерь тепловой энергии в мишени (2, W<sub>exp</sub>) при охлаждении. Расчетные значения мощности теплового излучения мишени (3, W<sub>ir</sub>), мощности потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения и аннигиляции дефектов (4, W<sub>calc2</sub>, линия), зависимость от температуры расчетной (5, W<sub>an</sub>) и экспериментальная мощность аннигиляции радиационных дефектов без учета (6, W<sub>an</sub><sup>exp1</sup>) и с учетом (7, W<sub>an</sub><sup>exp2</sup>) миграции дефектов в мишени. Изменение при охлаждении мишеней (а) и в координатах Аррениуса (б)

Удельную теплоемкость в расчетах принимали равной для меди 385 Дж/(кг·К), латуни 380 Дж/(кг·К), титана 527 Дж/(кг·К). Излучательную способность передней поверхности мишени (сторона облучения пучком) принимали равной 0,6 (неполированная поверхность металла); излучательная способность задней поверхности мишени составляла 0,95, так как она была покрыта тонким слоем матовой черной краски. Параметры дефектов, полученные в результате калориметрической диагностики быстрых радиационных процессов в различных мишенях, представлены в таблице 19.

Проведенные исследования показали, что охлаждение медных, латунных и титановых мишеней (с размерами меньше диаметра пучка) также происходит медленнее, чем должно быть при охлаждении только за счет теплового излучения - экспериментальная мощность потерь

энергии меньше (по модулю) мощности теплового излучения. Это также можно объяснить выделением дополнительной энергии в мишени при аннигиляции радиационных дефектов, которые образуются в мишени при облучении быстрыми атомами.

## 4.5.3 Моделирование миграции радиационных дефектов

В начальное время после облучения пучком быстрых атомов (*t*<15 с, см. рисунок 89 и рисунок 93) экспериментальная мощность потерь энергии в мишенях превышает расчетные значения, полученные с учетом теплового излучения мишени и аннигиляции радиационных дефектов. Это можно объяснить дополнительным расходом энергии в мишени на миграцию дефектов при высокой температуре без их аннигиляции.

Миграция вакансий, как и межузельных атомов, идет с потреблением энергии, несмотря на то, что каждый дефект выполняет серию перемещений между различными равноэнергетическими положениями в решетке. Каждый акт перемещения сопровождается взаимодействием с несколькими соседними атомами. Энергия активации миграции и температура мишени определяют вероятность таких перемещений. Только миграция дефектов с выходом на поверхность мишени (или дислокаций, границ зерен и др.) приводит к потреблению энергии.

Подобно аннигиляции радиационных дефектов, процесс уменьшения количества радиационных дефектов во время их миграции можно рассматривать как реакцию первого порядка. В этом случае скорость уменьшения числа дефектов пропорциональна их концентрации  $N_{\rm m}$ :

$$\frac{dN_m}{dt} = -k_m(T) \cdot N_m , \qquad (4.23)$$

где *k*<sub>m</sub> - константа скорости миграции дефектов (с уменьшением их количества). Тогда число мигрирующих дефектов равно:

$$N_m(t) = N_{d0} \exp[-k_m(T) \cdot t]$$
(4.24)

Мощность потерь энергии в мишени на миграцию дефектов (*W*<sub>m</sub> <0) равна:

$$W_m(t) = -\varepsilon_m \frac{dN_m(t)}{dt} = \varepsilon_m \cdot N_{do} \cdot \exp(-k_m \cdot t) \cdot \frac{dk_m(T)}{dt}$$
(4.25)

где *Е*<sub>m</sub> – пороговая энергия активации миграции дефектов.

Константа скорости миграции радиационных дефектов зависит от температуры мишени и уменьшается при ее охлаждении. Скорость ее изменения можно записать в виде:

$$\frac{dk_m(T)}{dt} = \frac{dk_m(T)}{dT} \cdot \frac{dT}{dt} = V_T \cdot \frac{dk_m(T)}{dT}$$
(4.26)

Температурную зависимость константы скорости миграции дефектов можно записать в виде уравнения Аррениуса:

$$k_m(T) = A_m \exp(-\varepsilon_m / k_B T)$$
(4.27)

Здесь предэкспоненциальный коэффициент A<sub>m</sub> характеризует частоту тепловых колебаний атомов вокруг вакансии, которые приводят к заполнению вакансии и ее смещению. Тогда из уравнений (4.23) - (4.27) получим:

$$\frac{dk_m(T)}{dt} = \frac{A_m \cdot \varepsilon_m \cdot V_T}{k_B T^2} \exp(-\varepsilon_m / k_B T)$$
$$W_m(t) = \frac{N_{do} \cdot A \cdot \varepsilon_m^2 \cdot V_T}{k_B T^2} [\exp(-\varepsilon_m / k_B T)] \cdot [\exp(-k_m \cdot t)]$$

Расчетная мощность потерь энергии на миграцию радиационных дефектов может быть записана в виде:

$$W_m(t) = \frac{\kappa_m \cdot v_T}{T^2} \left[ \exp\left(\frac{-\varepsilon_m}{kT}\right) \right] \cdot \left[ \exp(-k_m \cdot t) \right]$$
(4.28)

где *K*<sub>m</sub> – константа, равная:

$$K_m = \frac{N_{d0} \cdot A_m \cdot \varepsilon_m^2}{k_B} = \frac{N_0 \cdot A_m \cdot dpa \cdot \varepsilon_m^2}{k_B}$$
(4.29)

При охлаждении мишени  $V_T < 0$ ,  $K_m > 0$  и из соотношения (4.28) получим  $W_m(t) < 0$ , что соответствует затратам тепловой энергии при миграции дефектов.

## 4.5.4 Экспериментальное определение энергии активации миграции радиационных дефектов

Энергию активации миграции дефектов определяли сравнением расчетных и экспериментальных значений мощности потерь энергии в мишени на миграцию дефектов при охлаждении мишени после облучения пучком быстрых атомов. Расчетные (по соотношению 4.28 при A<sub>m</sub> = 1) и экспериментальные (по соотношению 4.30) значения мощности потерь энергии на миграцию радиационных дефектов показаны на рисунке 94.

Экспериментальная мощность потерь энергии на миграцию радиационных дефектов равна:

$$W_{\rm m}^{\rm exp}(t) = W_{\rm exp} - W_{ir} + W_{an}$$
 (4.30)

Выполненные исследования показали, что энергия активации миграции радиационных дефектов превышает энергию активации аннигиляции дефектов. Для металлов энергия активации миграции межузельных атомов меньше энергии активации миграции вакансий [154, 142]. Поэтому процесс аннигиляции радиационных дефектов обусловлен в основном миграцией межузельных атомов. Дополнительное потребление энергии в мишени в начальное время после облучения пучком (*t*<15 с, см. рисунок 89 и рисунок 93) можно отнести к миграции вакансий.



Рисунок 93 – Зависимость от температуры модуля экспериментальной (1) и расчетной (2) мощности потерь энергии на миграцию радиационных дефектов в мишенях из нержавеющей стали (а) и меди (б)

Мощность потерь энергии в мишени, рассчитанная с учетом теплового излучения, аннигиляции дефектов и миграции вакансий из нержавеющей стали показана на рисунке 95.



Рисунок 94 – Изменение температуры мишени (1) и экспериментальной мощности потерь тепловой энергии в мишени (2, W<sub>exp</sub>) при охлаждении. Расчетные значения мощности теплового излучения мишени (3, W<sub>ir</sub>); мощности аннигиляции дефектов (4, W<sub>an</sub>); мощности потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения (5, W<sub>calc1</sub>, линия); мощности потерь энергии в мишени с учетом теплового излучения и аннигиляции дефектов (6, W<sub>calc2</sub>, линия).

Расчет выполнен по соотношению:

$$W_{calc\,2} = W_{ir} - W_{an} + W_{m} \tag{4.31}$$

Экспериментальная мощность аннигиляции дефектов с учетом миграции дефектов (см. рисунок 93), была рассчитана по соотношению:

$$W_{an}^{\exp 2} = \left| W_{ir} - W_{\exp} + W_{m} \right| \tag{4.31}$$

Параметры радиационных дефектов, полученных с помощью калориметрической диагностики радиационных процессов, представлены в таблице 20.

Материал мишени	εm, эB	Am·dpa
Нерж. сталь	0,5±0,05	(1,7-17).103
Медь	0,5±0,05	(2,8-104).103
Латунь	0,4±0,05	(0,36-1,4).103
Титан	0,3±0,05	28-114

Таблица 20 – Параметры радиационных дефектов

Проведенные исследования показали, что затраты энергии на миграцию вакансий (при охлаждении мишени после облучения) составляют от 60 до 70% энергии аннигиляции радиационных дефектов в этой мишени см. рисунок 96.



Рисунок 95 – Зависимость энергии, затраченной на миграцию вакансий, от энергии аннигиляции дефектов

Энергию аннигиляции радиационных дефектов рассчитывали интегрированием мощности их аннигиляции, см. уравнение (4.19), а энергию миграции рассчитывали интегрированием мощности потерь энергии на миграцию, см. уравнение (4.30). Высокая корреляция энергий аннигиляции и миграции указывает на то, что в обоих процессах участвуют

дефекты пар Френкеля (межузельный атом + вакансия), которые образуются синхронно при облучении пучком быстрых атомов.

## 4.6 Исследование степени аннигиляции радиационных дефектов

Экспериментальное определение количества дефектов выполнено при условии, что они полностью аннигилируют при охлаждении мишени. Дефекты в металлах имеют низкую энергию активации миграции и при комнатной температуре происходит их эффективная аннигиляция [77]. Однако при высокой концентрации дефектов, скорее всего, образуются кластеры, что затрудняет их миграцию и приводит к накоплению дефектов в мишени. Проведенные исследования показывают, что в серии последовательных импульсов облучения энергия аннигиляции не увеличивается (см. рисунок 97), что подтверждает высокую степень аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени после облучения.



Рисунок 96 – Изменение энергии аннигиляции радиационных дефектов в серии последовательных импульсов облучения мишеней из титана (1) и из нержавеющей стали (2)

Энергия аннигиляции радиационных дефектов изменяется в пределах от 10 до 15%, что соответствует стабильности плотности энергии пучка в серии импульсов [107].

## 4.7 Обсуждение результатов

Полученные значения энергии активации миграции и аннигиляции дефектов в различных мишенях после облучения пучком быстрых атомов представлены в таблицах 19 и 20. Эти экспериментальные данные не противоречат результатам, полученным другими методами. Энергия активации миграции вакансий значительно превышает энергию активации миграции

межузельных атомов [98]. Поэтому аннигиляция радиационных дефектов происходит при миграции межузельных атомов в мишени.

МД моделирование показало, что энергия активации миграции межузельных атомов и их кластеров различных размеров в чистом железе составляет от 0,05 до 0,10 эВ [155, 156]. Другое аналитическое исследование, основанное на упругой модели (elastic model), показало, что энергия активации миграции кластеров межузельных атомов в железе монотонно возрастает с увеличением размера кластера. Выше определенного критического размера кластер мигрирует с постоянной энергией активации 0,1 эВ [157]. МД моделирование и упругая модель предсказывают быструю миграцию межузельных атомов в железе, что не соответствуют экспериментальным наблюдениям. Например, большинство межузельных атомов находятся в стационарном состоянии при наблюдении с помощью просвечивающего электронного микроскопа при комнатной температуре [69]. Энергия активации миграции кластеров межузельных атомов, равная 0,1 эВ, соответствует их высокой подвижности при температурах выше 150 К. В работе [28] было высказано предположение, что миграция межузельных атомов сдерживается примесными атомами при температурах выше 250 К. В работе [24] исследовано влияние электронного облучения на структурно-фазовую стабильность аустенитных хромоникелевых и хромомарганцевых нержавеющих сталей. Показано, что после электронного облучения со скоростью около 10<sup>-8</sup> dpa/с в нержавеющих сталях SS316L и EP838 возникают небольшие кластеры атомов. Эти скопления можно увидеть с помощью малоуглового рентгеновского рассеяния и электронной микроскопии. Процесс их образования подвергается термической активации и сопровождается ростом удельного электрического сопротивления. Энергия активации этого процесса составила 0,30 и 0,33 эВ для сталей EP838 и SS316L соответственно. В нержавеющей стали 304 все Frank loops были удалены после аннигиляции при температуре 500 °C [143] и 550 °C в стали 316CW [143], что соответствует энергии активации миграции от 0,3 до 0,4 эВ.

В работе [158] представлены результаты моделирования методом lattice kinetic Monte-Carlo simulation подвижности малых вакансий в железе в интервале температур 200-500 °С. Получено, что энергия активации составляет от 0,34 до 0,67 эВ для моно-вакансий, двойных и тройных вакансий. Близкие значения энергии активации миграции вакансий в железе получены сочетанием ab initio и кинетического методов Монте Карло [159].

В работе [75] приведены результаты in situ исследования аннигиляции радиационных дефектов в медной мишени. При нагреве образца после сильной деформации кручением под высоким давлением высокоточные измерения изменения длины показали начало их изменения

при температуре от 420 до 460 К, что соответствует энергии активации аннигиляции, равной от 0,25 до 0,30 эВ. Идентификацию природы малых точечных дефектных кластеров, образованных в медном образце нейтронным облучением, проводили на основе анализа поведения дефектных кластеров при электронном облучении в ПЭМ. Около 95% кластеров в тонких пленках и 85% в объемных образцах были идентифицированы как вакансионные, энергия активации миграции составила 0,64 эВ [72]. Для пороговой активации Купера энергия миграции вакансий составляет от 0,7 до 1 эВ [142]. Образцы чистой меди деформировались кручением под высоким давлением. Энергию активации аннигиляции дефектов определяли методом дифференциальной сканирующей калориметрии, она составила 0,48 эВ при аннигиляции одиночных или двойных вакансий [79].

Для hcp Ti MD simulation предсказывает энергию активации миграции межузельных атомов от 0,08 до 0,11 эВ и энергию миграции вакансий от 0,41 до 0,49 эВ [160].

## 4.8 Выводы по главе

Проведенные исследования показали, что радиационные дефекты, образующиеся в мишени при облучении пучком быстрых атомов, оказывают значительное влияние на охлаждение мишени. Три процесса удовлетворительно описывают динамику охлаждения мишени – отвод тепловой энергии в мишени за счет теплового излучения  $(0,1\div70 \text{ c})$ , высвобождение энергии при аннигиляции дефектов  $(0,1\div40 \text{ c})$  и расход энергии в мишени за счет миграции вакансий при высокой температуре  $(0,1\div15 \text{ c})$ . Энергия, выделяемая при аннигиляции радиационных дефектов, составляет 22% от начальной тепловой энергии в мишени из нержавеющей стали, 30% в медной мишени и 70% в титановой мишени при плотности энергии пучка от 5 до 10 Дж/см<sup>2</sup>. Дополнительное потребление энергии в мишени на миграцию вакансий составляет от 10 до 15% от энергии теплового излучения мишени при ее охлаждении.

Энергия активации аннигиляции дефектов в мишени из нержавеющей стали, меди и латуни составляет 0,3 эВ, в мишени из титана составляет 0,1 эВ. Этот процесс вызван термически стимулированной диффузией межузельных атомов. Энергия активации миграции вакансий в нержавеющей стали и меди составляет 0,5 эВ, в латунных мишенях 0,4 эВ, в титановых мишенях 0,3 эВ.

Продолжительность выравнивания температуры по толщине металлической мишени толщиной 0,1 мм не превышает 1 мс, поэтому калориметрическая диагностика позволяет

исследовать процессы миграции и аннигиляции радиационных дефектов *in situ* непосредственно после облучения пучком с временным разрешением 1 мс.

Моделирование SRIM показало, что основная доля кинетической энергии иона при торможении в металлической мишени расходуется на возбуждение электронной подсистемы (electronics stopping). Количество радиационных дефектов в каскаде смещений иона C<sup>+</sup> с энергией 250 кэВ в 5 раз меньше экспериментальных значений. Это подтверждает высокую концентрацию быстрых атомов в пучке, который формируется фокусирующим диодом с металлической сеткой на катоде.

Моделирование количества радиационных дефектов в каскаде смещений методом первично выбитого атома в SRIM показало хорошее совпадение с экспериментальными данными для медных и латунных мишеней, но для других мишеней полученные данные были занижены: нержавеющая сталь (минус 23%) и титан (минус 80%).

Результаты моделирования SRIM могут быть использованы для оценки количества радиационных дефектов в каскаде смещений атома углерода при учете потерь энергии на электронное торможение для образования дефектов (метод баланса энергии). Выполненные расчеты показали отклонение расчетных данных от экспериментальных не более, чем на 10%.

Количество радиационных дефектов в мишени из нержавеющей стали ниже, чем в мишени из латуни и меди при облучении пучком быстрых атомов с одинаковой плотностью энергии. Это соответствует результатам моделирования SRIM и LAMMPS. Однако количество радиационных дефектов в титановой мишени значительно выше, чем в других мишенях, и это не соответствует результатам моделирования. Значительное увеличение экспериментальных значений числа дефектов в титановой мишени по сравнению с результатами моделирования SRIM отмечено в ряде статей [25, 161]. Это может быть связано с высокой подвижностью дефектов. Для титана энергия активации миграции межузельных атомов составляет 0,08–0,11 эВ [160].

Наши экспериментальные исследования показывают, что радиационные дефекты, образованные пучком быстрых атомов в металлической мишени, можно разделить на две группы: быстрые дефекты, которые аннигилируют до начала измерения охлаждения мишени (в течение 0,1 с после облучения), и медленные дефекты, которые мигрируют к мишени из области их образования и затем аннигилируют в течение десятков секунд.

Медленные радиационные дефекты составляют от 24 до 32% от общего числа дефектов. Эта величина близка к эффективности каскада, т. е. числу пар Френкеля в конце формирования каскада столкновений, деленному на количество пар Френкеля в каскаде. Как было отмечено в предыдущих исследованиях [162, 163, 164], эффективность каскада достигает асимптотического значения 0,20-0,25 при энергии ионов от 5 до 10 кэВ. Моделирование методом молекулярной динамики показывает, что при энергии выше 10 кэВ эффективность каскада в α-железе возрастает [148]. Авторы отмечают, что при высоких энергиях происходит расщепление каскада перемещений на субкаскады. Энергия этих субкаскадов ниже энергии исходного каскада, а доля дефектов, подвергающихся рекомбинации в них, выше.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с поставленной целью разработаны научно-технические основы нового метода исследования радиационной стойкости конструкционных материалов (металлов и сплавов), который включает имитационное облучение импульсным пучком атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов, генерируемых диодом с пассивным анодом при работе в двухимпульсном режиме (150-200 кВ первый импульс и 250-300 кВ второй импульс) и измерение концентрации, пороговой энергии миграции и динамики аннигиляции радиационных дефектов.

Основные выводы выполненного исследования заключаются в следующем:

1. Разработан стенд, который обеспечивает генерацию импульсного пучка атомов, полученных при перезарядке ускоренных ионов (генерируемых при ускоряющем напряжении 200-300 кВ) с параметрами, необходимыми для имитационного радиационного облучения конструкционных материалов. Энергетический спектр ПВА в образце близок к спектру ПВА при облучении образца нейтронами, которые формируются в реакции деления <sup>235</sup>U в ядерном реакторе. Этот стенд имеет большой ресурс работы (более 10<sup>6</sup> импульсов), высокую стабильность ускоряющего напряжения (стандартная девиация 2-3% в серии 50-100 импульсов).

2. Установлено, что при работе ионного диода в двухимпульсном режиме (первый импульс 450 нс, 150–200 кВ и второй импульс 150 нс, 250–300 кВ) и формировании анодной плазмы за счет взрывной эмиссии электронов во время первого импульса материал анода и состав остаточных газов в диодной камере оказывают большое влияние на состав ионного пучка. Разработана феноменологическая модель процесса генерации пучка, включающая анализ различных физических и плазмохимических процессов в диоде. Новый метод генерации МИП обеспечивает возможность оперативно менять состав и степень ионизации ионов.

3. Установлено, что использование металлической сетки в области транспортировки МИП повышает эффективность перезарядки ионов. Количество энергии, переносимой быстрыми атомами, увеличивается с 15% до 90%. Полная энергия комбинированного пучка (ионы+нейтралы) при этом не меняется (с учетом оптической прозрачности сетки). Быстрые атомы в ионном диоде формируются при перезарядке между ионами и молекулами в газовой оболочке, прилегающей к сетке. Разработана математическая модель процесса перезарядки ионов.

4. Показано, что радиационные дефекты, образующиеся в мишени при облучении пучком атомов, оказывают значительное влияние на охлаждение мишени. Три процесса

удовлетворительно описывают динамику охлаждения мишени – отвод тепловой энергии в мишени за счет теплового излучения (0,1÷70 с), высвобождение энергии при термической аннигиляции дефектов (0,1÷40 с) и потребление энергии в мишени на миграцию вакансий при высокой температуре (0,1÷15 с).

5. Разработана калориметрическая диагностика радиационных дефектов, которая обеспечивает измерение концентрации, пороговой энергии миграции и динамики отжига радиационных дефектов, формируемых в металлах и сплавах при облучении импульсным пучком быстрых атомов. Диагностика основана на анализе охлаждения мишени и сравнении экспериментальной мощности потерь энергии в мишени с расчетной мощностью теплового излучения. Калориметрическая диагностика позволяет исследовать процессы миграции и отжига радиационных дефектов в металлах с временным разрешением ≈1 мс, которое определяется используемым тепловизором.

6. Установлено, что радиационные дефекты, образованные пучком атомов в металлической мишени, можно разделить на две группы: быстрые дефекты, которые аннигилируют до начала измерения охлаждения мишени (в течение облучения и 0,1 с после облучения), и медленные дефекты, которые мигрируют к мишени из области их образования и затем аннигилируют в течение десятков секунд. Медленные радиационные дефекты составляют 24-32% от общего числа дефектов. Эта величина близка к эффективности каскада, т. е. числу пар Френкеля в конце формирования каскада столкновений, деленному на количество пар Френкеля в каскаде.

7. Моделирование SRIM показало, что основная доля кинетической энергии иона при торможении в металлической мишени расходуется на возбуждение электронной подсистемы (electronics stopping). Количество радиационных дефектов в каскаде смещений иона C<sup>+</sup> с энергией 250 кэВ от 4 до 5 раз меньше экспериментальных значений. Это подтверждает высокую концентрацию быстрых атомов в пучке, который формируется фокусирующим диодом с металлической сеткой на катоде.

8. Показано, что при облучении металлической мишени пучком атомов в ней формируется значительное количество радиационных дефектов. Потери энергии пучка на их формирование (равные энергии аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком и составляют 22% в мишени из нержавеющей стали, 30% в медной мишени и 70% в титановой мишени. Учет потерь энергии МИП на формирование радиационных дефектов позволяет

устранить большой разброс показаний тепловизионной диагностики (от 40 до 60%) при использовании мишеней из разных металлов.

9. Обнаружено подавление абляции металлической мишени при облучении импульсным пучком быстрых атомов, который обусловлен вкладом радиационных дефектов. Показано, что эффект перегрева мишени расширяет диапазон измерения плотности энергии пучка с помощью тепловизионной диагностики с 3 Дж/см<sup>2</sup> до 15 Дж/см<sup>2</sup>,

Практическая значимость работы заключается в том, что ее результаты использованы при разработке технологического генератора импульсного пучка атомов с большим ресурсом работы и высокой стабильностью полной энергии и плотности энергии мощного ионного пучка в серии импульсов. Результаты диссертационной работы использованы в плановой научной деятельности Даляньского технологического университета, г. Далянь, Китай

## ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Was G. S. et al. Emulation of reactor irradiation damage using ion beams //Scripta Materialia. – 2014. – T. 88. – C. 33-36.

2. G.S. Was. Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and Alloys. Springer, 2017.

3. R. Smith, M. Jakas, D. Ashworth, B. Oven, M. Bowyer, I. Chakarov, R. Webb, Atomic and ion collisions in solids and surfaces. Theory, simulation and application. Cambridge University Press, 2005. 309 p.

4. S.J. Zinkle, L.L. Snead. Opportunities and limitations for ion beams in radiation effects studies: Bridging critical gaps between charged particle and neutron irradiations // Scripta Materialia 143 (2018) 154-160.

5. В.А. Грибков, Ф.И. Григорьев, Б.А. Калин, В.Л. Якушин. Перспективные радиационнопучковые технологии обработки материалов. М. 2001.

6. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, The stopping and range of ions in solids. New York: Pergamon, 1985.

7. G.H. Henderson. Changes in the charge of an  $\alpha$ -particle passing through matter // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, v. IO2 (1923) 496-506.

8. N. Bohr The penetration of atomic particles through matter. – Hafner Publishing Company, 1948. – T. 18.

9. И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько. Столкновительные процессы с участием тяжёлых многоэлектронных ионов при взаимодействии с нейтральными атомами // Успехи физических наук, 2013, т. 183, №3, с. 225-255.

10. И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько. Влияние атомных процессов на зарядовые состояния и фракции быстрых тяжёлых ионов при прохождении через газовые, твердотельные и плазменные мишени // Успехи физических наук, 2018, т. 188, №3, с. 267-300.

11. T.D. Pointon. Charge exchange effects in ion diodes // J. Appl. Phys. 66 (1989) 2879-2887.

12. M. P. Desjarlais. The effect of charge exchange processes on ion diode impedance // J. Appl. Phys. 66, 4696 (1989).

13. S. Kano, T. Inoue. Surface softening and hardening of WC-Co using pulsed laser irradiation // Surface & Coatings Technology. 201 (2006) 223–229.

14. V. Rotshtein, Yu. Ivanov, A. Markov Surface treatment of materials with low-energy, highcurrent electron beams // Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques / ed. by Y. Pauleau. — Elsevier, 2006. — P. 205–240. 15. D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.T. Ozur, Yu.F. Ivanov, A.B. Markov Physical foundations for surface treatment of materials with low energy, high current electron beams // Surf. Coat. Technol. — 2000. — Vol. 125. — P. 49–56.

16. M. Nastasi, J.W. Mayer, Y. Wang. Ion beam analysis. Fundamentals and Applications. CRC Press. Taylor & Francis Group, London, New York. 434 p.

17. V.V. Uglov, V.M. Anishchik, V.M. Astashynski, N.N. Cherenda, I.G. Gimro, and A.V. Kovyazo. Modification of WC hard alloy by compressive plasma flow // Surf. Coat. Technol., vol. 200, no. 1–4 SPEC. ISS., pp. 245–249, 2005.

18. Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le. Distribution and evolution of thermal field formed by intense pulsed ion beam on thin metal target // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 365 (2015) P. 225–229.

19. В.И. Бойко, В.А. Скворцов, В.Е. Фортов, И.В. Шаманин Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. - М: Физматлит, 2003.

20. A.I. Pushkarev, Y.I. Isakova, Y. Xiao and I.P. Khailov Characterization of intense ion beam energy density and beam induced pressure on the target with acoustic diagnostics. Review of Scientific Instruments. 2013, 84, 083304.

21. S.N. Grigoriev, Yu.A. Melnik, A.S. Metel, M.A. Volosova, Focused beams of fast neutral atoms in glow discharge plasma // Journal of Applied Physics 121, (2017) 223302.

22. H. Horiike, M. Akiba, M. Araki, M. Kuriyama, S. Matsuda, M. Matsuoka, Y. Ohara, Y. Okumura, K. Shibanuma, S. Tanaka, Extraction electrode for a 100-kV, 40-A, 10-s ion source, Fusion Science and Technology. 7(2) (1985) 171-179.

23. U. Fantz, P. Franzen, W. Kraus M. Berger, S. Christ-Koch, M. Fröschle, R. Gutser, B. Heinemann, C. Martens, P. McNeely, R. Riedl, E. Speth, D. Wünderlich, Negative ion RF sources for ITER NBI: status of the development and recent achievements, Plasma Phys. Controlled Fusion. 49, (2007) B563.

24. L.N. Bystrov, L.I. Ivanov & V.M. Ustinovschikov Radiation-induced structure-phase transformations in austenitic stainless steels, Radiation Effects, (1983). 79:1-4, 63-73.

25. K.K. Nordlund, S.J. Zinkle, A.E. Sand, F. Granberg, R.S. Averback, R.E. Stoller, T. Suzudo, L. Malerba, F. Banhart, W.J. Weber, F. Willaime, S.L. Dudarev, D. Simeone, Primary radiation damage: A review of current understanding and models. Journal of Nuclear Materials. 512 (2018) 450-479.

26. G.S. Was, Z. Jiao, E. Getto, K. Sun, A.M. Monterrosa, S.A. Maloy, O. Anderoglu, B.H. Sencer, M. Hackett. Simulation of reactor irradiation damage using ion beams // Scripta Materialia. 88 (2014) 33–36.

27. C. Abromeit, Aspects of simulation of neutron damage by ion irradiation // Journal of Nuclear Materials. 216 (1994) 78-96.

28. Y. Satoh, Y. Abe, H. Abe, Y. Matsukawa, S. Kano, S. Ohnuki, N. Hashimoto, Vacancy effects on one-dimensional migration of interstitial clusters in iron under electron irradiation at low temperatures // Philosophical Magazine, 96 (2016) 2219-2242.

29. G.S. Was, R.S. Averback. Radiation Damage Using Ion Beams. In Comprehensive Nuclear Materials. Vol. 1. Elsevier: Amsterdam. 2012. P. 195-221.

30. G.S. Was. Challenges to the use of ion irradiation for emulating reactor irradiation // J. Mater. Res. (2015) 1158-1182.

31. Shi Lei. Charge Exchange Effect on Space-Charge-Limited Current Densities in Ion Diode // Plasma Science & Technology, 2002, vol.4, No.2, 1239. doi:10.1088/1009-0630/4/2/009.

32. A.I. Pushkarev, Y.I. Isakova, I.P. Khaylov Experimental evidence of energetic neutrals production in an ion diode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2015) Vol. 343 p. 138–145.

33. I. Langmuir The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum // Phys. Rev. - 1913. - Vol. 2. - P. 450-455.

34. M.J. Rhee. Compact Thomson spectrometer // J. Rev. Sci. Instrum. 55, 8 (1984) 1229.

35. G.E. Remnev, I.F. Isakov, M.S. Opekounov et all, High-power ion beam sources for industrial application // Surface and Coatings Technology 96 (1997) 103-109.

36. H. Ito, H. Miyake, and K. Masugata. Diagnosis of high-intensity pulsed heavy ion beam generated by a novel magnetically insulated diode with gas puff plasma gun // Rev. Sci. Instrum. 79, 103502. 2008.

37. D. Prono, H. Ishizuka, E. Lee, B. Stallard, W. Turner. Charge exchange neutral atom filling of ion diodes: Its effect on diode performance and A-K shorting // J. Appl. Phys. 52 (1981) 3004 – 3011.

38. C. Litwin, Y. Maron. Role of neutrals in plasma expansion in ion diodes // Phys. Plasmas B vol. 1, issue 3, p. 670 (1989).

39. H.A. Davis, R.R. Bartsch, J.C. Olson, D.J. Rej, W.J. Waganaar Intense ion beam optimization and characterization with infrared imaging // J. Appl. Phys. 1997, vol. 82, pp. 3223–3231.

40. Ю.И. Исакова, А.И. Пушкарев Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков // Приборы и техника эксперимента, 2013, № 2, с. 69–76.

41. Martin Reiser. Theory and Design of Charged Particle Beams. Wiley-VCH, 2008, 647 p.

42. I. G. Brown The Physics and Technology of Ion Sources, John Wiley & Sons, 2006, 396 p.

43 S. Humphries Charged Particle Beams. Wiley, New York. - 1990. - 847 p.

44. V.M. Bystritskii, A.N. Didenko. High-Power Ion Beams. American Institute of Physics, New York, 1989.

45. Э.Г. Фурман, А.В. Степанов, Н.Ж. Фурман Ионный диод // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – № 5. – С. 86–95.

46. А.И. Пушкарев, Ю.И. Исакова, Р.В. Сазонов, Г.Е. Холодная Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М: ФИЗМАТЛИТ, 2013. - 240 с.

47. G.A. Mesyats and D.I. Proskurovsky, Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Springer-Veriag, New York, 1989.

48 . K.Y. Foo, and B.H. Hameed, Insights into the Modeling of Adsorption Isotherm Systems // Chemical Engineering Journal. 156 (1) (2010), p 2–10.

49. Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука: Издательство СО РАН, 2018. 176 с.

50. A.V. Stepanov, V.S. Lopatin, G.E. Remnev and E.N. Melnikova, Repetitive Rate Operation Mode of Magnetically Isolated Diode with Dielectric Anode // 15th International Symposium on High-Current Electronics: Proceeding. Tomsk: (2008), pp 100–102.

51. X.P. Zhu, L. Ding, Q. Zhang, Yu. Isakova, Y. Bondarenko, A.I. Pushkarev, M.K. Lei Generation and transportation of high-intensity pulsed ion beam in varying background pressures // Laser and particle beams, 2017, v. 35, iss. 4, pp. 587-596.

52. A. Pushkarev Investigation of mechanism of anode plasma formation in the ion diode with dielectric anode // Physics of Plasmas, 22, (2015), 103106.

53. Limin Li, Lie Liu, Hong Wan, Jun Zhang, Jianchun Wen and Yonggui Liu. Plasma-induced evolution behavior of space-charge-limited current for multiple-needle cathodes // Plasma Sources Sci. Technol. 18, (2009), 015011.

54. А.И. Пушкарев, Р.В. Сазонов Исследование влияния адсорбированных молекул на работу диода с взрывоэмиссионным катодом // Приборы и техника эксперимента, 2008, № 6, с. 103-113.

55. X.P. Zhu, H. Suematsu, W. Jiang, K. Yatsui and M.K. Lei, Pulsed-ion-beam nitriding and smoothing of titanium surface in a vacuum // Appl. Phys. Lett. 87, (2005), 093111.

56. X.P. Zhu, F.G. Zhang, Y. Tang and M.K. Le Phase transformation under beam-target interactions during high-intensity pulsed ion beam irradiation at low pressure // Laser and Particle Beams, 29, (2011), pp 283–289.

57. H.A. Davis, G.E. Remnev, R.W. Stinnett and K. Yatsui, Materials processing with intense pulsed ion beams // Intense ion-beam treatment of materials, MRS Bulletin, 21, (1996), pp 58–62.

58. A.I. Pushkarev and Y.I. Isakova, Applicability of the 1D Child-Langmuir relation for ion diode current calculation // Laser Part. Beams 34, (2016).

59. Peter Sigmund. Particle Penetration and Radiation Effects. General Aspects and Stopping of Swift Point Charges. Springer Series Solid-state sciences. Springer, 2005, 437 p.

60. C.L. Olson, Ion Beam Propagation and Focusing // J Fusion Energy (1981) 1: 309. 9.

61. K. Yatsui, E. Sai, K. Masugata, M. Ito, and M. Matsui, Geometric focusing of intense pulsed ion beams from racetrack type magnetically insulated diodes // Laser Part. Beams 3, 119 (1985).

62. V.M. Bystritskii, Yu.A. Glushko, A.V. Kharlov, A.A. Sinebryukhov, Experiments on high power ion beam generation in self-insulated diodes // Laser Part. Beams 9 (3), p. 691–698 (1991).

63. K.W. Zieher, Investigation of a pulsed self-magnetically Bθ insulated ion diode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 228, pp. 161-168 (1984).

64. K.W. Zieher, Necessary condition for current neutralization of an ion beam propagating into vacuum from a self-magnetically  $B\theta$ -insulated ion diode // Nuclear Instruments and Methods Volume, 228 (1), pp. 169–173 (1984).

65. E.S. Masunov & A.V. Samoshin, Beam focusing in a linear ion accelerator consisting of a periodic sequence of independently phased superconducting cavities // Tech. Phys. 55: 1028. 2 (2010)

66. Paperny V.L., Chernih A.A., Astrakchantsev N.V., Lebedev N.V. Ion acceleration at different stages of a pulsed vacuum arc // J. Phys. D: Appl. Phys. -2009. -V.42, -P.155201-155210.

67. B.Yu. Sharkov, D.H.H. Hoffmann, A.A. Golubev, Yongtao Zhao. High energy density physics with intense ion beams // Matter and Radiation at Extremes 1 (2016) 28-47.

68. M.D. Gabovich, A.A. Goncharov, V.Ya. Pritskii, I.M. Protsenko, in: Proc. of 12th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, 1975, p. 287.

69. Y. Satoh, H. Matsui (2009) Obstacles for one-dimensional migration of interstitial clusters in iron. // Philosophical Magazine, 89:18, 1489-1504.

70. M. Shimada, S. Nakahigashi, M. Terasawa. Swelling of Type 304 Stainless Steel Bombarded with 200 keV C+ Ions // Journal of Nuclear Science and Technology, 1976, 13:12, 743-751

71. M. Li, M.A. Kirk, P.M. Baldo, Donghua Xu and B.D. Wirth. Study of defect evolution by TEM with in situ ion irradiation and coordinated modeling // Philosophical Magazine Vol. 92, No. 16, 2012, 2048–2078.

72. Y. Yuko Kizuka, Yuhki Satoh, Shigeo Arai & Michio Kiritani (1998) Identification of the nature of neutron-irradiation-induced defects in copper by means of electron irradiation // Radiation Effects and Defects in Solids, 145:1-2, 143-167.

73. Г.И. Кирьянов Генераторы быстрых нейтронов. Энергоатомиздат, 1990

74. B.D. Wirth. D. Maroudas. G.E. Lucas. Energetics of formation and migration of self-interstitials and self-interstitial clusters in  $\alpha$ -iron // Journal of Nuclear Materials Volume 244, Issue 3, 2 April 1997, Pages 185-194.

75. B. Oberdorfer, E. Steyskal, W. Sprengel, W. Pikart, C. Hugenschmidt, M. Zehetbauer, R. Pippan, E. Schmid, and R. Wu<sup>¨</sup>rschum, In Situ Probing of Fast Defect Annealing in Cu and Ni with a High-Intensity Positron Beam. Physical Review Letters. 105, 146101 (2010).

76. F. Granberg, K. Nordlund, M.W. Ullah, K. Jin, C. Lu, H. Bei, L. M. Wang, F. Djurabekova, Y. Zhang, W. J. Weber Mechanism of Radiation Damage Reduction in Equiatomic Multicomponent Single Phase Alloys // Physical review letters, 116, 135504 (2016).

77. A. Iwase, T. Iwata, T. Nihira & S. Sasaki (1992) Defect recovery and radiation annealing in FCC metals irradiated with high-energy ions // Radiation Effects and Defects in Solids, 124:1, 117-126.

78. G. Guarini, G. M. Schiavini. Vacancy contribution to the heat content in aluminium, Philosophical Magazine, (1966) 14:127, 47-52.

79. D. Setman, M.B. Kerber, E. Schafler, and M.J. Zehetbauer. Activation enthalpies of deformation-induced lattice defects in severe plastic deformation nanometals measured by differential scanning calorimetry // Metallurgical and materials transactions A. V. 41A, p. 810-815. (2010).

80. http://www.srim.org/

81. https://lammps.sandia.gov/

82. R.E. Stoller. Primary radiation damage formation. In Comprehensive nuclear materials. Vol.1. Elsevier: Amsterdam. 2012. pp. 293-329.

83. Ремнев Г.Е. Получение мощных ионных пучков для технологических целей // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук в форме научного доклада. Томск, 1994 г.

84. X.P. Zhu, M.K. Lei, T.C. Ma Characterization of a high-intensity bipolar-mode pulsed ion source for surface modification of materials // Review of Scientific Instruments, vol. 73, #4, pp. 1728-1733.

85. A.I. Pushkarev, Yu.I. Isakova, I.P. Khaylov Investigation of the powerful ion beam energy correlation // Laser and particle beams (2014), 32, p. 311–319.

86. A.I. Pushkarev, Y.I. Isakova, I.P. Xailov Stabilization of ion beam generation in a diode with self-magnetic insulation in double-pulse mode // Laser and Particle Beams, 2015, volume 33, issue 02, pp. 283-291.

87. В.А. Москалев, Г.И. Сергеев Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 263 с.

88. А.И. Пушкарев, Ю.И. Исакова Диагностика мощных ионных пучков: – Монография.
 – Новосибирск: Издательство «Ассоциация научных сотрудников СибАК», 2016. – 126 с.

89. А.И. Пушкарев, А.И. Прима, Ю.И. Егорова, В.В. Ежов. Диагностика импульсных пучков электронов, ионов и атомов // Приборы и техника эксперимента, 2020, №3, с. 5-24.

90.. Yu X, Shen J, Qu M, Liu W, Zhong H, Zhang J, Zhang Y, Yan S, Zhang G, Zhang X, Le X (2015) Characterization and analysis of infrared imaging diagnostics for intense pulsed ion and electron beams. // Vacuum. **113**, 36–42.

91. A. Pushkarev, X.P. Zhu, A. Prima, Yu. Egorova, M.K. Lei. Extending the measurement range of thermal imaging diagnostics of high-intensity pulsed ion beam // Laser and particle beams, 2019, vol. 37, issue 3, pp. 260-267.

92. A. Prima, L. Ding, Q. Zhang, Z.C. Zhang. Research of mechanisms of target overheating at intense pulsed ion beam irradiation // Перспективные материалы конструкционного и медицинского назначения: сборник трудов Международной научно-технической молодежной конференции. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2018. – с. 26-27.

93. М.М. Мартынюк. Фазовые переходы при импульсном нагреве. М. Издательство РУДН, 1999. 332 с.

94.. K. Arun Upadhyay, Nail A. Inogamov, Bärbel Rethfeld, and Herbert M. Urbassek. Ablation by ultrashort laser pulses: Atomistic and thermodynamic analysis of the processes at the ablation threshold // Physical Review B 78, 045437 (2008).

95. В.П. Ротштейн, Д.И. Проскуровский, Г.Е. Озур, Ю.Ф. Иванов. Модификация поверхностных слоев металлических материалов. Новосибирск: СО РАН. Наука. 2019. 348 с.

96. A. Pushkarev, X.P. Zhu , A. Prima, Y. Egorova, & M.K. Lei Extending the range of measurement of thermal imaging diagnostics of a high-intensity pulsed ion beam //Laser and Particle Beams.  $-2019. - T. 37. - N_{\odot}. 3. - C. 260-267.$ 

97. M.T. Myers, S. Charnvanichborikarn, L. Shao, S.O. Kucheyev. Pulsed Ion Beam Measurement of the Time Constant of Dynamic Annealing in Si // Physical review letters, 109, 095502 (2012).

98. Michio Kiritani, Hikoshi Takata, Koji Moriyama & F. Eiichi Fujita (1979) Mobility of lattice vacancies in iron // Philosophical Magazine A, 40:6, 779-802.

99. F.W. Aston Isotopes and atomic weights //Nature. V. 105, №. 2646. 1920. P. 617-619.

100. R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker // Journal of Applied Physics. 1965. V. 36. P. 3645. https://doi.org/10.1063/1.1703059.

101. B.G. Cartwright, E.K. Shirk, P.B. Price // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V. 153. P. 457.

102. K. Kasuya, M. Watanabe, D. Ido, T. Adachi, K. Nishigoria, T. Ebine, Okayama H., Funatsu M., H. Sunami , C. Wu, E. Hotta, S. Miyamoto, K. Yasuike, S. Nakai, S. Kawata, T. Okada, K. Niu // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 44. P. 319.

103. X.P. Zhu, L. Ding, Q. Zhang, Yu. Isakova, Y. Bondarenko, A.I. Pushkarev, M.K. Lei // Laser and particle beams. 2017. V. 35. P. 587.

104. G.Yu. Yushkov, A.V. Vodopyanov, A.G. Nikolaev, I.V. Izotov, K.P. Savkin, S.V. Golubev, E.M. Oks // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 02B902. doi 10.1063/1.4824644.

105. А.И. Пушкарев, Ю.И. Егорова, А.И. Прима, П.М. Корусенко, С.Н. Несов Генерация, диагностика и применение мощных ионных пучков с высокой плотностью энергии – Монография. – Новосибирск: Изд. АНС «СибАК», 2019. – 106 с.

106. A.I. Pushkarev, Y.I. Isakova, A.I. Prima. High-intensity pulsed ion beam composition and the energy spectrum measurements using the time-of-flight method // Laser and Particle beams (2018), Volume 36, Issue 2, pp. 210-218.

107. A. Pushkarev, X.P. Zhu, C.C. Zhang, A. Prima, Y. Li, Yu. Egorova, M.K. Lei. Influence of the space charge of an ion beam on the time-of-flight diagnostics of its composition // Review of Scientific Instruments, 2019, v. 90, iss. 10, 103303.

108. X.P. Zhu, L. Ding, Q. Zhang, Yu. Isakova, A. Prima, A. Pushkarev, M.K. Lei. High-intensity pulsed ion beam focusing by its own charge // Laser and Particle beams. 2018, vol. 36, issue 4, pp. 470-476.

109. T.J. Renk, M. Schall, G. W. Cooper, SANDIA REPORT SAND2009-8165, (2009). https://pdfs.semanticscholar.org/8a81/6af20a5eae799e88f9403a8da9d38d241f6b.pdf.

110. X.P. Zhu, Z.C. Zhang, A.I. Pushkarev, M.K. Lei. Ion beam enhancement in magnetically insulated ion diodes for high-intensity pulsed ion beam generation in non-relativistic mode // Phys. Plasmas 23, 013112 (2016);
111. https://www.fluke.com

112. A.I. Pushkarev, A.I. Prima, X.P. Zhu, C.C. Zhang, Y. Li, Yu. Egorova, M.K. Lei. Suppression of the generation of the heavy ions in vacuum diode with passive anode // 15<sup>th</sup> International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications" GDP-2021: Abstracts. - Ekaterinburg, Russia, 2021.

113. H.M. McNair and J.M. Miller, Basic gas chromatography. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. 2009, 227 p.

114. Y. Park, D-K Moon, Y-H Kim, H. Ahn and C-H. Lee, Adsorption isotherms of CO2, CO, N2, CH4, Ar and H2 on activated carbon and zeolite LiX up to 1.0 MPa Adsorption. 20, (2014), pp 631–647.

115. Byoung-Uk Choi, Dae-Ki Choi, Yong-Whan Lee, Byung Know Lee and Sung Hy tin Kim, J. Chem. Eng. Data, 48, (2003), pp 603–607.

116. E. Dreisbach, H.W. Losch and P. Halting, Adsorption, 8, (2002), pp 95–109.

117. R. Yaart, C. Huiskes, H. Bosch and T. Reith, Adsorption, 6, (2000), pp 311-323.

118. E. Brook, M.F.A. Harrison and A.C.H. Smith, J. Phys. B. 11, (1978), pp 3115-3120.

119. Yong-Ki Kim and M.E. Rudd, Phys. Rev. A. 50, (1994), pp 3954–3967.

120. A. Fridman, Plasma Chemistry. Cambridge University Press, New York, 2008, 978 p.

121. T.K. Brotherton and J.W. Lynn, The synthesis and chemistry of cyanogen. Chemical Reviews. 59 (5), (1959), pp 841–883.

122. P.M. Bellan Fundamentals of plasma physics. Cambridge University Press. 2006, 536 p.

123. L.M. Biberman, V.S. Vorobjev, L.T. Yacubov Kinetics of shock-radiation ionization and recombination // Advances in Physical Sciences, 1972, v. 107 (7), p. 353-387.

124. Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука: Издательство СО РАН, 2018. 176 с.

125. N.V. Novikov and Ya. A. Teplova. Database on charge – changing cross sections in ion – atom collisions // J. Phys.: Conf. Ser. 194, Volume 194 (2009) 082032.

126. L.M. Rottmann, R. Bruch, P. Neill, C. Drexler, R.D. DuBois, L.H. Toburen, Single-electron capture by 100–1500-keV C+ ions in several atomic and molecular targets, Phys. Rev. A. 46 (1992) 3883-3888.

127. I.T. Serenkov, P.I. Il'in, V.A. Oparin, E.S. Solov'ev // Journal of Experimental and Theoretical Physics 68, 1686 (1975).

128. J. C. Slater Atomic radii in crystals //The Journal of Chemical Physics, 1964, V. 41, №. 10., P. 3199-3204.

129. A. Pushkarev, A. Prima, X.P. Zhu, L. Ding, Q. Zhang, Yu. Isakova, M.K. Lei. Thermal imaging diagnostics of fast radiation processes // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. — Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, (2018): 516.

130. S.J. Zinkle. Radiation-induced effects on microstructure. In Comprehensive Nuclear Materials. Vol. 1. Elsevier: Amsterdam. (2012): 65-98.

131. G.J. Ackland. Interatomic Potential Development. In Comprehensive Nuclear Materials. Vol. 1. Elsevier: Amsterdam. (2012): 267-291.

132. Lennard-Jones J.E. On the determination of molecular fields // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1924. – V. 106. – P. 463–477.

133. G.H. Henderson. Changes in the charge of an  $\alpha$ -particle passing through matter // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, v. I02 (1923) 496-506.

134. W. Cai, J. Li, S. Yip. Molecular Dynamics. In Comprehensive Nuclear Materials. Vol. 1. Elsevier: Amsterdam. 2012. P. 249-265.

135. Bohr N. The penetration of atomic particles through matter. – Hafner Publishing Company, 1948. – T. 18.

136. B.H. Bransden and M.R.C. Mcdowell. Charge exchange and the theory of ion-atom collisions. Clarendon Press, 1992 – 474 p.

137. Hanz-Dieter Betz. Charge states and charge-changing cross sections of fast heavy ions penetrating through gaseous and solid media // Rev. Mod. Phys. 44, 465 (1972).

138. A. Pushkarev, X.P. Zhu, A. Prima, C.C. Zhang, Y. Li, M.K. Lei. Generation of fast atoms in the ion diode with a passive anode // Physical Review Accelerators and Beams (in press)

139. F.P. Incropera and D.P. Dewitt Fundamentals of heat and mass transfer, Wiley, 1990.

140. Y.I. Isakova, A.I. Pushkarev. Visualization and analysis of pulsed ion beam energy density profile with infrared imaging // Infrared Physics & Technology (2018), v. 89, p. 140–146.

141. Ю.И. Исакова, А.И. Прима, Сао-Пэн Чжу, Лянь Динь, А.И. Пушкарев, Мин-Кай Лэй. Влияние радиационных дефектов в металлической мишени на погрешность тепловизионной диагностики мощных ионных пучков // Приборы и техника эксперимента, 2019, No. 2, с. 67-74.

142. Ю. В. Трушин Физическое материаловедение. — СПб.: Наука, 2000. — 286 с.

143. W. Van Renterghem, M.J. Konstantinovic, M. Vankeerberghen. Evolution of the radiationinduced defect structure in 316 type stainless steel after post-irradiation annealing // Journal of Nuclear Materials, Vol. 413, Issue 2, p. 95-102.

144. Yu. Isakova, A. Prima, X.P. Zhu, L. Ding, Q. Zhang, A. Pushkarev, M.K. Lei. Influence of radiation-induced defects on the overheating of a metal target // 6th International Congress on Energy

Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. — Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2018. — p. 42.

145. A. Pushkarev, X.P. Zhu, A. Prima, C.C. Zhang, M.K. Lei. Investigation of thermal annealing of radiation defects formed by high-intensity pulsed ion beam // Proceedings of the 24th International Conference on Ion-Surface Interactions, part 2. Moscow, Russia, 2019. p. 133-136.

146. A. Prima, R. Zyryanova, N. Pereday, V. Medvedsky. Determination of radiation defects quantity in metals under irradiation by heavy carbon ions // Proceedings of the 24th International Conference on Ion-Surface Interactions. Moscow, part 1. Russia, 2019. p. 186-189.

147. ASTM E521-16, Standard Practice for Investigating the Effects of Neutron Radiation Damage Using Charged-Particle Irradiation, ASTM International, West Conshohocken, PA, 2016, <u>www.astm.org.</u>

148. М.Ю. Тихончев, В.В. Светухин, Т.С. Ильина Моделирование процессов первичной радиационной повреждаемости а-железа методом молекулярной динамики //Известия высших учебных - заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2007. – №. 2., с. 70 – 78.

149. https://www.originlab.com.

150. A. Pushkarev, A. Prima, V. Ezhov, I. Miloichikova, E. Petrenko. Determination of the pulsed electron beam spectrum by current and voltage oscillograms // Laser and particle beams, 2021, 8815697

151. А.И. Пушкарев, А.И. Прима. Определение спектра импульсного ионного пучка по осциллограммам тока и напряжения // Приборы и техника эксперимента (в печати)

152. James Ziegler - SRIM & TRIM. URL: http://www.srim.org/.

153. OVITO Open Visualization Tool [электронный ресурс] – Режим доступа: [https://ovito.org/], свободный (11.12.2018).

154. В.А. Грибков, Ф.И. Григорьев, Б.А. Калин, В.Л. Якушин Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый год, 2001. 528 с.

155. D.A. Terentyev, L. Malerba, and M. Hou, Dimensionality of interstitial cluster motion in bcc-Fe // Physical Review B 75 (2007), p. 104108.

156. B.D. Wirth, G.R Odette, D Maroudas, G.E Lucas. Dislocation loop structure, energy and mobility of self-interstitial atom clusters in bcc iron // Journal of Nuclear Materials Volume 276, Issues 1–3, 1 January 2000, Pages 33–40.

157. K. Ohsawa, E. Kuramoto Activation energy and saddle point configuration of high-mobility dislocation loops: A line tension model // Physical Review B 72 (2005), 054105.

158. V.A. Borodin, P.V. Vladimirov. Kinetic properties of small He–vacancy clusters in iron // Journal of Nuclear Materials 386–388 (2009) 106–108.

159. Chu-Chun Fu, Jacques Dalla Torre, François Willaime, Jean-Louis Bocquet & Alain Barbu. Multiscale modelling of defect kinetics in irradiated iron // Nature Materials, volume 4, pages 68–74 (2005).

160. M.I. Mendelev, T.L. Underwood, G.J. Ackland Development of an interatomic potential for the simulation of defects, plasticity, and phase transformations in titanium // The Journal of Chemical Physics, 154102 (2016).

161. C.H.M. Broeders, A.Yu. Konobeyev. Defect production efficiency in metals under neutron irradiation // Journal of Nuclear Materials 328 (2004) 197–214.

162. W.J. Phythian, R.E. Stoller, A.J.E. Foreman, A.F. Calder, D.J. Bacon, J. Nucl. Mater. 223 (1995) 245.

163. R.S. Averback, T. Diaz de la Rubia, Solid State Phys. 51 (1998).

164. N. Soneda, T. Diaz de la Rubia, Philos. Mag. A 78 (1998) 995.