# ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

## Касатов Александр Александрович

# ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ И ОБРАЩЁННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ IN SITU ДИАГНОСТИК

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук Вячеславов Леонид Николаевич

Новосибирск — 2025

## Оглавление

Стр.

Введеі	ние	4			
Глава	1. Система томсоновского рассеяния в открытой				
	гофрированной ловушке ГОЛ–3	16			
1.1	Томсоновское рассеяние в диагностике плазмы	16			
1.2	Установка ГОЛ–3. Особенности диагностики томсоновского				
	рассеяния	23			
1.3	Система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3	27			
	1.3.1 Двуимпульсный задающий генератор	28			
	1.3.2 Двухкаскадный лазерный усилитель	30			
	1.3.3 Узлы рассеяния и система сбора рассеянного излучения .	35			
	1.3.4 Система регистрации	39			
1.4	Обработка экспериментальных данных и автоматизация	44			
1.5	Результаты измерений профиля плотности в экспериментах с				
-	релятивистским электронным пучком	48			
1.6	Результаты измерений температуры и профиля плотности в				
	экспериментах со 100 кэВ электронным пучком	53			
1.7	Выводы первой главы	58			
Глава	2. Пассивные оптические диагностики на установке				
	БЕТА для изучения механизмов эрозии под мощными				
	тепловыми нагрузками	60			
2.1	Установка БЕТА для исследования эрозии материалов	60			
2.2	Особенности электронного пучка для моделирования тепловой				
	нагрузки	63			
2.3	Первые эксперименты на ГОЛ–3 и БЕТА				
2.4	Диагностики параметров абляционного факела				
2.5	Система многоракурсной быстрой фотографии				
2.6	SWIR пирометрия с пространственным и временным разрешением	83			
	2.6.1 Моделирование системы диагностики	85			
	2.6.2 Система диагностики SWIR пирометрии	88			
	2.6.3 Анализ экспериментальных данных	94			
2.7	Выводы второй главы	96			

Глава 3. Система малоуглового лазерного рассеяния на					
	микрочастицах на установке БЕТА для изучения				
	капельной эрозии				
3.1	Микрочастицы в вакуумных объёмах систем магнитного				
	удержания плазмы				
3.2	Рассеяние лазерного излучения микрочастицами				
3.3	Разработка системы малоуглового лазерного рассеяния 102				
3.4	Система малоуглового лазерного рассеяния на установке БЕТА . $107$				
3.5	Анализ экспериментальных данных и обсуждение результатов 109				
3.6	Выводы третьей главы				
Заклю	чение				
Список литературы					

## Введение

#### Актуальность темы исследования

Постоянный рост мирового энергопотребления в совокупности с ограниченностью запасов ископаемого топлива требует поиска новых, желательно возобновляемых, источников энергии. Управляемый термоядерный синтез один из возможных путей решения данной проблемы. Наличие большого количества необходимого топлива и минимальное воздействие на окружающую среду делает этот подход довольно перспективным. Более того, в связи с прогрессом в области магнитного удержания высокотемпературной плазмы, достигнутым за последние несколько десятилетий, представляется возможным создание энергетического термоядерного реактора в ближайшем будущем.

Важным шагом на этом пути является проект ИТЭР: международный экспериментальный термоядерный реактор, крупнейший проект по магнитному удержанию высокотемпературной плазмы на данный момент. Его основная цель заключается в том, чтобы доказать целесообразность термоядерного синтеза в качестве крупномасштабного и безуглеродного источника энергии. После достижения целей ИТЭР планируется реализация проекта DEMO — прототипа электростанции, использующей термоядерный синтез [1]. Также важно отметить проекты токамаков ТРТ (Токамак с Реакторными Технологиями) [2] и CFETR (China Fusion Engineering Test Reactor) [3; 4], которые закроют пробелы между ИТЭР и демонстрационным реактором.

Помимо классических токамаков, таких как T–15MД, JET или EAST, существует большое количество альтернативных систем для управляемого термоядерного синтеза. Популярность получили сферические токамаки, такие как ST–40, Глобус–М, и курируемая управлением по атомной энергии Соединенного Королевства программа сферического токамака STEP. Кроме этого, важно упомянуть системы на основе открытых магнитных конфигураций, такие как ГОЛ–3, ГДЛ, проект ГДМЛ, реализуемый в ИЯФ СО РАН [5], и родственные им системы с обращенным магнитным полем [6], например C–2W/Norman от ТАЕ Technologies. Проект ГДМЛ является флагманской установкой для развития источников нейтронов и термоядерных реакторов на основе открытых магнитных систем. Открытые магнитные системы значительно проще токамаков с инженерной точки зрения, особенно если речь идет об осесимметричных конфигурациях. Подобные системы имеют возможность удерживать плазму с высоким, порядка единицы, коэффициентом отношения давления плазмы к давлению магнитного поля  $\beta = \frac{8\pi P_p}{B^2}$ , где  $P_p$  — давление плазмы, B — напряженность магнитного поля. Кроме того, в открытых системах существует естественный канал удаления примесей и продуктов термоядерных реакций, который также можно использовать для прямого преобразования тепловой энергии плазмы в полезную работу с высоким коэффициентом полезного действия.

Однако в настоящее время открытые ловушки серьёзно отстают от токамаков по параметрам удерживаемой плазмы. Для того чтобы сделать открытые магнитные системы конкурентоспособными, необходимы новые физические модели, адекватно описывающие механизмы удержания плазмы. Важным моментом для создания и верификации таких моделей является определение параметров плазмы, в частности, плотности и температуры с высоким временным и пространственным разрешением. При этом важно отметить, что открытые магнитные системы существенно отличаются от тороидальных, где свойства плазмы практически не меняются вдоль тороидальной оси. В открытых конфигурациях характеристики плазмы, как правило, сильно неоднородны вдоль оси установки, что выдвигает дополнительные требования к диагностикам.

Ещё одной важной проблемой на пути превращения открытых ловушек в термоядерные реакторы является то, что при увеличении энергосодержания удерживаемой плазмы и достижении сопоставимых с токамаками параметров неизбежно начнутся процессы разрушения обращенных к плазме элементов вакуумной камеры. Эрозия материалов стенки уже сейчас является одной из ключевых проблем при реализации проекта ИТЭР [7]. Вполне очевидно, что перспективы развития любых крупномасштабных термоядерных установок требуют достоверных сведений о том, что будет происходить с поверхностью обращенных к плазме элементов при стационарных нагрузках и импульсных переходных процессах.

Таким образом, для создания новых систем субреакторного класса на базе открытых ловушек необходимо развитие новых физических моделей и изучение механизмов разрушения материалов. Приблизиться к решению данных проблем возможно при наличии достоверных данных о протекающих процессах, а получение этих данных, в свою очередь, требует наличия широкого спектра диагностик, в частности, оптических. Всё вышеперечисленное делает тему по развитию методов для исследования плазмы и процессов эрозии обращенных к плазме материалов чрезвычайно актуальной.

#### Степень разработанности темы исследования

Оптические методы диагностики широко используются при определении параметров высокотемпературной плазмы [8—11]. Среди этих методов особое положение занимает томсоновское рассеяние. Несмотря на техническую сложность, эта диагностика давно является основным методом измерения профилей плотности и температуры электронной компоненты плазмы [10; 11]. Открытые магнитные системы в ИЯФ СО РАН в этом отношении не составляют исключения, однако диагностика томсоновского рассеяния на этих установках имеет ряд особенностей. Важной для открытых систем является необходимость получения информации не только о радиальном профиле плотности и температуры, но и об изменении этих параметров вдоль оси плазменного шнура. Кроме того, функция распределения электронов может существенно отклоняться от равновесного состояния, а в плазме могут содержаться частицы материала стенки. Все эти факторы необходимо учитывать при разработке диагностики томсоновского рассеяния в случаях, когда возникают новые задачи на существующих установках, а также при создании новых установок.

Помимо пространственного разрешения, не меньший интерес для физики открытых ловушек представляет высокое временное разрешение, особенно когда речь идет о инжекции микросекундных пучков в плазму. Частотные твердотельные лазеры в режиме гигантского импульса широко используются для диагностики длительных разрядов в токамаке (десятки и более секунд), но данные источники излучения не способны работать на мегагерцовых частотах. Разработка диагностических источников представляет существенную трудность и привлекает много внимания.

В системах магнитного удержания стационарные тепловые нагрузки на обращенные к плазме элементы приводят к десорбции вещества, и для того чтобы эти примеси не проникали в центральную область и не приводили к росту радиационных потерь, их необходимо удалять с периферии плазменного шнура. В открытых магнитных системах и некоторых токамаках [12] плазмоприемники выполнены в виде диафрагм, называемых лимитерами, которые контактируют с внешней частью плазменного шнура. В большинстве токамаков для этих целей внешние слои плазменного шнура направляются на плазмоприемник, называемый дивертором, на котором плазма охлаждается, нейтрализуется, а получившийся газ откачивается из вакуумной камеры [13]. Кроме того, в такой конфигурации существует возможность вывода продуктов термоядерных реакций на пластины дивертора.

По сравнению с существующими установками, разрабатываемые системы, такие как ИТЭР, ТРТ или ГДМЛ, будут иметь существенно больший поток тепла на элементы вакуумной камеры, обращенные к плазме, и большую длительность разряда, что может привести к повреждениям этих элементов [14]. В настоящее время, по мнению ряда авторов, эта проблема является одной из основных нерешенных задач проекта ИТЭР, ведь именно взаимодействие плазмы с поверхностью первой стенки в системах магнитного удержания будет является ключевым фактором определяющие параметры всей установки [15]. Создание теории, подробно описывающей механизмы взаимодействия мощных импульсных потоков энергии и частиц с материалами, является важной задачей для успешной реализации проекта ИТЭР и последующего создания энергетического термоядерного реактора. Необходимо отметить, что системы для удержания высокотемпературной плазмы на основе открытых ловушек и иных конфигураций при достижении сопоставимых параметров будут иметь те же самые проблемы с обращенными к плазме компонентами.

В условиях ИТЭР предполагаемые стационарные нагрузки на поверхность первой стенки и дивертора будут достигать  $5 \text{ MBt/m}^2$  и  $10-20 \text{ MBt/m}^2$  соответственно. Такое воздействие будет приводить к модификации материалов: накоплению в них водорода и гелия, появлению трещин на поверхности и так далее. Особую опасность для дивертора представляют мощные импульсные потоки частиц и энергий. При таких событиях тепловые нагрузки могут достигать  $50-1000 \text{ MBt/m}^2$ , что может приводить к значительным повреждениям первой стенки и дивертора.

Изучение процессов взаимодействия плазмы с материалами первой стенки и дивертора велось на различных установках магнитного удержания, таких как ГОЛ–3 [16], ASDEX Upgrade, LHD [17], JET [18] и других. Однако нагрузки на компоненты вакуумной камеры, ожидаемые в ИТЭР и других перспективных машинах, будут значительно выше, чем в существующих установках, что требует создания специализированных устройств для изучения процессов взаимодействия плазмы с поверхностью при различной длительности воздействия. При стационарных и импульсных нагрузках ниже порога плавления изучаются процессы распыления, термоциклирования, образование трещин, накопления гелия и изотопов водорода, формирования смешанных поверхностных слоев, образования структур при облучения вольфрама гелиевой плазмой [19; 20]. При высоких импульсных тепловых нагрузках на поверхность, соответствующих быстрым переходным процессам, таким как ЭЛМы (ELMs — edge-localized mode, моды локализованные на краю, квазипериодические неустойчивости в приграничной области плазмы), существенный интерес представляют механизмы движения расплавленного слоя и образования микрочастиц.

При воздействии мощного потока нейтронов (в том числе и быстрых) исследуются повреждение кристаллической решетки и трансмутация элементов. Нейтронное облучение оказывает значительное влияние на материалы, приводя к изменению их термомеханических свойств, включая охрупчивание и активацию. Продуктами некоторых происходящих ядерных реакций являются газы (реакции  $(n,\alpha)$  и (n,p)), которые могут вызвать увеличение объема материала [21]. Стоит отметить, что данная область затрагивает не только материалы элементов, непосредственно обращенных к плазме, но и материалы иных компонентов реактора, например, конструкционные стали [22].

Как видно из представленного выше, разрушение обращенных к плазме материалов представляет собой комплекс нерешенных проблем, привлекающий к себе большое внимание в термоядерном сообществе. Для экспериментального моделирования нагрузок на поверхность материалов в условиях, ожидаемых в ИТЭР и других перспективных системах, используются различные типы установок в зависимости от решаемых задач:

- 1. специализированные токамаки КТМ [23];
- 2. электронные пучки HELCZA [24], JUDITH2 [25], BETA [26];
- 3. ионные и нейтральные пучки GLADIS [27], MARION [28];
- 4. плазменные установки PISCES-B [29], PSI–2 [30], Magnum–PSI [31], Pilot–PSI [32], КСПУ–Т и МК–200 [33], установка с геликонным плазменным источником в ИЯФ СО РАН (в разработке) [34];
- 5. лазеры лазер на ВЕТА [35], лазер в Forschungszentrum Jülich [36];
- 6. ядерные реакторы и иные источники нейтронов Joyo [37], BR2 [38], IFMIF-DONES (в разработке) [39];

Особого внимания заслуживает уникальный комплекс испытательных установок, разработанный в Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА) [40].

В значительной части этих исследований используют post-mortem анализ повреждений, вызванных воздействием различных нагрузок. Безусловно, результаты этих исследований имеют большую научную ценность, однако в ряде случаев крайне важно наблюдать протекающие процессы непосредственно в ходе нагрузки и сразу после неё. В частности, при воздействии импульсной тепловой нагрузки на поверхность образца необходимо изучение динамики движения расплавленного слоя, а также определение скорости и размера микрочастиц, вылетающих из него. Кажется разумным, что оптические методы, хорошо развитые для диагностики высокотемпературной плазмы, могут быть применены и для изучения процессов эрозии материалов под действием мощной импульсной тепловой нагрузки.

#### Цели и задачи

Целью данной работы являлось:

- 1. Глубокая модернизация диагностики томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3. Для определения электронной плотности и температуры с высоким (10 нс 100 мкс) временным разрешением обновленная система должна производить два независимых диагностических лазерных импульса за один цикл работы установки с возможностью сбора рассеянного излучения в нескольких точках по длине плазменного шнура.
- 2. Разработка комплекса оптических in situ диагностик для изучения процессов, происходящих при воздействии мощных импульсных тепловых нагрузок на поверхности материалов, перспективных для покрытия обращенных к плазме компонентов.
- 3. Изучение условий и механизмов появления микрочастиц, вылетающих с поверхности при мощном тепловом воздействии, определение их характерных размеров, скоростей и плотностей потоков.

Для достижения поставленных целей были выделены следующие задачи:

 Создание лазерного комплекса, способного производить два диагностических лазерных импульса с управляемой в широких пределах задержкой между ними (10 нс – 100 мкс), а также трех систем сбора рассеянного излучения по длине установки с возможностью одновременного использования двух из них.

- 2. Разработка и создание диагностик малоуглового лазерного рассеяния, спектрометрии, многоракурсной фотографии и быстрой пирометрии для определения механизмов эрозии поверхности мишени с образованием микрочастиц при мощном импульсном тепловом воздействии.
- Разработка методик обработки сигналов и их реализация в виде программного кода на высокоуровневом языке с учётом особенностей диагностических комплексов.
- 4. Проведение исследований с помощью созданных диагностик.

## Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы заключается в:

- 1. Впервые, на установке ГОЛ–3 создан диагностический комплекс томсоновского рассеяния, способный измерять радиальные профили температуры и плотности электронной компоненты в двух точках вдоль оси плазменного столба в два заранее заданных момента времени за один импульс работы установки. Получены новые экспериментальные данные о механизмах взаимодействия плазмы и электронных пучков.
- 2. На установке БЕТА создан уникальный комплекс оптических невозмущающих in situ диагностик, включающий в себя диагностики малоуглового лазерного рассеяния, спектрометрии, многоракурсной фотографии и быстрой пирометрии для исследований капельной эрозии материалов при воздействии мощных импульсных тепловых нагрузок на поверхность. Диагностический комплекс позволяет измерять скорости, размеры и места вылета микрочастиц, а кроме этого, регистрировать температуру поверхности с высоким временным и пространственным разрешением.

## Теоретическая и практическая значимость работы

Значимость диссертационного исследования состоит в том, что:

- 1. Результаты измерений электронной плотности и температуры при нагреве плазмы релятивистским электронным пучком позволили установить, что в плазме существуют быстрые флуктуации плотности.
- 2. Созданный на установке БЕТА комплекс оптических диагностик позволяет изучать воздействие импульсных тепловых нагрузок на поверхность перспективных материалов во время и сразу после воздействия.

3. Полученные экспериментальные данные о размерах, скоростях и местах рождения микрочастиц позволяют подтвердить механизм вскипания приповерхностного слоя при мощной тепловой нагрузке.

## Методология и методы исследования

В исследовании широко применялись экспериментальные методы, в частности, невозмущающие оптические методы диагностики; методы теоретического и численного моделирования; методы сопоставления расчетов с экспериментальными данными.

## Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3 позволяет проводить измерения температуры и плотности электронной компоненты плазмы в двух точках вдоль оси плазменного шнура в два момента времени за один импульс работы установки с высоким временным, до 80 нс, и пространственным, до 2 мм, разрешением.
- 2. При инжекции релятивистского электронного пучка в плазму на установке ГОЛ–3 методом томсоновского рассеяния зарегистрированы флуктуации плотности на уровне 30% от средней величины с поперечным размером не более 20 мм, нарастающие за время не более 80 нс, и измерена динамика неравновесной функции распределения электронной компоненты.
- 3. Диагностический комплекс, созданный на установке БЕТА и состоящий из системы малоуглового лазерного рассеяния, спектроскопии с пространственным разрешением, трехракурсной фотографии и быстрой пирометрии в ближнем ИК диапазоне, позволяет получать информацию о скоростях, траекториях, размерах и местах рождения микрочастиц, а также определять распределение температуры поверхности и ее динамику в отдельной заданной точке.
- 4. Вылет микрочастиц вольфрама происходит с поверхности, подвергнутой мощной импульсной тепловой нагрузке, после окончания электронного пучка, что соответствует модели вскипания расплавленного слоя при ударном квазистационарном тепловом воздействии.
- 5. При удельных тепловых нагрузках до 3 порогов плавления, микрочастицы преимущественно рождаются в областях, где находятся подповерхностные трещины (параллельные поверхности). Характерный размер частиц лежит в диапазоне 2–10 мкм, их скорости могут

достигать 100—250 м/с, при этом существует обратная зависимость между скоростью и размером частицы.

## Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность обеспечивается большим объемом экспериментальных данных, полученных с различных независимых диагностик. Результаты хорошо воспроизводимы, непротиворечивы как между собой, так и с результатами численного моделирования. Большинство выводов сделаны с использованием спектральных и байесовских статистических методов обработки экспериментальных данных. Анализ ряда результатов исследования показывает хорошее соответствие с теоретическими и экспериментальными данными полученными другими авторами.

Материалы диссертационного исследования многократно обсуждались на семинарах ИЯФ СО РАН, а также были представлены в виде 12 докладов на 3 российских и 9 международных конференциях:

- XXXIX Международная Звенигородская конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, Россия, 2012;
- 2. XLI Международная Звенигородская конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, Россия, 2014;
- 3. International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Daejeon, Republic of Korea, 2014;
- 4. Международная конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение» г. Москва, Россия, 2014;
- 5. Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» г. Звенигород, Россия, 2015;
- 6. International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion Research, Jülich, Germany, 2015;
- 7. International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, г. Новосибирск, Россия, 2016;
- International Conference on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications, Neuss/Düsseldorf, Germany, 2017;
- 9. XLVI Международная Звенигородская конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, Россия, 2019;
- International Conference on Fusion Reactor Materials, La Jolla, CA, USA, 2019.

- 11. Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» г. Сочи, Россия, 2021;
- 12. Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» г. Сочи, Россия, 2023;

Результаты, вошедшие в состав диссертации, включены в отчёты о научноисследовательской работе в проектах Российского фонда фундаментальных исследований:

- 1. 14-02-31225 «Экспериментальное изучение эмиссии суб-ТГц электромагнитного излучения при нагреве плазмы электронным пучком»;
- 2. 15-32-20669 «Экспериментальное и теоретическое моделирование генерации микрочастиц с поверхности металлов при импульсных тепловых нагрузках в термоядерных установках»;
- 16-38-00739 «Экспериментальное исследование пространственно-угловых характеристик мощного электронного пучка, сгенерированного в многоапертурном источнике с плазменным катодом»;
- 4. 20-48-540029 «Методы in situ исследования повреждений высокотемпературных материалов термическими ударами, создаваемыми миллисекундным лазерным излучением»;
- и Российского научного фонда:
- 1. 14-12-00610 «Эксперименты с новыми схемами генерации субмиллиметрового излучения при нелинейных процессах в системе релятивистский электронный пучок-плазма»;
- 17-79-20203 «Исследование динамики механического разрушения, плавления и разбрызгивания вольфрама при импульсных тепловых нагрузках, соответствующих условиям в перспективном термоядерном реакторе и моделируемых с помощью электронного пучка»;
- 3. 19-19-00272 «Эффекты температурных напряжений и деформаций в материалах при импульсном нагреве»,

а также в научные отчёты стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики в 2019 – 2021 годах.

## Публикации

Основные результаты по теме диссертации представлены в 8 печатных и электронных изданиях, из них 4 статьи в рецензируемых научных журналах,

рекомендованных ВАК [26; 41—43], и 4 в сборниках тезисов и трудах научных конференций [44—47].

# В рецензируемых научных изданиях, включённых в перечень ВАК при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации:

- Upgrading of Thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 / S. S. Popov, L. N. Vyacheslavov, ... A. A. Kasatov, ... [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, nr 1T. — Р. 292–294. — URL: https://doi.org/10.13182/FST11-A11639. — Дата публикации: 10.08.2017.
- 2. Two-pulse Thomson scattering system for measurements of fast fluctuations of electron density in multimirror trap GOL-3 / S. S. Popov, A. V. Burdakov, ... A. A. Kasatov, ... [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 720. — P. 39–41. — URL: https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.040. — Дата публикации: 21.08.2013.
- 3. Observation of dust particles ejected from the tungsten surface by transient heat flux with small-angle scattering of cw laser light / L. N. Vyacheslavov, A. S. Arakcheev, ... A. A. Kasatov, ... [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 12. — Р. 494–498. — URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.023. — Дата публикации: 21.10.2017.
- 4. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor / L. N. Vyacheslavov, A. S. Arakcheev, ... A. A. Kasatov, ... [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 2018. — Т. 93, nr 3. — URL: https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaa119. — Дата публикации: 19.02.2018.

## Личный вклад автора

Вклад автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертационного исследования, является определяющим. Все результаты по теме исследования получены автором лично. Автор внес ключевой вклад в развитие системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3, создании установки БЕТА и её диагностического комплекса. Автором осуществлялось планирование и моделирование экспериментов, их подготовка и проведение, обработка и анализ экспериментальных данных.

Подготовка результатов к публикации в научных журналах проводилась совместно с соавторами. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный выше, содержит 4 работы. Вклад соискателя в 1 статью заключается в непосредственном создании двухимпульсного лазерного генератора и узлов сбора рассеянного излучения, настройка системы усилителей и системы регистрации, проведении экспериментов и обработке данных, полученных диагностикой. В данной работе проведено исследование динамики функции распределения электронов и переноса тепла в системе электронный пучок–плазма.

Вклад автора во 2 статью состоял в подготовке эксперимента, перестройке диагностического комплекса под нужды экспериментальной кампании, проведении эксперимента и анализе данных. Для диагностики томсоновского рассеяния был разработан программный комплекс, позволяющий ускорить обработку и получать результаты измерений сразу после эксперимента. В ходе данной работы были зарегистрированы быстрые (~ 100 нс) изменения электронной плотности плазмы.

В 3 статье автором произведено моделирование системы диагностики лазерного рассеяния и её сборка. Все экспериментальные данные, представленные в данной работе, получены и обработаны автором лично. В статье показано, что диагностика малоуглового рассеяния позволяет измерять размер микрочастиц и их динамику в области занятой лазерным пучком.

В 4 статье автором произведено моделирование и сборка трехракурсной системы быстрой фотографии, а также произведена обработка экспериментальных данных, относящихся к диагностике. Важным выводом данного исследования, установленным автором экспериментально, является факт первоначального вылета микрочастиц именно из зон расплава, образующегося над поверхностными трещинами.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 140 страниц, включая 95 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 130 наименований.

15

# Глава 1. Система томсоновского рассеяния в открытой гофрированной ловушке ГОЛ–3

#### 1.1 Томсоновское рассеяние в диагностике плазмы

Рассеяние электромагнитного излучения на свободных заряженных частицах при условии, что длина волны света много больше, чем комптоновская длина волны частицы называется томсоновским рассеянием (низкоэнергетический предел комптоновского рассеяния). Томсоновское рассеяние лазерного излучения является одним из основных методов получения информации об электронной компоненте высокотемпературной плазмы, так как оно обладает высоким временным и пространственным разрешением [10; 11].

По существу, томсоновское рассеяние практически единственный невозмущающий метод диагностики плазмы, позволяющий определять локальные значения плотности и температуры [10; 11], величины магнитного поля [48], спектра плазменных волн [49; 50] и функции распределения ионов по скоростям. Однако малое абсолютное значение сечения томсоновского рассеяния накладывает ряд серьёзных ограничений на систему диагностики. Эксперименты по рассеянию сопряжены с необходимостью фокусировки мощного потока электромагнитного излучения в малой области плазмы, регистрации слабого сигнала рассеянного излучения и, как правило, анализа его спектра.

Для полного понимания физической и инженерно-технической сложности регистрации томсоновского рассеяния, повторяя работы [51; 52], кратко изложим основы данного явления. Рассеяние электромагнитного излучения заряженной частицей происходит вследствие того, что частица оказывается источником вторичных волн. Энергия, переносимая волной через единицу поверхности в единицу времени, выражается через вектор Умова–Пойнтинга:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{B}], \tag{1.1}$$

а мощность  $dP_s$ , испущенная в телесный угол  $d\Omega$ :

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2 \vec{S} \cdot \vec{s} = \frac{R^2 c}{4\pi} E^2. \tag{1.2}$$

Подробнее используемые обозначения представлены на рисунке 1.1.



Рисунок 1.1 — Излучение электромагнитной волны заряженной частицей

Кратко рассмотрим процесс рассеяния плоскополяризованной монохроматической волны на заряженной частице. Падающая на частицу электромагнитная волна:

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \cos \vec{k}_i \, \vec{r}(t') - \omega_i t', \quad \vec{B}_i = \frac{c}{\omega_i} [\vec{k}_i \times \vec{E}_i], \tag{1.3}$$

создает силу:

$$\vec{F} = q \left( \vec{E}_i + \vec{\beta} \times \vec{B}_i \right) \tag{1.4}$$

которая, в свою очередь, вызывает ускорение частицы:

$$\vec{a} = c\vec{\beta} = \frac{1}{\gamma m} (\vec{F} - \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{F})), \qquad (1.5)$$

где  $\gamma$  — гамма-фактор частицы.

В нерелятивистском приближении  $\beta \ll 1$  на частицу действует в основном электрическое поле падающей волны. Уравнение для свободной частицы в этом случае может быть представлено в виде:

$$mc\frac{d\vec{\beta}}{dt'} = q\vec{E}_{i0}\cos(\vec{k}_i\,\vec{r}(t') - \omega_i t'). \tag{1.6}$$

Полагая, что невозмущенная действием электромагнитной волны траектория частицы может быть представлена как:

$$\vec{r}(t') = \vec{r}(0) + \vec{\beta}ct',$$
 (1.7)

можно увидеть, что время t' и t связаны соотношением:

$$t' = \frac{ct - R + \vec{s} \cdot \vec{r}(0)}{c(1 - \vec{s} \cdot \vec{\beta})},$$
(1.8)

также можно заметить, что:

$$\vec{k}_{i} \cdot \vec{r}(t') - \omega_{i}t' = k_{i} \frac{1 - \vec{i}\vec{\beta}}{1 - \vec{s}\vec{\beta}} R - \omega_{i} \frac{1 - \vec{i}\vec{\beta}}{1 - \vec{s}\vec{\beta}} t - k_{i} \frac{1 - \vec{i}\vec{\beta}}{1 - \vec{s}\vec{\beta}} \vec{s} \cdot \vec{r}(0) + \vec{k}_{i} \cdot \vec{r}(0).$$
(1.9)

Напряженность электрического поля рассеянной волны можно выразить как:

$$\vec{E}_{s}(R,t) = \frac{q^{2}}{mc^{2}R} \left[ \vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_{i0}) \right] \cos(k_{s}R - \omega_{s}t - (\vec{k}_{s} - \vec{k}_{i}) \cdot \vec{r}(0)), \quad (1.10)$$

$$\omega_s = \omega_i \frac{1 - \vec{i}\vec{\beta}}{1 - \vec{s}\vec{\beta}}, \quad \vec{k}_s = \frac{\omega_s}{c}\vec{s}, \tag{1.11}$$

где  $\omega_s$  и  $\vec{k}_s$  — частота колебаний и волновой вектор рассеянной волны,  $\vec{i}$  — единичный вектор в направлении падающей волны. Изменение частоты излучения из-за эффекта Доплера может быть представлено в виде:

$$\omega = \omega_s - \omega_i = (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{v} = \vec{k} \cdot \vec{v}, \quad \vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i.$$
(1.12)

Если  $\hbar\omega_i \ll mc^2$ , допустимо пренебречь импульсом отдачи частицы и считать, что  $|\vec{k}_i| \sim |\vec{k}_s|$ , следовательно  $|\vec{k}| \cong 2|\vec{k}_i|sin(\theta/2)$ . Мощность, рассеянная в телесный угол  $d\Omega$ , может быть записана как:

$$P_{s}(\vec{R})d\Omega = \frac{q^{4}E_{i0}^{2}d\Omega}{4\pi m^{2}c^{3}} \left[\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E_{i0}})\right]^{2} \cos^{2}(k_{s}R - \omega_{s}t - \vec{k} \cdot \vec{r}(0)).$$
(1.13)

Для рассеяния на единичном электроне, усредняя по времени для рассеянной волны, получаем:

$$P_s(\vec{R})d\Omega = \frac{cE_{i0}^2 r_e^2 d\Omega}{8\pi} \left[\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_{i0})\right]^2,\tag{1.14}$$

где  $r_e = \frac{q_e^2}{m_e c^2} = 2,8179 \cdot 10^{-13} \,\mathrm{cm}$  — классический радиус электрона.

Эффективное значение сечения рассеяния не зависит от частоты падающей электромагнитной волны, а рассеянное излучение частично поляризовано (полностью при  $\theta = \pi/2$ ). Регистрируемый в спектре рассеянного излучения сдвиг частоты определяется проекцией скорости электрона на направление вектора  $\vec{k}$ .

В случае, если падающее излучение поляризовано, как показано на рисунке 1.2, можно записать:

$$\left[\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_{i0})\right]^2 = 1 - \sin^2\theta \cdot \cos^2\phi_0, \qquad (1.15)$$

для неполяризованного луча можно провести усреднение по углу  $\phi_0$ :

$$\left[\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_{i0})\right]^2 = 1 - \frac{1}{2}sin^2\theta.$$
(1.16)



Рисунок 1.2 — Рассеяние поляризованного излучения электроном

Дифференциальное сечение рассеяния для поляризованной и неполяризованной электромагнитной волны:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{cE^2}{8\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega},\tag{1.17}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \left( 1 - \sin^2\theta \cdot \cos^2\phi_0 \right), \qquad (1.18)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 (1 - \frac{1}{2}sin^2\theta). \tag{1.19}$$

Проинтегрировав полученную величину сечения по всем телесным углам, легко получить полное эффективное сечение:

$$\sigma_{th} = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 6,652 \cdot 10^{-23} \,\mathrm{cm}^2. \tag{1.20}$$

Более подробное описание элементарных процессов рассеяния электромагнитного излучения можно найти в [51].

В случае рассеяния электромагнитного излучения в плазме задача серьёзным образом усложняется: электрическое поле вторичной волны является

суперпозицией волн, переизлученных электронами и ионами плазмы. Согласно выражению (1.13) интенсивность рассеяния обратно пропорциональна квадрату массы частицы, следовательно, при рассмотрении рассеяния в плазме с низким зарядовым числом допустимо пренебречь рассеянием на ионах и учитывать вклад только электронной компоненты. Однако, как будет показано ниже, это не значит, что ионы никаким образом не вносят вклад в рассеяние. Нетепловые флуктуации электронной плотности, вызванные коллективным движением ионов, могут существенно изменить картину рассеяния. Одна из интерпретаций процессов томсоновского рассеяния в плазме дана в статье Цытовича В. Н. [53].

При вычислении интенсивности рассеянного излучения на электронах плазмы необходимо учитывать фазу вторичных электромагнитных волн. В зависимости от углов рассеяния, длины волны падающего излучения и расстояния между частицами, электромагнитные волны, рассеянные на отдельных электронах, могут коррелировать по фазе. Эффект когерентности сильно изменяет спектр рассеяния, и необходимо знать, работает ли система рассеяния в когерентном или же в некогерентном режиме. Для этого удобно перейти к безразмерному параметру, называемому параметром Солпитера (Salpeter), который может быть представлен как:

$$\alpha = \frac{1}{|\vec{\Delta k}| \lambda_D} = \frac{1}{4\pi \sin(\theta/2)} \frac{\lambda_i}{\lambda_D},\tag{1.21}$$

где  $\vec{\Delta k}$  — разность волновых векторов падающего и рассеянного излучения,  $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e q_e^2}}$  — радиус Дебая,  $\lambda_i$  — длина волны диагностического лазера.

Аналитический вид форм-фактора рассеяния существенным образом зависит от отношения между длиной вектора  $|\vec{\Delta k}|$  и дебаевским радиусом  $\lambda_D$ . Когда  $\alpha \ll 1$ , длина волны лазера мала по сравнению с радиусом Дебая, рассеяние на электронах в объёме происходит случайным образом, такой некогерентный режим рассеяния называют неколлективным томсоновским рассеянием. Для значений  $\alpha \approx 1$  и  $\alpha \ge 1$  рассеяние на электронах в объёме зависит от их коллективного поведения (фазы сильно коррелированы). Когерентный режим рассеяния называют коллективным томсоновским рассеянием.

При  $\alpha \ll 1$  происходит рассеяние на тепловых флуктуациях свободных электронов, для которых  $\overline{\delta n_{th}^2} \sim \overline{n}$ . Важной особенностью режима неколлективного рассеяния является то, что изменение спектра рассеянного излучения

отражает распределение электронов по скоростям. Форм-фактор рассеяния для электронов в нерелятивистском случае представим в виде:

$$S(\vec{k},\omega) = \int f(\vec{v}_e) \,\delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}_e) \,d\vec{v}_e, \qquad (1.22)$$

где  $f(\vec{v}_e)$  — функция распределения электронов плазмы по скоростям,  $\delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}_e)$  — дельта-функция.

Для максвелловского распределения путем интегрирования можно получить, что:

$$S(\omega) = n_e \sqrt{\frac{m_e c^2}{8\pi k_B T \omega_0^2 \sin^2 \theta / 2}} \cdot exp\left(-\frac{m_e c^2 (\omega - \omega_0)^2}{8k_B T \omega_0^2 sin^2 (\theta / 2)}\right),$$
(1.23)

а спектральная плотность мощности в этом представлении:

$$P_{s}(\omega) = P_{0}r_{0}^{2}n_{e}L\Omega S(\omega)(1 - \frac{1}{2}sin^{2}(\theta)cos^{2}(\phi)).$$
(1.24)

Полная ширина спектральной линии по уровню половины от максимума зависит от электронной температуры и может быть выражена как:

$$\lambda_{FWHM} = 4\lambda_i \sqrt{\frac{k_B T_e \ln 2}{m_e c^2} \left(1 - \cos\theta\right)}.$$
(1.25)

Приведенные выше формулы не учитывают релятивистских эффектов и при температуре превышающей 1-2 кэВ их использование не совсем корректно. Релятивистские поправки изменяют полное сечение рассеяния, ширину спектра и поляризацию рассеянного излучения, уширение спектра перестаёт быть симметричным. Подробно релятивистская теория томсоновского рассеяния рассмотрена в [52]. Выражения для дифференциального сечения томсоновского рассеяния в релятивистском случае приведены в [54].

Профиль спектральной линии может быть измерен в эксперименте, и, исходя из его результатов, может быть определена электронная температура. В случае же, если функции распределения электронов не является максвелловской, данный метод позволяет определить её вид и среднюю энергию частиц. Кроме того, в силу сомножителя  $n_e$  в выражении (1.23) при определении эффективного объёма рассеяния с помощью калибровки режим неколлективного рассеяния позволяет проводить измерения электронной плотности плазмы.

При  $\alpha \gg 1$  происходит рассеяние на флуктуациях плотности экранирующих зарядов, такой режим называют коллективным рассеянием. В этом случае аналитическое выражение для (1.22) существенно усложняется, подробный разбор различных случаев может быть найден в [52]. Например, при рассмотрении коллективного рассеяния электромагнитной волны на ленгмюровских колебаниях, в спектре рассеяния, помимо линии с частотой падающего излучения  $\omega_0$ , появляются еще две компоненты с частотами  $\omega_0 + \omega_p$  и  $\omega_0 - \omega_p$  (аналог комбинационного рассеяния). Такой спектр можно использовать для диагностики, так как  $\omega_p$  связано с концентрацией электронов. Центральная компонента при этом имеет доплеровскую форму с шириной, определяемой температурой и массой ионов (рассеяние на коррелированных флуктуациях электронов, которые частично увлекаются ионами, совершающими тепловое движение).

В связи с малым абсолютным значением сечения томсоновского рассеяния для диагностики плазмы требуется использование мощных источников излучения. Полную интенсивность рассеянного излучения можно оценить как:

$$I = P n_e \sigma_{th} L, \tag{1.26}$$

где P — мощность диагностического излучения,

*n*<sub>e</sub> — электронная плотность,

*L* — продольный размер объёма рассеяния.

Даже для плотной плазмы  $10^{14}-10^{16}$  см<sup>-3</sup> показатель рассеяния  $n_e \sigma_{th}$  не превосходит  $10^{-9}-10^{-7}$  см<sup>-1</sup>. Учёт угла сбора излучения, потерь в оптическом тракте и спектральном приборе, а также минимально возможного уровня измеряемого сигнала (при использовании детекторов с максимально возможной чувствительностью, например, лавинных фотодиодов) приводит к необходимой мощности источника порядка нескольких гигаватт.

Одним из необходимых требований к источнику является высокая монохроматичность излучения, а именно, ширина линии источника должна быть значительно меньше доплеровского уширения, сопровождающего рассеяние. Помимо этого, необходимо высокое качество излучения для достаточно острой фокусировки в малый объём плазмы. Стоит отметить, что требуемыми параметрами обладают мощные твердотельные лазеры с модуляцией добротности резонатора, которые будут рассмотрены ниже.

Излучение диагностического лазера с высокой плотностью мощности при взаимодействии с плазмой может изменять её параметры, в этом случае томсоновское рассеяние не может считаться невозмущающим методом диагностики. Локальный нагрев плазмы за счет местного поглощения фотонов через обратное тормозное излучение подробно обсуждается Эвансом и Катценштейном [55]. Формула для оценки изменения температуры электронов из-за лазерного нагрева приводится в [55] как:

где n — электронная плотность в см,<sup>-3</sup>

Z — заряд иона, выраженный в элементарных зарядах,

- *T* электронная температура в эВ,
- $\lambda$  длина волны лазерного излучения в см,

 $h\nu$  — энергия фотона в эВ,

 $\Delta \tau$  — длительность лазерного импульса в секундах,

 $I_0$  — поток мощности лазерного излучения в Вт/см<sup>2</sup>.

Дополнительный анализ взаимодействия лазерного излучения с плазмой, учитывающий в том числе её нейтральную компоненту, может быть найден в [56].

# 1.2 Установка ГОЛ–3. Особенности диагностики томсоновского рассеяния

Установка ГОЛ–3 в ИЯФ СО РАН представляет собой линейную осесимметричную многопробочную магнитную ловушку для удержания плазмы, которая состоит из трёх основных частей: ускорителя У–2, вакуумной камеры в соленоиде, создающем гофрированное магнитное поле, и выходного расширителя с плазмоприёмником. Плазма удерживается внутри вакуумной камеры диаметром 102 мм, помещенной в двенадцатиметровый соленоид, который состоит из 55 элементарных пробкотронов длиной 220 мм с пробочным отношением  $R = B_{max}/B_{min} = 1,5$ . Интенсивность магнитного поля в максимумах составляет  $B_{max} = 4,8$  Тл, в минимумах  $B_{min} = 3,2$  Тл. Соленоид заканчивается магнитными пробками с полем 8-9 Тл.

При помощи нескольких импульсных клапанов в вакуумной камере создаётся требуемое распределение плотности протия или дейтерия по длине установки. Далее с помощью специального продольного разряда создается предварительная плазма с плотностью, которая может варьироваться в диапазоне  $10^{14}-3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, и температурой 2 эВ. Её нагрев производится релятивистским электронным пучком, создаваемым ускорителем У–2. Электронный пучок вытягивается из взрывоэмиссионного катода и ускоряется в ленточном диоде до энергии  $E_e = 2$  МэВ. Далее релятивистский пучок с током до I = 30 кА сжимается и инжектируется в плазму, длительность импульса может составлять до  $\tau = 12$  мкс. Схема установки приведена на рисунке 1.3.



Рисунок 1.3 — Схема установки ГОЛ–3 при работе с релятивистским электронным пучком

На установке ГОЛ–3 решался широкий круг экспериментальных задач, в частности: изучение удержания плазмы в открытых магнитных системах и механизма релаксации мощного релятивистского электронного пучка [57—59], генерации суб-ТГц излучения плазмой [60—62], коллективное взаимодействие плазмы и слаборелятивистского субмиллисекундного электронного пучка [63—65], взаимодействие плазмы с поверхностью [66; 67].

При релаксации электронного пучка в плазме, нагрев частиц происходит за счёт бесстолкновительного затухания Ландау плазменных волн, рожденных из-за раскачки пучковыми неустойчивостями. При этом наблюдается аномальное увеличение сопротивления плазмы и подавление продольной теплопроводности. В этих экспериментах система пучок-плазма находится в режиме ленгмюровской турбулентности, и поскольку при таком процессе в плазме имеется широкий спектр плазменных волн, то возникают условия для генерации электромагнитного излучения.

Для исследуемой в работе горячей плазмы установки ГОЛ–3 температура электронной компоненты может достигать 1 кэВ, а плотность лежит в диапазоне  $10^{14}-10^{16}$  см<sup>-3</sup> [58]. Ключевым моментом в этих экспериментах является определение радиальных профилей плотности и температуры плазмы, а также динамики этих величин, как на больших временных масштабах (длительность инжекции), так и на малых турбулентных временах. Характерный временной масштаб турбулентных процессов, определенный в аналогичной плазме, может составлять порядка 10 нс, пространственный – порядка 1 мм [50].

Более того, в длинных открытых магнитных системах, таких как ГОЛ–3, необходимо проводить измерения в нескольких точках по длине установки, в отличии от токамаков, где измерение, выполненное на магнитной силовой линии, допустимо экстраполировать на всю силовую линию в силу сохранения полного газокинетического давления  $P = n_i T_i + n_e T_e = const$ . В частности, это обуславливается неоднородным выделением энергии электронного пучка вдоль оси установки при его релаксации в плазме, а также особенностями самой предварительной плазмы. Нагрев с помощью электронного пучка приводит к ещё одной важной особенности установки ГОЛ–3: немаксвелловской функции электронной компоненты [57], которая существенно искажает форм-фактор рассеяния 1.22.

Вышеперечисленные особенности установки ГОЛ–3 позволяют сформулировать требования к системе томсоновского рассеяния. Диагностика должна проводить регистрацию плотности и функции распределения электронной компоненты:

- в нескольких точках по радиусу плазменного столба с высоким пространственным разрешением,
- в несколько моментов времени за один цикл работы установки,
- с варьируемой в широком диапазоне (0,1-100 мкс) задержкой между измерениями,
- в нескольких точках вдоль оси установки.

Измерение радиального профиля при использовании светосильных объективов с большим диаметром поля изображения не представляет особых проблем и является стандартной практикой. В тоже время измерение динамики профиля плотности высокотемпературной плазмы с высоким временным разрешением представляет существенную трудность. Традиционный подход диагностики плазмы методом томсоновского рассеяния [68] не применим в условиях эксперимента на ГОЛ–3, так как подавляющее большинство систем, предназначенных для режима генерации лазерных импульсов с энергией в несколько джоулей, не в состоянии работать с большой частотой следования (100 кГц и более). Использование метода с модулированием добротности резонатора для получения группы лазерных импульсов [69] хотя и дает возможность провести серию измерений за один акт работы установки, не позволяет управлять задержкой в пироком диапазоне (0,1–100 мкс). В данной работе была предложена схема с двумя независимыми задающими генераторами и общими усилителями, устройство которых будет описано ниже.

Наиболее сложной задачей является измерение параметров плазмы вдоль оси установки. Возможны конфигурации, в которых лазер распространяется вдоль плазменного столба с наблюдением рассеянного излучения на 90°. Однако в этом случае невозможно регистрировать радиальный профиль и необходимо решать ряд дополнительных проблем:

- для ввода излучения диагностического лазера необходимо использовать длиннофокусную оптику,
- особенности установки ГОЛ–3 не обеспечивают вывод лазерного луча из вакуумной камеры, что будет негативно влиять на уровень паразитного рассеяния на элементах конструкции.

Наиболее подходящим вариантом является повторное использование лазерного луча. После прохождения плазменного столба перпендикулярно оси установки с помощью поворотных зеркал луч может быть направлен к следующей точке рассеяния. Такая конфигурация позволяет измерять радиальные профили плотности и температуры в нескольких точках по длине установки. Потеря энергии в лазерном импульсе на вакуумных окнах и иных элементах при одном проходе может быть оценена в 10 %, что позволяет создать 3–5 точек сбора рассеянного излучения. Основной проблемой данного подхода является большая сложность настройки, которая может быть решена с использованием механизированных оптических компонентов и системы, определяющей положение пучка.

## 1.3 Система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3

В большинстве действующих и разрабатываемых систем томсоновского рассеяния на различных установках магнитного удержания высокотемпературной плазмы в качестве источников мощного лазерного излучения используются неодимовые или реже, рубиновые лазеры [70; 71]. Следует отметить, что для систем томсоновского рассеяния могут быть использованы и другие типы импульсных лазеров, например, титан-сапфировые, иттербиевые и александритовые [72; 73]. Ионы неодима  $Nd^{3+}$ , в отличии от ионов хрома  $Cr^{3+}$ , образуют четырёхуровневую систему, а не трёхуровневую, и имеют ряд преимуществ. Для четырёхуровневых систем требуется меньшая мощность накачки активной среды, чем для трехуровневых. Неодимовые среды не поглощают собственное излучение, а широкий выбор различных лазерных материалов (кристаллы и стекла) позволяет варьировать длину волны перехода  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$  в диапазоне 1047—1064 нм, что может быть полезно при измерениях температуры.

Система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3 состояла из мощного двухимпульсного диагностического лазера, узлов рассеяния, системы сбора рассеянного излучения и системы регистрации. Диагностический лазер был собран по схеме задающие генераторы — каскад лазерных усилителей, так как данная схема обладает рядом существенных преимуществ. Небольшие размеры задающего генератора облегчают селекцию поперечных мод, тем самым обеспечивая создание луча имеющего высокое качество лазерного излучения (гладкий профиль интенсивности, малая угловая расходимость). В представленный системе задающими генераторами являются неодимовые лазеры с кристаллической активной средой, а усилителем мощности — системы на неодимовом стекле.

Описываемая диагностика применялась в различных модификациях, претерпевая изменения в ходе своего развития, для того, чтобы лучше соответствовать потребностям проводимых экспериментов. Во всех случаях в системе томсоновского рассеяния используется неодимовый лазер на основе Nd<sup>3+</sup>:YLF с длиной волны  $\lambda = 1053$  нм, длительностью импульса  $\Delta \tau_{FWHM} = 10-15$  нс и пиковой мощностью  $P \approx 1$  ГВт. Нагрев плазмы лазерным излучением при таких параметрах диагностического луча незначителен  $\frac{\Delta T_{max}}{T} \approx 10^{-3}$ . Углы сбора рассеянного излучения были близки к 90°, в этом случае томсоновское рассеяние инфракрасного излучения происходит в неколлективном режиме  $\alpha_{max} \approx 0,05$ .

## 1.3.1 Двуимпульсный задающий генератор

Двуимпульсный генератор был выполнен из двух независимых задающих лазеров, собранных вместе на виброгасящей оптической плите. Каждый лазер состоял из активного элемента, импульсной ксеноновой лампы с отражателем, резонатора, электрооптической ячейки и диафрагмы. Лампа с отражателем и активным элементом помещались в квантрон, его конструкция предусматривает проток воды для охлаждения этих элементов, а также подключение лампы в электрическую цепь системы питания. Схема двуимпульсного генератора представлена на рисунке 1.4.



Рисунок 1.4 — Схема двуимпульсного лазерного генератора

В качестве активной среды применялись кристаллы иттрий-литиевого фторида, легированные неодимом Nd<sup>3+</sup>:YLF. Кристаллы Nd<sup>3+</sup>:YLF широко применяются в лазерной технике, эта среда характеризуется большим временем жизни инверсной населённости энергетического уровня  ${}^{4}F^{3/2}$ , высокая прозрачность Nd<sup>3+</sup>:YLF в УФ-диапазоне является преимуществом при использовании импульсных ксеноновых ламп накачки. Особенностью этой активной среды является её оптическая анизотропия: в зависимости от ориентации кристалла Nd<sup>3+</sup>:YLF внутри резонатора генерация происходит либо на линии 1047 нм для  $\pi$  - поляризации, либо 1053 нм для  $\sigma$  -поляризации. Следует отметить, что длина волны 1053 нм близка к максимуму контура усиления фосфатных стекол легированных неодимом, поэтому Nd<sup>3+</sup>:YLF лазеры на длине волны 1053 нм являются лучшим выбором в качестве задающего генератора для последующего усилителя на фосфатном стекле. Добротность резонатора модулируется электрооптическим затвором. Он состоит из двулучепреломляющего кристалла, обладающего эффектом Поккельса, расположенного между поляризатором и глухим зеркалом. В качестве поляризатора используется стеклянная пластинка, установленная под углом Брюстера.

Эффект Поккельса описывает изменение показателя преломления света в зависимости от приложенного электрического поля. Различие между эффектом Поккельса и эффектом Керра заключается в том, что эффект Поккельса линеен по полю, в то время как Керра квадратичен. Оба эффекта практически безынерционные, что позволяет использовать их для создания электрооптических затворов с характерными временами срабатывания менее 1 нс. Линейный электрооптический эффект наблюдается только в тех кристаллах, в которых элементарные ячейки не обладают центром симметрии. В зависимости от направления прикладываемого электрического поля эффект Поккельса может быть описан как продольный или поперечный. В первом случае излучение в кристалле распространяется параллельно силовым линиям электрического поля, во втором случае – перпендикулярно.

Для модулирования добротности резонаторов лазеров широко используются дигидроортофосфат калия  $(KH_2PO_4, KDP)$  и дейтерированный дигидроортофосфат калия  $(KD_2PO_4, DKDP)$ , являющиеся отрицательными одноосными кристаллами и обладающие сильно выраженным эффектом Поккельса. Дейтерированный кристалл имеет меньший коэффициент поглощения в инфракрасной области [74; 75] и является предпочтительным выбором для лазеров в диапазоне 800-1600 нм. В используемых электрооптических затворах кристалл помещают между поляризатором и зеркалом так, чтобы его оптическая ось совпадала с направлением распространения светового пучка. На боковые поверхности кристалла DKDP нанесены электроды в виде двух поясков, под действием внешнего электрического поля излучение в кристалле распадается на две компоненты одинаковой амплитуды с ортогональными поляризациями и распространяющихся с разными скоростями, так как кристалл после включения поля становится двуосным. Пройдя через кристалл, компоненты приобретают разность фаз и, интерферируя, меняют поляризацию излучения. Напряжение на электродах подбирается таким образом, чтобы после прохождения туда и обратно плоскость поляризации излучения была повёрнута на 90° по отношению к исходной. Таким образом, при поданном на

ячейку напряжении, она не пропускает излучение и экранирует глухое зеркало резонатора. Управляющий импульс снимает напряжение с ячейки и происходит генерация лазерного излучения в режиме гигантского импульса. Задержка между временем срабатывания импульсной лампы накачки и управляющим импульсом подбиралась таким образом, чтобы получить максимальную мощность лазерной генерации. Наличие внутри резонатора селективного элемента в виде пластинки, наклоненной под углом Брюстера, задавало поляризацию лазерного луча, которая должна быть выбрана перпендикулярно плоскости рассеяния.

Каждый задающий генератор производит одиночный лазерный импульс длительностью  $\tau_{FWHM} = 10-15$  нс и энергией E = 10-30 мДж. Для получения пучка с высоким качеством излучения  $M^2 \sim 1$  в резонаторе необходимо производить селекцию мод, для этих целей используется установленная внутри резонатора диафрагма размером 2 мм, хотя это и уменьшает пиковую мощность лазера. Излучение лазеров совмещалось с помощью системы зеркал и полупрозрачной пластины и, с сохранением поляризации, вводилось в пятипроходный усилитель, который был первым элементом каскада усиления лазерных импульсов. Стоит отметить, что мощность импульса второго задающего генератора необходимо было делать больше, так как коэффициент усиления каскада уменьшается после прохождения первого импульса.

## 1.3.2 Двухкаскадный лазерный усилитель

Двухкаскадный лазерный усилитель состоял из пятипроходного и оконечного усилителя, установленных последовательно. Оба усилителя были выполнены на базе лазера ГОС-1001, в котором в качестве активной среды используется стекло, легированное неодимом. Хотя лазерные кристаллы превосходят стёкла по большинству показателей, такие как пороговая энергия возбуждения, механическая прочность и теплопроводность, тем не менее, существенным недостатком кристаллов является их высокая стоимость и ограничение размеров изготавливаемых активных элементов, связанное с возникновением механических напряжений в кристалле в процессе его роста. Подробнее схема двухкаскадного усилителя представлена на рисунке 1.5.



Рисунок 1.5 — Схема двукаскадного усилителя на основе ГОС-1001

Пятипроходный усилитель состоит из двух зеркал, фототропного затвора, активной среды, помещенной в водяную рубашку, и системы оптической накачки. В качестве активной среды используется цилиндр из фосфатного стекла, легированного неодимом ГЛС-21П диаметром 45 мм, длиной 630 мм. Накачка активных элементов усилителей производится при помощи импульсных ламп ИФП20000 или их аналогами ИНП15Н и ИНП-16/580A, блока питания и конденсаторной батареи.

Для предотвращения самовозбуждения и паразитной генерации на френелевских отражениях торцы стержня обработаны под углом 87° к оси, для этих же целей в усилителе используется фототропный затвор на основе полиметинового красителя, растворенного в амиловом эфире валериановой кислоты. Фототропные затворы представляют собой поглощающую среду, обладающую резко выраженным пороговым пропусканием относительно интенсивности поступающих в неё световых импульсов. Спонтанное излучение, обладая малой мощностью и большой длительностью, поглощается фототропным затвором. Мощный лазерный импульс своим передним фронтом просветляет затвор, приводя его в состояние насыщения, и практически вся энергия лазерного импульса проходит через него.

Значительная часть энергии излучения накачки выделяется внутри активного элемента в виде тепла, что приводит к его нагреву, как правило, неравномерному. С этим нагревом связаны оптические искажения, являющиеся одним из основных источников аберраций резонатора и усилительных каскадов. Используемая система водяного охлаждения поддерживала температуру

31

активной среды в диапазоне 17-23 °C. При отсутствии водяного охлаждения световая накачка импульсными ксеноновыми лампами вызывает шелушение боковой поверхности неодимовых стёкол, так как ультрафиолетовое излучение поглощается в тонком (20-60 мкм) поверхностном слое активного элемента, вызывая его нагрев, приводящий к разрушению (кроме этого, ультрафиолетовое излучения производит восстановление примесного трехвалентного железа в двухвалентное, которое эффективно поглощает инфракрасное излучение, снижая генерационные характеристики). Дополнительный эффект от водяной рубашки вокруг активного элемента заключается в увеличении эффективности светопередачи. На выходе из пятипроходного усилителя пространственный профиль лазерного излучения приобретает кольцеобразную форму, её характерный вид представлен на рисунке 1.6. Визуализация профиля лазерного излучения осуществлялась с помощью фотобумаги, которая помещалась в нескольким метрах от пятипроходного усилителя на пути лазерного луча. Данный метод позволял контролировать симметричность профиля лазерного излучения при его настройке.



Рисунок 1.6 — Профиль лазерного луча, зарегистрированный при настройке усилителей

После пятипроходного усилителя излучение с помощью диэлектрических поворотных зеркал вводится в однопроходный усилитель, также созданный на основе ГОС-1001, с активным элементом из силикатного стекла ГЛС1. Центр линии люминесценции соответствует длине волны  $\lambda = 1061$  нм. Этот тип стекла при той же оптической накачке имеет меньший коэффициент усиления, но

обладает большей лучевой прочностью и является атермальным, что обеспечивает минимальные термические искажения волнового фронта, возникающие при накачке активного элемента. Для сравнении в таблице 1.1 представлены характеристики используемых сред, легированных неодимом.

Характеристика	$Nd^{3+}:YLF$	ГЛС1	ГЛС21П
концентрация $Nd^{3+}, 10^{20}$ см <sup>-3</sup>	1,4	1,9	1,4
плотность, $\Gamma/cM^{-3}$	3,99	2,66	3,49
$\lambda_{max},$ мкм	1,053(1,047)	1,061	$1,\!055$
$\Delta\lambda,$ HM	1,3	$35,\!0$	$28,\! 6$
au, MKC	485(540)	400	340
$dn/dT, 10^{-6}K^{-1}$	-6,6(-4,6)	-0,4	-5,8

Таблица 1.1 — Параметры лазерных неодимовых сред

Для получения максимальной энергии диагностических лазерных импульсов время ввода излучения от задающих генераторов в каскад усилителей должно быть согласовано с моментом максимальной инверсной населённости в каскаде, который, в свою очередь, зависит от момента срабатывания ламп усилителей. Для определения оптимального времени ввода излучения была проведёна серия дополнительных экспериментов. Оконечный усилитель был дополнен резонатором для работы в режиме свободной генерации. Резонатор выполнен из двух плоскопараллельных диэлектрических зеркал диаметром 75 мм, коэффициент выходного зеркала R = 20%. Интенсивность лазерного излучения и свечения ламп регистрировались фотодиодом SFH2500FA. Характерная динамика мощности генерации показана на рисунке 1.7, она имеет вид отдельных пичков с характерной длительностью несколько микросекунд.

Генерация начинается спустя 300—400 мкс от момента зажигания ламп и продолжается 600—800 мкс в зависимости от интенсивности накачки активной среды. Используя сглаживание методом бегущего среднего был определен диапазон максимальной интенсивности генерации, который достигается в 450—600 мкс от момента зажигания ламп. На основании этих данных были определены оптимальные моменты для ввода излучения задающих генераторов.

Общее усиление каскада составляет величину порядка 10<sup>3</sup>, с коэффициентом усиления в пятипроходном телескопическом усилителе около 200. При хорошей настройке задающих генераторов и каскада усилителей мощность каждого лазерного импульса могла достигать 20 Дж, при полной длительности на полувысоте 10–15 нс.



Рисунок 1.7 — Интенсивность свечения ламп и интенсивность свободной генерации лазера при уровне зарядки системы питания - 3,1 кВ. Черная пунктирная линия соответствует включению ламп накачки

Высокая мощность лазерного излучения требует особых мер предосторожности для используемой оптики. Все оптические элементы были наклонены относительно лазерного луча для того, чтобы отраженное от них излучение не попадало обратно в каскад лазерных усилителей. В противном случае, возможны фокусировка и усиление рассеянного назад излучения, и как следствие повреждение элементов лазерной системы. Диаметр лазерного луча должен быть достаточно большим, чтобы плотность энергии лазерного излучения находилась ниже порога лучевой прочности оптических покрытий (5–10 Дж/см<sup>2</sup> для импульсов длительностью 15 нс). С этой же целью необходимо защищать диэлектрические покрытия от осаждения на них пылевых частиц.

#### 1.3.3 Узлы рассеяния и система сбора рассеянного излучения

На установке ГОЛ–3, в силу необходимости измерять параметры плазмы вдоль оси магнитной ловушки, было создано 3 узла сбора рассеянного излучения. Схема их расположения приведена на рисунке 1.8. Вначале диагностический лазер проводился через точку рассеяния №2, расположенную в 4 метрах от входа релятивистского электронного пучка в ловушку. Далее лазерный луч с помощью поворотного зеркала мог быть введен в точку рассеяния №1 или №3, расположенные в 2 м и 9 м от входа пучка соответственно. Во всех точках рассеяния производилась регистрация излучения рассеянного на 90°.



Рисунок 1.8 — Схема расположения узлов рассеяния на установке ГОЛ–3

Ввод сфокусированного излучения диагностического лазера в вакуумную камеру осуществлялся через стеклянное вакуумное окно с диэлектрическим просветляющим покрытием. Изображение области, занятой лазерным лучом, с помощью светосильного объектива Сигнал–2 (85 мм, f/1,4) строилось на линейку из 8–15 световодов. Рассеянное лазерное излучение собиралось на полированные торцы 1 мм кварцевых световодов для дальнейшей транспортировки к измерительной аппаратуре. После прохождения точки рассеяния диагностический луч проводился через выходное окно к следующей точке рассеяния, либо попадал в приемник пучка. Подробнее схема узла рассеяния и система сбора представлена на рисунке 1.9.

Прохождение мощного лазерного луча через входное и выходное окно, а также вакуумную камеру создает паразитный рассеянный свет, который может попасть в регистрирующую систему. Без специальных мер предосторожности интенсивность такого рассеянного излучения может на 6–8 порядков превышать интенсивность излучения, рассеянного на электронах плазмы, что делает невозможным проведение каких-либо измерений. Для уменьшения паразитного

сигнала входное окно было отодвинуто от плазмы, а по ходу лазерного луча в вакуумной камере располагались диафрагмы с поглощающим покрытием. Для этих же целей каждое выходное окно было установлено под углом Брюстера, а лазерный луч в конечном итоге отправлялся в поглотитель пучка. В ходе настройки узлов рассеяния, в частности, изменяя положение входной линзы, проводилась минимизация вклада паразитного излучения.



Рисунок 1.9 — Узел рассеяния и система сбора рассеянного излучения

Для уменьшения влияния фонового свечения плазмы перед объективом устанавливались диафрагмы и широкополосные спектральные фильтры, изготовленные из цветного стекла КС–19, ИКС–5, ИКС–7 толщиной 3 мм. Контроль мощности лазерного импульса и изменение чувствительности каналов регистрации осуществлялся с помощью световодной линии задержки, через которую часть лазерного излучения проводилась в систему сбора и равномерно освещала торцы всех световодов. В ходе эксперимента было необходимо бороться с мощными электромагнитными помехами, в частности, с рентгеновским излучением, создаваемым генератором релятивистского электронного пучка. С помощью пятидесятиметровых световодов рассеянное и калибровочное излуче-
ние транспортировалось из защищенного зала в пультовую, где располагалась чувствительная к рентгеновскому излучению аппаратура системы регистрации.

Математическое ожидание интенсивности рассеянного излучения может быть представлено в виде:

$$I(n_e, T_e) = \alpha P_0 n_e \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \int_{\Omega_i}^{\Omega_f} k(\lambda) \,\sigma_{TS}(T_e, \lambda, \theta, \phi) \,d\lambda d\Omega, \qquad (1.28)$$

где  $\alpha$  — спектрально-неселективный коэффициент потерь в оптическом тракте,  $P_0$  — мощность лазерного импульса,

 $n_e$  — электронная плотность плазмы,

 $k(\lambda)$  — спектрально-селективный коэффициент,

 $\sigma_{TS}(T_e, \lambda, \theta, \phi)$  — дифференциальное сечение томсоновского рассеяния,

 $\lambda_i, \lambda_f$  — спектральные границы,

 $\Omega_i, \Omega_f$  — границы телесного угла.

Измерение профиля электронной плотности плазмы — наиболее простой способ использования систем томсоновского рассеяния. Простота обусловлена отсутствием спектральных приборов, в которых нет необходимости в данном случае, поскольку собранный рассеянный свет из коллектора световодов после прохождения общего для всех световодов спектрального фильтра передается сразу на фотодетекторы. Интенсивность рассеянного света пропорциональна плотности электронной компоненты  $n_e$ , если фотодетектор регистрирует широкий спектральный интервал, включающий основную часть всего томсоновского спектра.

В случае неколлективного рассеяния в максвелловской плазме для определения температуры электронной компоненты  $T_e$  необходимо измерение ширины линии рассеянного излучения, связь между уширением и температурой в случае максвелловской плазмы может быть представлена в виде:

$$T_e = \frac{m_e c^2}{8 k_B \sin^2(\theta/2)} \cdot \left(\frac{\Delta \lambda_{1/e}}{\lambda_i}\right)^2.$$
(1.29)

Определение профиля спектральной линии рассеянного излучения может проводиться спектрометрами, выполненными по различным схемам, как на основе дифракционных решёток, так и на базе интерференционных фильтров.

В нашем случае в силу необходимости измерения спектра рассеянного излучения в широком диапазоне электронных температур (десятки эВ - несколько кэВ) в различных экспериментальных кампаниях был создан спектрометр на основе дифракционной решетки, за счёт замены которой он мог быть легко перестроен. В экспериментах могли использоваться отражательные решетки 300, 600, 1200 шт/мм.

Схема спектрального прибора представлена на рисунке 1.10. Данная конфигурация обладает большой светосилой и контрастностью. Рассеянное излучение транспортируется по световоду от узла сбора и поступает на вход спектрометра (параболическое зеркало освещалось световодом заведенным внутрь спектрометра). Один спектрометр мог быть использован для двух пространственных точек, в этом случае световоды располагались друг над другом перпендикулярно плоскости рисунка.



Рисунок 1.10 — Схема спектрометра, используемого в системе томсоновского рассеяния

На выходе спектрометра излучение попадало на торцы кварцевых световодов и транспортировалось к фотодетекторами измерительной системы. Анализ рассеянного излучения проводился в нескольких (3 - 5) спектральных диапазонах в зависимости от ожидаемой температуры. Серьёзным ограничением на количество пространственных точек и спектральных диапазонов было незначительное число фотодетекторов: в максимальной конфигурации их число не превышало 24.

#### 1.3.4 Система регистрации

Применяемые в системе регистрации фотодетекторы должны обладать достаточным быстродействием и высокой чувствительностью, а также большим динамическим диапазоном. Существенную роль играет квантовая эффективность детектора QE, которая определяется как отношение числа фотонов, поглощение которых вызвало образование квазичастиц, к общему числу поглощённых фотонов.

Для измерения интенсивности рассеянного излучения в различных экспериментах используются лавинные фотодиоды [76] и ФЭУ [77]. Использование фотоэлектронных умножителей сопряжено со значительными трудностями: эти приборы чувствительны к магнитному полю, требуют высокого, свыше 1 кВ, напряжения. Однако их основной недостаток — это крайне низкая квантовая эффективность в красной и инфракрасной области спектра, где располагаются широко используемые рубиновые, титан-сапфировые и неодимовые лазеры. Использующееся удвоение частоты для неодимовых лазеров 1064 нм — 532 нм [77], хотя и позволяет перейти в спектральную область с приемлемой квантовой эффективностью, довольно сложно: оно требует использования нелинейных кристаллов с высокой лучевой прочностью. Неполное преобразования мощности исходного лазерного луча во вторую гармонику, а также уменьшение числа фотонов за счет роста их энергии приводит к снижению числа частиц в выходном лазерном луче в 3-5 раз.

Лавинные фотодиоды, напротив, лишены этих недостатков: они обладают высокой квантовой эффективностью в ИК-диапазоне и нечувствительны к магнитному полю [78]. Являясь твердотельными аналогами фотоумножителей, они обладают высоким временным разрешением и большим коэффициентом внутреннего усиления за счет ударной ионизации. При подаче высокого напряжения обратного смещения (немногим менее напряжения лавинного пробоя), в полупроводнике создается сильное электрическое поле, которое ускоряет электроны, образовавшиеся вследствие поглощения фотонов. Столкновение ускоренного электрона со связанным электроном из валентной зоны может породить электрон-дырочную пару, электрон которой, в свою очередь, может привести к образованию новых носителей заряда. Интенсивность сигнального тока  $I_S$  может быть представлена в виде:

$$I_s = P_s \cdot R_0(\lambda, T) \cdot M(U, T), \qquad (1.30)$$

где  $P_s$  — мощность падающего на детектор светового потока,

 $R_0(\lambda, T)$  — спектральная чувствительность детектора,

М — коэффициент усиления,

T — температура,

 $\lambda$  — длина волны излучения.

Коэффициент лавинного умножения M имеет сильную зависимость от приложенного обратного смещения и температуры детектора. Зависимость от обратного напряжения может быть выражена как:

$$M(U) = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_b}\right)^n},\tag{1.31}$$

где п варьируется в диапазоне от 2 до 6 в зависимости от типа лавинного фотодиода. Наличие зависимости коэффициента усиления от температуры требует либо термостабилизации детекторов в процессе работы, либо введение системы обратной связи для её компенсации путем изменения прикладываемого напряжения.

В связи с тем, что на диод подается обратное смещение, вклад в сигнал будет вносить не только ток  $I_s$ , но и темновой ток  $I_{DB}$ , причиной которого являются электрон-дырочные пары, рожденные в ходе случайных процессов, а также поверхностный ток утечки  $I_{DS}$ . Поверхностный ток утечки не проходит через область с сильным электрическим полем и, следовательно, не подвергается усилению. Полный темновой ток  $I_D$  может быть выражен как:

$$I_D = I_{DS} + M \cdot I_{DB}. \tag{1.32}$$

Наличие темнового тока ограничивает способность детекторов точно измерять низкие интенсивности света, особенно если создаваемый сигнальный ток сопоставим с ним. Одним из важнейших параметров измерительной системы является соотношение сигнал/шум:

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{noise}}.$$
(1.33)

Шум темнового тока при единичном коэффициенте усиления M = 1 подчиняется распределения Пуассона и может быть записан в виде:

$$\Delta I_{noise} = \sqrt{2eB \cdot I_D},\tag{1.34}$$

где B — полоса частот детектора,

е — заряд электрона.

Лавинный процесс усиления тока в силу своей случайной природы создает дополнительный, по сравнению с PIN диодом, шум. Коэффициент избыточного шума *F* зависит от коэффициента усиления:

$$F = M \cdot k_{eff} + (2 - \frac{1}{M})(1 - k_{eff}), \qquad (1.35)$$

где  $k_{eff}$  — эффективный коэффициент ионизации, который определяется как отношение вероятностей дырочной и электронной ионизации.

Коэффициент  $k_{eff}$  имеет сильную зависимость от величины электрического поля, а поскольку профиль электрического поля зависит от профиля легирования,  $k_{eff}$  также является функцией профиля легирования. Учёт длины пробега фотона в зависимости от его энергии приводит к появлению зависимости между коэффициентом избыточного шума и длиной волны регистрируемого излучения. Характерные значения  $k_{eff}$  составляют 0,02–0,06 для кремния, 0,9 для германия и 0,45 для арсенида галлия-индия. Широко используемые аппроксимации для фактора избыточного шума  $F = M^x$ , где x - индекс избыточного шума и  $F = 2 + k \cdot M$  при k < 0,1 и M > 20. В отсутствии падающего светового потока:

$$\Delta I_{noise} = \sqrt{2eB(I_{DS} + F \cdot M^2 \cdot I_{DB})}.$$
(1.36)

Дробовой шум, обусловленный сигнальным и общим темновым током, может быть представлен как:

$$\Delta I_{noise} = \sqrt{2eB[I_{DS} + F \cdot M^2(I_{DB} + R_0(\lambda) \cdot P_s])}.$$
(1.37)

Принимая во внимание тепловые шумы детектора, можно выразить отношение сигнал/шум в виде:

$$SNR = \frac{I_s^2 \cdot M^2}{2eBFM^2(I_s + I_{DB}) + 2eBI_{DS} + \frac{4k_BTB}{R_L}}$$
(1.38)

Как видно из выражения 1.38, с увеличением M шумы детектора растут быстрее чем сигнал. Для лавинных фотодиодов на основе кремния оптимальный коэффициент усиления лежит в диапазоне 50-1000, и ограничен диапазоном 10-40 для детекторов на основе германия и арсенида галлия-индия. Суммируя всё вышесказанное, для получения максимального отношения

сигнал/шум измерительной системы необходимо чтобы детектор был согласован с длиной волны диагностического лазера, а также была проведена тщательная оптимизация режима работы самого детектора: выбор соответствующего коэффициента усиления и учёт динамики рабочей температуры.

Каналы регистрации системы диагностики томсоновского рассеяния были разработаны в ИЯФ СО РАН [79]. Каждый канал состоял из детектора в связке с быстродействующим АЦП. Группа из 8 каналов объединялась в блок регистрации с двумя Ethernet интерфейсами: Fast Ethernet для управления системой питания диодов и Gigabit Ethernet для сбора данных с АЦП. В ходе развития установки число каналов регистрации было увеличено с 8 до 24 (с 1 до 3 блоков).

В качестве приемников излучения использовались кремниевые лавинные фотодиоды с внутренним усилением C30659-1060-3A производства Perkin Elmer в сборке с малошумящими усилителями. Данная схема позволяла регистрировать сигналы в полосе частот от 0 до 50 МГц, характерное значение сигнал/шум фотоприемника в этом диапазоне частот ~ 50. Спектральная чувствительность лавинных фотодиодов представлена на рисунке 1.11. Пунктирной линией на графике указана длина волны лазера соответствующая используемому в эксперименте.



Рисунок 1.11 — Спектральная чувствительность лавинных фотодиодов С30659-1060-3А (данные взяты из технической спецификации устройства)

В виду значительного изменения спектральной чувствительности в диапазоне 900—1100 нм, необходимо учитывать зависимость амплитуды сигнала от степени уширения спектра рассеянного излучения, который в свою очередь, зависит от электронной температуры плазмы. На рисунке 1.12 представлены результаты численного моделирования амплитуды сигнала от электронной температуры плазмы. В расчетах предполагалось, что спектр рассеянного излучения имеет гауссову форму. Из графика видно, что изменение сигнала не превосходит 20%, если электронная температура плазмы менее 1 кэВ.



Рисунок 1.12 — Влияние температуры плазмы на определение электронной плотности плазмы

Оцифровка сигнала с лавинных фотодиодов производилась быстродействующими АЦП ADC12500 [80]. Полоса пропускания АЦП составляет 150 МГц, частота дискретизации 500 Мгц с 12-битной разрешающей способностью, АЦП позволяло фиксировать более 3 миллионов точек. Эффективное число битов АЦП составляло 10,7. Типичная осциллограмма, зарегистрированная в эксперименте, представлена на рисунке 1.13.

Медленно меняющаяся компонента сигнала соответствует фоновому свечению плазмы, первый и третий пик - сигналам лазерного рассеяния на плазме, второй и четвертый - сигналам динамической калибровки. Расстояние между сигналом рассеяния и соответствующим сигналом динамической калибровки определяется длиной оптоволоконной линии задержки и в большинстве экспериментов составляет  $1 \pm 0.01$  мкс. В незначительной части экспериментов наблюдались сигнала представлен рисунке 1.14. Природа этих сигналов может быть объяснена абляцией микрочастиц пыли, попадающих в каустику лазерного луча.



Рисунок 1.13 — Осциллограмма сигнала томсоновского рассеяния



Рисунок 1.14 — Осциллограмма с аномальным сигналом

#### 1.4 Обработка экспериментальных данных и автоматизация

Данные с АЦП обрабатывались программным кодом, реализованном на языке Python 3. Выбор сверхвысокоуровневого языка программирования позволил существенно сократить объём исходного кода, что в свою очередь упростило развитие программы и внесение в неё различного рода исправлений и улучшений. Данный код устранял ложные срабатывания детектирующей аппаратуры и производил обработку данных сразу после эксперимента, что сделало возможным изменять условия следующего эксперимента в серии при необходимости. Использование библиотеки Numpy и JIT-компиляции в IR LLVM позволило многократно сократить время работы. Также следует отметить способность программного кода работать с различными аппаратными платформами и операционными системами.

Для начала на осциллограмме определялись моменты времени содержащие сигналы рассеяния и динамической калибровки. Осциллограммы с известными положениями сигналов, в качестве обучающей выборки, применялись для построения случайного леса. Комитет решающих деревьев определял моменты времени соответствующие сигналам рассеяния и калибровки. Для построения отдельного решающего дерева использовался алгоритм C4.5. В качестве одной из оценочных функций, позволяющей упростить задачу классификации, использовался сигнал полосового фильтра на основе непрерывного вейвлет-преобразования. Исходный сигнал и вид оценочной функции представлены на рисунке 1.15. Данный алгоритм позволят определять моменты срабатывания лазера даже в условиях сильной фоновой засветки и значительного джиттера системы запуска.



Рисунок 1.15 — Обработка сигнала рассеяния

На рисунке 1.16 представлен сигнал рассеяния небольшой интенсивности, но даже в этой ситуации используемый алгоритм однозначно определял моменты срабатывания.



Рисунок 1.16 — Обработка сигнала рассеяния низкой интенсивности

После определения пиков, производилась аппроксимация сигнала фонового свечения плазмы путем вписывания полиномиальных функций слева и справа от окна, в котором был заключен полезный сигнал, как показано на рисунке 1.17. В ходе обработки сигналов, выбор степени полинома осуществлялся таким образом, чтобы не допустить появления феномена Рунге.



Рисунок 1.17 — Определение интеграла интенсивности сигнала

Сигнал рассеяния после вычитания смоделированных сигналов фонового свечения плазмы интегрировался по времени в 50 нс диапазоне, таким образом определялся интеграл рассеяния I и ошибка его измерения  $\Delta I$ .

Вычисленный выше интеграл может содержать компоненту, отвечающую за рассеяние на элементах конструкции вакуумной камеры, а не на электронах плазмы. При измерениях температуры паразитный сигнал вносит вклад только в центральный спектральный канал и не представляет существенной проблемы. Однако для определения абсолютных значений плотности учет вклада паразитного сигнала является первостепенной задачей.

Для оценки вклада паразитного рассеяния проводились дополнительные эксперименты, когда диагностика проводила измерения в вакуумной камере откачанной до  $2 \cdot 10^{-4}$  Па. Для каждого эксперимента определялся интеграл паразитного рассеяния P и ошибка его измерения  $\Delta P$ , после статистической обработки вычислялось среднее значение  $P_{mean}$  и  $\Delta P_{mean}$ . При аккуратной настройке системы регистрации, пространственные каналы, соответствующие центральным областям плазменного шнура, имели незначительный вклад от паразитного рассеяния. Для периферийных каналов, наблюдающих плазму ближе к стенке вакуумной камеры, паразитный сигнал мог составлять 10-30% от общего, даже при хорошей настройке, что серьёзно уменьшало точность измерений. В случаях, когда паразитное рассеяние вносило существенный вклад в итоговый сигнал, проводилась повторная настройка системы сбора излучения.

Определение абсолютных значений плотности требует измерения эффективного объем рассеяния, что является достаточно сложной задачей. Однако, возможно его неявное определение через рэлеевское рассеяние на газе известной плотности. Дифференциальное сечение рэлеевского рассеяния может быть вычислено как [81]:

$$d\sigma_r(\theta) = \frac{3}{8}\sigma_r(1 + \cos^2\theta)\sin\theta d\theta, \qquad (1.39)$$

$$\sigma_r = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N^2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2 F_k(\lambda), \qquad (1.40)$$

где  $\theta$  — угол между падающей и рассеянной волной,

 $\lambda$  — длина волны излучения,

N — плотность вещества,

*n* — показатель преломления,

 $F_k(\lambda)$  — поправочный коэффициент Кинга.

При угловой зависимости аналогичной томсоновскому рассеянию, абсолютное значение сечения рэлеевского рассеяния зависит от частоты падающего излучения и примерно на 3 порядка меньше томсоновского в ИК области. Для азота  $\sigma_{N_2} = (0,364 \pm 0,040) \cdot 10^{-31} \,\mathrm{m}^2$  при  $\lambda = 1053 \,\mathrm{mm}$ .

Для выполнения рэлеевской калибровки системы диагностики в вакуумную камеру через натекатель напускался азот, давление газа в зависимости от условий эксперимента варьировалось в диапазоне 100–2000 Па. Через несколько часов, после оседания пылевых частиц, проводились измерения интенсивности рассеянного на молекулярном азоте лазерного излучения. При давлении 1–2 кПа при проведении рэлеевской калибровки возможно развитие оптического пробоя газа. В случае развития лазерной искры результаты рэлеевской калибровки отбрасывались и не использовались при вычислении параметров плазмы, а давление азота в вакуумной камере понижалось.

Интенсивность рассеяния на плазме I и  $\Delta I$ , рэлеевской калибровки  $R_{mean}$ и  $\Delta R_{mean}$  и паразитного рассеяния  $P_{mean}$  и  $\Delta P_{mean}$  использовались для определения абсолютной плотности плазмы  $n_e$  и ошибки измерения  $\Delta n_e$ .

$$n_e = n_{gas} \frac{\sigma_{N_2}}{\sigma_{Th}} \frac{I - P_{mean}}{R_{mean} - P_{mean}},\tag{1.41}$$

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \sqrt{\frac{\Delta I^2 + \Delta P_{mean}^2}{(I - P_{mean})^2} + \frac{\Delta R_{mean}^2 + \Delta P_{mean}^2}{(R_{mean} - P_{mean})^2}}.$$
(1.42)

### 1.5 Результаты измерений профиля плотности в экспериментах с релятивистским электронным пучком

Основной задачей диагностики томсоновского рассеяния в экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком являлось определение динамики температуры и плотности электронной компоненты с высоким временным разрешением. Схема данного эксперимента изображена на рисунке 1.18.

Хотя диагностический лазерный луч и проходил через настроенный узел рассеяния №2, эта точка не использовалась из-за ограниченного количества каналов регистрации, так как на описываемый момент времени было доступно не более восьми детекторов. Минимальная задержка между лазерными импульсами могла быть установлена в диапазоне 70—90 нс, а использование коаксиальных линий задержки позволило минимизировать амплитуду джиттера сигналов запуска. В ходе экспериментальной кампании система томсоновского рассеяния перестраивалась несколько раз для наилучшего соответствия поставленным задачам.



Рисунок 1.18 — Система сбора рассеянного излучения в экспериментах с релятивистским электронным пучком

В данных экспериментах рассеянное излучение регистрировалось только в узле рассеяния №1, в 1,82 м метрах от входа релятивистского электронного пучка, в восьми пространственных точках вдоль диаметра плазменного столба в два момента времени. Расстояние между соседними каналами регистрации составляло 12 мм.

Длительность инжекции релятивистского электронного пучка составляла 11 мкс, ток пучка 25 кА, энергия 0.8 МэВ. Характерный вид динамики тока представлен на рисунке 1.19.

В первой серии экспериментов обновленная диагностика проводила измерения электронной температуры в двух точках по радиусу плазменного столба, в два момента времени [41]. На рисунке 1.20 представлены экспериментальные профили спектра рассеяния измеренные в точках 0 мм (центр) и 12 мм (периферия), с 2,5 мкс задержкой между импульсами.



Рисунок 1.19 — Динамика тока релятивистского электронного пучка

Переход в координаты  $\Delta\lambda^2 - ln(I)$  один из распространенных способов представления профиля спектра рассеяния. В данных координатах, в случае рассеяния излучения на максвелловской плазме, профиль выглядит как прямая линия, однако, в нашем случае, экспериментальные точки значительно отклоняются от линейной зависимости, причем такого рода отклонение характерно для плазмы, нагретой с помощью релятивистских электронных пучков [58; 82].

Экспериментальные данные можно аппроксимировать битемпературным распределением (рисунок 1.21). При дополнительном предположении об изотропии функции распределения средняя энергия электрона в плазме может быть оценена как  $\langle E \rangle = 2$  кэВ при плотности  $\langle n \rangle = 3,5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.



Рисунок 1.20 — Спектры рассеяния в двух пространственных точках для двух моментов времени

Детальный анализ динамики электронной температуры показывает, что средняя энергия в центре плазменного шнура уменьшается почти на порядок в пределах 2,5 мкс (время задержки между лазерными импульсами). Поведение температуры плазмы на периферии показывает аналогичную тенденцию, но с гораздо меньшим относительным изменением средней энергии.



Рисунок 1.21 — Экспериментальный спектр рассеяния с битемпературной аппроксимацией

Во второй серии экспериментов производились измерение динамики электронной плотности плазмы. Система была перестроена так, что все доступные каналы регистрации использовались для построения профиля плотности, а время между диагностическими лазерными импульсами было уменьшено до 80-120 нс, при меньших задержках сигналы становились слабо различимыми, что затрудняло последующую обработку. Типичная осциллограмма сигнала рассеяния представлены на рисунке 1.22. Первый и второй пик соответствует сигналу рассеяния, третий и четвертый – сигналы калибровки, прошедшие через оптическую линию задержки. В ряде случаев, для разделения перекрывающихся пиков использовалось вписывание пар колоколообразных кривых: функции Гаусса или функции Коши-Лоренца.



Рисунок 1.22 — Осциллограмма сигнала рассеяния в экспериментах с релятивистским электронным пучком. Первая группа пиков соответствует сигналам рассеяния, вторая — сигналам калибровки, фон создается излучением плазмы

Профили двух типов, зарегистрированные в экспериментах, представлены на рисунках 1.23 и 1.24. На рисунке 1.23 показаны профили плотности в двух последовательных моментах времени без динамики плотности, время задержки между лазерными импульсами – 80 нс. Противоположный случай с флуктуациями плотности представлен на 1.24. Ошибки определения плотности электронной компоненты плазмы, отмеченные на рисунках, складываются из ошибок измерения сигнала рассеяния, релеевской калибровки и паразитного сигнала, в данной экспериментальной серии их относительная величина превышала 10%.



Рисунок 1.23 — Экспериментальный профиль плотности плазмы без быстрых флуктуаций



Рисунок 1.24 — Экспериментальный профиль плотности плазмы с быстрыми флуктуациями. В двух точках вдоль диаметра плазменного столба наблюдают-

ся статистически значимые различия в плотности плазмы (3 и 5 точка)

На рисунке 1.25 представлен исходный сигнал с диагностики в случае, когда в пространственном канале наблюдается быстрое изменение плотности, интенсивности сигналов рассеяния меняются более чем в два раза за 80 нс, в то время как сигналы динамической калибровки практически одинаковы. Таким образом, можно утверждать, что экспериментальные данные показывают наличие быстрого изменения профиля электронной плотности высокотемпературной плазмы во время инжекции электронного пучка, которые могут соответствовать различным турбулентным процессам, в частности, ленгмюровскому коллапсу.



Рисунок 1.25 — Осциллограмма сигнала рассеяния в случае флуктуации плотности

Взаимодействие плазмы с релятивистским электронным пучком ранее активно изучалось на установке ГОЛ–М [49; 50]. В работе [49] были подробно исследованы рождающиеся при сильной ленгмюровской турбулентности провалы плотности плазмы, однако, стоит отметить, что электронные пучки на установках ГОЛ–3 и ГОЛ–М сильно различаются в длительности, 12 мкс и 200 нс, соответственно.

## 1.6 Результаты измерений температуры и профиля плотности в экспериментах со 100 кэВ электронным пучком

Основываясь на экспериментальных данных полученных на установке ГОЛ–3 при работе с релятивистским электронным пучком, в ИЯФ СО РАН для нагрева и поддержания высокого уровня турбулентности плазмы был разработан генератор 100 кэВ электронного пучка [58; 64]. Длительность инжекции электронного пучка может варьироваться в диапазоне 25—300 мкс, ток пучка 20—150 A, энергия 40—100 кэВ. Электронный пучок создается ускорительным диодом с плазменный эмиттером и многоапертурной электронно-оптической системой [64; 83]. Характерный вид динамики тока представлен на рисунке 1.26.



Рисунок 1.26 — Динамика тока субмиллисекундного слаборелятивистского электронного пучка

Основной задачей диагностики томсоновского рассеяния в данных сериях экспериментов являлось определение динамики температуры и плотности плазмы. Измерения производились дважды за импульс работы установки в точке рассеяния №3, в 0,52 метрах от входа электронного пучка в соленоид. Временной интервал между лазерными импульсами мог изменятся в широких пределах от 1 мкс до 60 мкс.

Система сбора рассеянного излучения была аналогична системе представленной на рисунке 1.18. Рассеянное в плазме излучение при помощи объектива фокусировалось на торцы линейки собранной из 15 световодов. Для подавления фонового свечения плазмы использовались светофильтры из цветного стекла ИКС–5, ИКС–7 и КС–19. Изображение каустики лазерного луча переносилось на линейку световодов с незначительным уменьшением  $m = 0.9 \pm 0.02$ , что позволяло охватить 40 мм плазменного столба. Расстояние между объемами рассеяния в центральной части составляло 2 мм, увеличиваясь к краям до 4 мм. Типичная осциллограмма рассеяния представлена на рисунке 1.27. Первый и третий пик соответствует сигналу рассеяния, второй и четвертый – сигналы калибровки, прошедшие через оптическую линию задержки.

В первых экспериментах со 100 кэВ электронным пучком была определена динамика температуры и плотности плазмы, результаты работы системы томсоновского рассеяния представлены на рисунках 1.28 и 1.29.



Рисунок 1.27 — Сигнал рассеяния в экспериментах со 100кэВ пучком



Рисунок 1.28 — Динамика плотности при инжекции 100кэВ пучка

Помимо описанного выше, данный источник использовался в экспериментах по генерации миллиметрового и субмиллиметрового излучения при инжекции электронного пучка в газ. Основной целью этих экспериментов являлось исследование возможности создания в этой спектральной области мощного источника, использующего коллективные механизмы генерации электромагнитного излучения [63]. В ходе экспериментальной кампании определялась динамика СВЧ излучения при изменении тока инжекции, магнитного поля в соленоиде и режимов работы клапана напуска газа. Для проведения этой серии экспериментов, диагностика томсоновского рассеяния была перестроена: 15 доступных детекторов были использованы для построения профиля плотности.



Рисунок 1.29 — Динамика температуры при инжекции 100кэВ пучка

В этих экспериментах ток пучка составлял 15-90 А, длительность инжекции 32-33 мкс, измерения проводились в диапазоне 15-30 мкс от старта эксперимента. Напряжение на ускорительном диоде поддерживалось равным U = 69 кВ. При изменении магнитного поля в соленоиде условия транспортировки электронного пучка также изменялись, при B=2,5 Тл диаметр пучка на полувысоте составлял D<sub>1/2</sub> = 5 мм, при B= 1,24 Тл — D<sub>1/2</sub> = 7,5 мм, таким образом при неизменном токе инжекции, его плотность возрастала в 2 раза. Предварительный напуск газа осуществлялся через клапан расположенный в 0,73 м от входа электронного пучка в соленоид. Давление газа на клапане выставлялось в диапазоне 0,4–0,8 МПа, что позволяло регулировать количество вводимого в вакуумную камеру вещества.

Типичные профили плотности плазмы, зарегистрированные в экспериментах при различных магнитных полях, представлена на рисунках 1.30 и 1.31. Низкая точность измерения плотности в крайних каналах обусловлена высоким вкладом паразитного сигнала в регистрируемый сигнал рассеяния из-за близости стенок вакуумной камеры. В сериях экспериментов была определена зависимость максимальной электронной плотности плазмы от тока пучка, результаты измерений представлены на рисунке 1.32. В экспериментах изменялась величина инжектируемого тока, в то время как остальные параметры, такие как плотность газа, величина магнитного поля и момент измерения фиксировались.

56



Рисунок 1.30 — Динамика профиля электронной плотности.  $P_{z_{0,73}} = 0,4$  МПа, магнитное поле соленоида 2,5 Тл



Рисунок 1.31 — Динамика профиля электронной плотности.  $P_{z_{0,73}} = 0,8 \,\mathrm{M\Pi a},$ магнитное поле соленоида 1,24 Тл



Рисунок 1.32 — Зависимость максимальной плотности плазмы от тока пучка.<br/>  $P_{z_{0,73}}=0,4\,{\rm M}\Pi{\rm a},B=1,24\,{\rm Tr},t=25{-}30\,{\rm mkc}$ 

57

#### 1.7 Выводы первой главы

Созданная система томсоновского рассеяния позволяет определять параметры плазмы в **двух узлах рассеяния по длине установки в два момента времени за один цикл работы установки**, что крайне важно в условиях турбулентной плазмы открытых ловушек. Диагностика профиля плотности и температуры плазмы, а также динамики этих величин может проводится с высоким временным и пространственным разрешением.

В главе продемонстрирована возможность измерений параметров плазмы в различных режимах работы установки. Зарегистрированы быстрые флуктуации плотности плазмы при инжекции релятивистского электронного пучка, а при инжекции слаборелятивистского длинноимпульсного электронного пучка в газ измерены температура и профиль электронной плотности плазмы. На основании этих данных было показано, что возникающее при этом СВЧ излучение не всегда может быть объяснено изначально предполагаемой моделью генерации на основной и второй гармониках электронной плазменной частоты. Эксперименты по генерации излучения с использованием 100 кэВ электронного пучка создали предпосылки для развития теории пучково–плазменной антенны [84].

Дальнейшее развитие систем томсоновского рассеяния на существующих и разрабатываемых открытых установках в ИЯФ СО РАН помимо увеличения числа каналов регистрации и точек сбора излучения, может быть направлено на создание томсоновского ЛИДАРа и/или переход к рассеянию на нескольких длинах волн.

Для измерения температуры и плотности плазмы возможно использование мощного лазерного импульса (3–5 Дж), запущенного вдоль оси симметрии открытой магнитной конфигурации с наблюдение рассеяния назад. Лазер с длительностью импульса порядка 300 пс способен достичь пространственного разрешения около 10 см, однако используемые детекторы также должны иметь очень быструю импульсную характеристику. Развитие микроэлектроники сделало доступным быстрые АЦП, а также лавинные фотодиоды, способные работать с частотой свыше 1 ГГц. В статье [85] представлены быстродействующие АЦП с частотой дискретизации 5 ГГц и 14-битным амплитудным разрешением. Из представленных на рынке кремниевых лавинных фотодиодов можно выделить Thorlabs APD210 с максимальной рабочей частотой 1,6 ГГц и временем нарастания 500 пс при коэффициенте лавинного усиления M = 100.

Переход к томсоновскому рассеянию на нескольких длинах волн позволит выполнять спектральную калибровку in situ, что позволяет увеличить точность измерений, кроме этого более высокие электронные температуры можно измерять без каких-либо изменений в настройке спектральных фильтров полихроматоров. Разнообразие неодимовых лазеров Nd:YAG 946/1064нм, Nd:YLF 1047/1053нм позволяет выбрать длину волны в соответствие с потребностями эксперимента.

Стоит отметить, что в случае значительных успехов в области удержания плазмы в открытых магнитных системах и достижении электронной температуры в несколько десятков кэВ, возможно применение новых методов основанных на рассеянии света. Традиционная диагностика томсоновского рассеяния основана на измерении ширины спектра рассеянного излучения, но при достаточно высоких температурах, релятивистские эффекты вызывают изменение и поляризации рассеянных фотонов. Возникающая в результате деполяризация рассеянного излучения зависит от температуры и может быть использована в качестве альтернативы традиционному методу спектрального разложения. Глава 2. Пассивные оптические диагностики на установке БЕТА для изучения механизмов эрозии под мощными тепловыми нагрузками

#### 2.1 Установка БЕТА для исследования эрозии материалов

В 2014 году в ИЯФ СО РАН была создана установка БЕТА для исследования механизмов эрозии материалов под воздействием мощных импульсных тепловых нагрузок. Основу установки составил разработанный 100 кэВ источник электронного пучка, представленный в первой главе.

После завершения цикла экспериментов по нагреву плазмы электронным пучком оказалось целесообразно использовать источник с плазменным эмиттером для изучения механизмов эрозии материалов, обращённых к плазме. Параметры создаваемого пучка позволяют моделировать условия импульсных тепловых нагрузок, ожидаемых в ИТЭР и ГДМЛ.

Для экспериментов на установке БЕТА была использована элементная и приборная база диагностики томсоновского рассеяния, а также применён обширный опыт разработки и эксплуатации оптических диагностических систем.

Экспериментальная установка состоит из генератора электронного пучка, вакуумной камеры, магнитной системы транспортировки пучка, системы откачки, набора оптических диагностик и подвижного держателя мишеней. Подробная схема установки БЕТА представлена на рисунке 2.1.



Рисунок 2.1 — Схема установки БЕТА

Вакуумная камера установки состоит из двух частей: объёма с генератором пучка и объёма с двумя рядами диагностических портов. Части разделены шиберной задвижкой, которая позволяет производить замену мишеней без развакуумирования обоих объёмов. Для откачки вакуумной камеры используется система, состоящая из безмасляного форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Данная система позволяет достигать давления до  $3 \cdot 10^{-4}$  Па. Измерение давления осуществляется вакуумной лампой PKR 251 производства компании Pfeiffer Vacuum.

Генерация электронного пучка осуществляется в источнике с многоапертурной электронно-оптической системой (ЭОС) диодного типа с плазменным катодом [86]. Эмиссионная сетка содержит 241 отверстие с гексагональной упаковкой внутри круга диаметром 80 мм. Общая площадь эмиссионных отверстий составляет величину около 10 см<sup>2</sup>. Генератор создаёт электронный пучок с мощностью до 10 MBT, энергией частиц 80–105 кэВ и длительностью до 10 мс. Временная динамика мощности электронного пучка для двух различных случаев представлена на рисунке 2.2.



Рисунок 2.2 — Временная динамика мощности электронного пучка. Приведено два различных эксперимента: пучок длительностью 150 мкс и 1 мс

Пучок может быть сжат магнитным полем в 5-100 раз по площади относительно исходного размера ЭОС. Диаметр пучка на поверхности облучаемой мишени составляет 10-25 мм. Типичное распределение интенсивности магнитного поля вдоль оси установки представлено на рисунке 2.3. Пространственное распределение пучка, зарегистрированное с помощью рентгеновской диагностики [87], представлено на рисунке 2.4. Анализ экспериментальных данных показывает, что профиль пучка имеет распределение, близкое к гауссову.



Рисунок 2.3 — Профиль магнитного поля вдоль оси установки. Катод находится в точке координатой z = 615 мм, мишень — z = 2400 мм



Рисунок 2.4 — Профиль пучка, измеренный рентгеновской диагностикой [87]. Для сечений представлены аппроксимирующие функции Гаусса, полученные методом наименьших квадратов

# 2.2 Особенности электронного пучка для моделирования тепловой нагрузки

Для определения тепловой нагрузки, создаваемой пучком, необходимо рассмотреть механизмы взаимодействия электронов с веществом. Электроны пучка испытывают упругие и неупругие соударения в веществе, при этом часть из них отражается от поверхности образца. Уносимая отраженными электронами энергия в случае нормального падения:

$$P_{ref} = I_{ref} E_{ref} = n_{ref} k_{ref} I_0 E_0, (2.1)$$

где  $E_{ref} = k_{ref} E_0$  — средняя энергия отраженных электронов,

Е<sub>0</sub> — энергия частиц в пучке,

 $I_{ref} = n_{ref}I_0$  — отраженный ток,

*I*<sub>0</sub> — полный ток пучка,

 $k_{ref}$  — коэффициент отражения по средней энергии,

*n<sub>ref</sub>* — коэффициент отражения по току.

Для электронов с характерной энергией 100 кэВ коэффициент отражения по току монотонно возрастает с увеличением порядкового номера материала мишени. Для вольфрама  $n_{ref}$  лежит в диапазоне 0,48–0,49, а  $k_{ref}$  — 0,8–0,82. Оба коэффициента практически не зависят от температуры и агрегатного состояния вещества.

Максимальная длина пробега электрона в веществе зависит от его энергии. В области 50–100 кэВ она может быть вычислена согласно выражению Канайя-Окаяма [88], которое с учётом релятивистской поправки имеет вид:

$$R_0 = \frac{0.0276AE^{5/3}}{Z^{8/9}\rho} \frac{(1+0.978\cdot 10^{-3}E_0)^{5/3}}{(1+1.957\cdot 10^{-3}E_0)^{4/3}},$$
(2.2)

где  $R_0$  — радиус окружности в мкм, которая является огибающей траекторий электронов, с центром в точке входа пучка в мишень,

 $E_0$  — энергия электронов пучка, кэВ,

A — молярная масса, г/моль,

ho — плотность, г/см<sup>3</sup>,

Z — атомный номер.

Для электронов с энергией 100 кэВ максимальная длина пробега в вольфраме составляет 11 мкм. Однако, поскольку выделение энергии пучка по глубине происходит неравномерно, максимальная глубина пробега является не слишком информативной величиной. Для описания выделения энергии пучка в веществе разумнее использовать эмпирическую формулу, называемую нормированной функцией потерь:

$$f(x) = 1, 4 \cdot e^{-(2x-2/3)^2}, \quad x = \frac{r}{R_e}, \quad R_e = \frac{10^{-1} E_0^{3/2}}{\rho},$$
 (2.3)

где  $R_e$  — характерная глубина пробега, мкм,

*E*<sub>0</sub> — энергия электронов пучка, кэВ,

ho — плотность, г/см<sup>3</sup>.

Вид этой функции при различных энергиях пучка представлен на рисунке 2.5. Характерная глубина пробега электрона в веществе может быть получена путём нахождения точки пересечения оси абсцисс с прямой, являющейся линейной экстраполяцией нормированной функцией потерь при условии  $\frac{df(x)}{dx} < 0$ . Для электрона с энергией 80–105 кэВ в вольфраме она составляет 4–6 мкм, а максимальное энерговыделение происходит на глубине 1–2 мкм.



Рисунок 2.5 — Нормированная функция потерь для различной энергии электронов. Характерная глубина — точка пересечения пунктирной линии с осью абсцисс

Для описания импульсного теплового воздействия, помимо широко используемых величин таких как: плотности энергии (Q,  $Дж/м^2$ ), плотности мощности (P,  $Br/m^2$ ) и длительности импульса (t, c) может применятся параметр потока тепла (HFF, Heat Flux Factor,  $MДж/(m^2 \cdot c^{0,5})$ ), который для прямоугольного импульса может быть представлен как:

$$HFF = \frac{Q}{\sqrt{t}} = P \cdot \sqrt{t}.$$
(2.4)

Данная величина характеризует интенсивность импульсной тепловой нагрузки, учитывая как мощность, так и время воздействия. Решение одномерного уравнения теплопроводности с постоянными коэффициентами показывает, что характерная глубина распространения тепла  $\delta$  зависит от времени как:

$$\delta \sim \sqrt{a \cdot t},\tag{2.5}$$

где a — коэффициент температуропроводности, м $^2$ /с,

t — время, с.

С учетом вышеизложенного, выражение 2.4 может быть переписано в виде:

$$HFF \sim \frac{Q}{\delta} \sim \frac{P \cdot t}{\delta}.$$
 (2.6)

Правая часть данного выражения представляет собой полную энергию *E*, запасённую в прогретом объёме *V*:

$$HFF \sim \frac{E}{S\delta} \sim \frac{E}{V},$$
 (2.7)

где S — площадь воздействия, м<sup>2</sup>.

Правая часть выражения (2.7) пропорциональна изменению температуры поверхности  $\Delta T = T - T_0$ . Стоит отметить, что для вольфрама тепловая нагрузка около 50 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>) приводит к плавлению поверхности.

В работах [66; 89] представлен обзор методов экспериментального моделирования импульсных тепловых нагрузок с помощью различных источников: лазерного излучения, электронных пучков и потоков плазмы. Несмотря на существенную разницу в глубине проникновения частиц, используемых для моделирования **импульсных тепловых нагрузок**, показано, что разные методы дают идентичные результаты.

Применение электронного пучка в качестве источника мощного теплового воздействия при экспериментальном моделировании имеет ряд особенностей. Хотя подобные установки и не позволяют, по очевидным причинам, изучать процессы ионного распыления, накопление гелия и водорода, отсутствие мощной фоновой засветки от плазмы даёт возможность наблюдать поверхность материалов непосредственно в ходе всего процесса теплового воздействия.

Уникальной особенностью установки БЕТА, выделяющей её на фоне других экспериментальных машин, является наличие большого количества различных оптических in situ диагностик, способных измерять различные параметры поверхности мишени и абляционного факела с высоким временным и пространственным разрешением. Субмиллисекундный электронный пучок способен работать в широком диапазоне токов, напряжений и магнитных полей, а следовательно и тепловых нагрузок (вплоть до 300 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>)). Данная особенность позволяет проводить на установке исследования различных процессов до и выше порога плавления, таких как образование трещин, движение расплавленного слоя, генерации микрочастиц и другие.

#### 2.3 Первые эксперименты на ГОЛ-3 и БЕТА

Для начала стоит отметить, что первые эксперименты по облучению образцов мощным электронным пучком, создаваемым источником с многоапертурной ЭОС и плазменным катодом, проводились на установке ГОЛ–3, ещё до создания установки БЕТА. Принципиально, эта конфигурация ничем не отличалась от представленной в пункте 2.1, поэтому в дальнейшем не будет делаться никаких различий между экспериментами, проведенными на разных установках.

В экспериментах использовались пластины вольфрама 25 х 25 мм<sup>2</sup> с толщиной 2—7 мм. В зависимости от задач эксперимента образцы могли подвергаться шлифовке или полировке, одной или обеих поверхностей. На рисунках 2.6 и 2.7 представлены фотографии вольфрамовых мишеней после теплового воздействия при различных интенсивностях нагрузок.



Рисунок 2.6 — Образец после облучения до порога плавления. На поверхности видна сеть трещин в зоне облучения

Простейшим методом исследования устойчивости материалов к мощным тепловым нагрузкам является post mortem анализ образцов. На рисунках 2.8 и 2.9 представлены фотографии мишеней, выполненные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Хотя в данном эксперименте тепловая нагрузка на поверхность образца не превышала порога плавления, на поверхности образовались трещины и произошло оплавление отдельных зерен (рисунок 2.8). Эти области имеют слабый контакт с подложкой и могут покинуть мишень (рисунок 2.9). Таким образом, генерация микрочастиц пыли может происходить даже при нагрузках ниже порога плавления.



Рисунок 2.7 — Образец после облучения выше порога плавления. Зона воздействия электронного пучка подверглась плавлению



Рисунок 2.8 — Область трещины со слабосвязанным зерном



Рисунок 2.9 — Область трещины после потери слабосвязанного зерна

#### 2.4 Диагностики параметров абляционного факела

При мощных импульсных нагрузках превышающих порог плавления вольфрама, на поверхности мишени происходит образование расплавленного слоя. Испаряющийся материал приводит к образованию яркого абляционного факела, а с поверхности расплава происходит вылет микрочастиц. Излучение абляционного факела, в особенности линейчатый спектр, может быть использовано для определения его параметров. Спектр нейтрального вольфрама, согласно данным из [90], представлен на рисунке 2.10.



Рисунок 2.10 — Спектр нейтрального вольфрама [90]

Для определения параметров абляционного факела были проведены серии экспериментов, в которых с пространственным разрешением измерялся его спектр, а также регистрировалась временная динамика интенсивности свечения. Регистрация спектра абляционного факела с пространственным разрешением производилась с помощью модернизированного монохроматора МДР–23. Схема диагностики представлена на рисунке 2.11.



Рисунок 2.11 — Схема диагностики спектрометрии абляционного факела

Излучение из области абляционного факела фокусируется объективом на входную щель монохроматора с уменьшением в 5 ± 0,1 раз. В монохроматоре использовалась отражающая дифракционная решетка 1200 штр/мм. Для подавления паразитного рассеянного света оптические элементы внутри корпуса спектрометра были окружены диафрагмами. На выходе спектрального прибора излучение регистрировалось системой из электронно-оптического преобразователя (ЭОП) и ПЗС камеры. ЭОП с микроканальной пластиной служил затвором и одновременно усилителем яркости. Изображение на его люминофоре регистрировалось с помощью камеры SDU-285 на основе ПЗС матрицы SONY ICX285AL. Максимальное разрешение кадра составляет 1392 x 1032 точек, пиксель имеет размеры  $6,45 \times 6,45$  мкм. Время накопления (экспозиции) может варьироваться в диапазоне 7 мкс – 270 с. Разрядность АЦП — 12 бит. Усиление входного сигнала может установлено в диапазоне 6 до 36 дБ, однако, установка больших коэффициентов усиления (24–36 дБ) приводит к снижению динамического диапазона камеры.

Пространственное разрешение определялось методом построения резкой границы на входной щели монохроматора. Стоит отметить, что в данной конфигурации спектрометр обладал астигматизмом, существенно снижавшим пространственное разрешение. В приборах без компенсации астигматизма фокальная плоскости прибора располагается в плоскости меридионального фокуса, что позволяет достигнуть высокого спектрального разрешения, но снижает пространственное: точечный источник света на входной щели преобразуется в монохроматические вертикальные линии в плоскости выходной щели. Для увеличения пространственного разрешения спектрометра перед его входной щелью располагалась цилиндрическая линза.

Перед спектральной калибровкой измерительного прибора была экспериментально определена нормальная ширина щели  $150 \pm 4$  мкм, а сама калибровка проводилась с помощью ртутной, аргоновой или дейтериевой лампы в диапазоне 370-490 нм. Выбор данного спектрального диапазона был обусловлен тем, что внутри него у вольфрама существуют яркие спектральные линии (рисунок 2.10).

Используя, различные газоразрядные источники с небольшим уширением спектральных линий, была измерена аппаратная функция спектрального прибора. Экспериментальные точки и соответствующая гауссова кривая представлена на рисунке 2.12. Полная ширина на уровне половины высоты составляет  $0,13 \pm 0,004$  нм. Также, варьируя длительность накопления сигнала была показана линейность системы регистрации спектрометра. Характерный вид спектра, полученного в эксперименте, представлен на рисунке 2.13.

Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью кода реализованного на Python 3, а использование библиотеки OpenCV с открытым исходным кодом позволяло производить достаточно сложную коррекцию изображений. Код позволял устранять дисторсию исходного изображения, проводить построение срезов на различном удалении от поверхности мишени, а также сопоставлять спектральные линии с базами данных. На рисунке 2.14 представлены спектры абляционного факела при различном удалении от поверхности. Для удобства восприятия на рисунке приведены линии нейтрального вольфрама.



Рисунок 2.12 — Аппаратная функция спектрального прибора



Рисунок 2.13 — Экспериментальный спектр абляционного факела с пространственным разрешением. Мишень находится в нижней части рисунка. Кривизна спектральных линий учитывалась при последующей калибровке

Сопоставление полученных в ходе эксперимента спектров с материалами из базы данных National Institute of Standards and Technology [91] показывают наличие в спектре излучения только линий, соответствующих нейтральному и однократно ионизованному вольфраму. При удалении от поверхности мишени изменяется величина уширения линий и их относительные интенсивности, что может быть объяснено изменением температуры и плотности абляционного факела.



Рисунок 2.14 — Спектр абляционного факела

Решение обратной задачи спектроскопии, а именно, определение параметров плазмы по измеренным спектрам, было затруднено в виду отсутствия в литературе достоверных данных о динамической дипольной поляризуемости атомов вольфрама в оптическом диапазоне. Позднее, в литературе появились данные о дипольной поляризуемости атомов вольфрама на второй гармонике неодимового лазера  $\lambda = 532$  нм [92], что теоретически делает возможным более точное определение параметров абляционного факела. Экспериментальные данные о поляризуемости вольфрама также могут быть найдены в статьях [93; 94].

Кроме спектрального состава излучения, была исследована временная и пространственная динамика интенсивности свечения абляционного факела. Для регистрации этих параметров была создана диагностика, представленная на рисунке 2.15. Излучение абляционного факела с помощью объектива переносилось на торцы кварцевых световодов диаметром 1 мм, собранных в линейку. Перед объективом, для выделения желаемого спектрального диапазона располагались фильтры из цветного стекла СС–5, СЗС–8 или ИКС–5. Излучение транспортировалось из защищенного зала в пультовую, где располагался блок лавинных фотодиодов и ADC12500. Из-за ограниченного числа транспортных световодов, количество каналов регистрации было отграничено тремя.



Характерные сигналы с диагностики представлены на рисунке 2.16. Динамика интенсивности свечения абляционного факела в различных пространственных каналах показывают схожее поведение: сигнал отрывается от нулевой линии через 50—70 мкс от начала теплового воздействия и содержит несколько пиков. Для сглаживания исходных сигналов был применен фильтр Савицкого-Голая, так как он вносит значительно меньшие искажения, чем различные бегущие средние или фильтр Колмогорова-Зурбенко.



Рисунок 2.16 — Динамика интенсивности свечения абляционного факела в различных пространственных каналах

При детальном анализе сигналов было замечено, что пики на различных пространственных каналах коррелируют друг с другом. Дополнительное сопоставление данных сигналов с динамикой мощности электронного пучка показало, что между ними также существует корреляция. На рисунке 2.17 представлены нормированные сигналы с двух соседних пространственных каналов, а также зависимость мощности электронного пучка от времени.


Рисунок 2.17 — Сопоставление интенсивности свечения абляционного факела с динамикой мощности электронного пучка

Отсутствие сигнала первые 50—70 мкс от начала пучка объясняется тем, что температура поверхности мишени ещё недостаточна для интенсивного испарения. Группа пиков в 80—130 мкс от начала пучка может быть объяснена локальным ростом мощности теплового воздействия. Интенсивность свечения абляционного факела зависит от его плотности, которая в свою очередь, зависит от скорости испарения вещества с поверхности, а следовательно и температуры.

Локальное увеличение мощности электронного пучка приводит к росту температуры поверхности, темпа испарения и как следствие интенсивности свечения абляционного факела.

Появление корреляции между различными пространственными каналами может быть объяснено тем, что двигаясь от поверхности более плотная область факела расширяется и по очереди попадает в различные пространственные каналы системы регистрации. Данная модель не учитывает пространственное распределение тепловой нагрузки, наличие на поверхности мишени областей с ухудшенной теплопроводностью (слабосвязанные зерна, трещины), которые очевидно будут иметь более высокую температуру, а также динамику расширения абляционного факела в присутствии магнитного поля.

Для определения скорости распространения возмущения между сигналами с различных пространственных каналов были посчитаны попарные взаимнокорреляционные функции и на их основе определены задержки между пиками. Экспериментальная зависимость времени задержки от расстояния между точками сбора излучения представлена на рисунке 2.18. Для определения наклона кривой вместо неробастного метода (чувствительного к отклонениям и неоднородностям в выборке) наименьших квадратов применялась оценочная функция Тейла-Сена, так как исходные данные не были гомоскедастичны (homoscedasticity – однородность дисперсии для последовательности случайных величин).



Рисунок 2.18 — Зависимость времени задержки от расстояния между пространственными каналами. Прямая вписана с помощью оценочной функции Тейла–Сена

Экспериментально определено, что скорости распространения возмущений с 95% вероятностью лежат в интервале 1490—1620 м · с<sup>-1</sup>. В книге [95] приведено решение задачи об адиабатическом разлете в пустоту газового шара, максимальная скорость истечения передних слоев газа согласно источнику равна:

$$u_{max} = \frac{2}{\gamma - 1} c_s,\tag{2.8}$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты,

 $c_s$  — скорость звука.

Скорость звука в парах вольфрама может быть выполнена по модели идеального газа:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}},\tag{2.9}$$

где *R* — универсальная газовая постоянная,

T — абсолютная температура,

M- молярная масса.

Принимая во внимание вышеизложенное и считая пары вольфрама идеальным одноатомным газом, выполненные оценки температуры дают значения в диапазоне 3300–3800 К. Для дополнительной проверки модели, было проведено сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования кодом В.А. Попова. Описание теории, применяемой в компьютерном моделировании, представлено в его статье [96]. На рисунке 2.19 представлена тепловая нагрузка в одном из экспериментов и соответствующая расчётная динамика температуры поверхности с учетом испарения.



Рисунок 2.19 — Сопоставление расчетной динамики температуры поверхности и плотности мощности тепловой нагрузки

Исходя из температуры поверхности мишени было рассчитано давление паров вольфрама над ней согласно работам [97] и [98]. Сравнение интенсивности свечения абляционного факела в ближайшем к поверхности пространственном канале с динамикой давления паров представлено на рисунке 2.20.



Рисунок 2.20 — Сравнение динамики свечения абляционного факела с давлением паров. Расчёт давления: кривая 1 – [97], кривая 2 – [98]

Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными, адекватно воспроизводя как момент появления абляционного факела (60 мкс), так и группы пиков (100 и 110 мкс). Расхождение в интенсивности пиков (80 и 90 мкс) может быть объяснено присутствием на поверхности слабосвязанных областей с более высокой температурой.

Отдельного рассмотрения заслуживает существенная разница между расчетной температурой поверхности и температурой вольфрамового пара, однако это выходит за рамки диссертационного исследования.

## 2.5 Система многоракурсной быстрой фотографии

Как уже упоминалось выше, микрочастицы, образующиеся при мощных импульсных тепловых нагрузках на компоненты вакуумной камеры, являются одной из основных проблем систем магнитного удержания плазмы. Определение параметров микрочастиц и условий их появления является важным для создания ИТЭР и обоснованного выбора режимов его работы. Сбор микрочастиц из вакуумной камеры, хотя и позволяет установить их размер, не предоставляет информацию о других, не менее важных параметрах, таких как: время и условия образования, функции распределение скорости по абсолютному значению и углу, а также связь этих параметров с размером частицы.

Для наблюдения частиц, вылетающих с поверхности образца, можно использовать их тепловое излучение. Характерное время остывания микрочастицы вольфрама в вакууме может быть оценено исходя из предположения, что основным механизмом ухода энергии является излучение, а испарением можно пренебречь. Из равенства потоков можно найти относительное изменение температуры от центра микрочастицы к поверхности:

$$\epsilon \sigma T^4 = \lambda \nabla T \approx \lambda \frac{\Delta T}{r}, \quad \frac{\Delta T}{T} = \epsilon \sigma T^3 \frac{r}{\lambda}.$$
 (2.10)

Для частицы вольфрама радиусом 10 мкм и начальной температурой 4000 К значение выражения 2.10 равно  $10^{-4}$ . За счет высокой теплопроводности  $\lambda$  градиент температуры между центром и поверхностью крайне мал и температуру микрочастицы можно считать постоянной для всего её объёма. В этом

случае, задача об остывании может быть легко решена аналитически:

$$\frac{4\pi r^3 \rho c}{3} \frac{dT}{dt} = -4\pi r^2 \epsilon \sigma T^4, \qquad (2.11)$$

$$T(t) = \frac{T_0}{\sqrt[3]{1 + \frac{9\epsilon\sigma}{\rho cr}T_0^3 t}},$$
(2.12)

где *r* — радиус частицы,

 $\rho$  — плотность,

- *с* удельная теплоёмкость,
- $\epsilon$  относительная излучательная способность,
- σ постоянная Стефана Больцмана.

Для частицы радиусом 10 мкм, время за которое температура уменьшится с 5500 K до 5000 K составляет величину около 500 мкс, что позволяет использовать быстрое фотографирование трека частицы для определения её параметров. За время экспозиции 10-20 мкс температура частицы меняется незначительно и может рассматриваться как постоянная величина. Расчётная динамика температуры 10 мкм частицы представлена на рисунке 2.21.



Рисунок 2.21 — Расчётная динамика температуры микрочастицы

Для наблюдения частиц, вылетающих с поверхности материала, была создана система, состоящая из уже описанных, быстрых цифровых камер SDU-285, регистрирующие излучение в диапазоне 400–1000 нм. Для частиц с температурой 4000–5500 К максимум спектральной плотности мощности лежит внутри этого диапазона и треки микрочастиц могут быть легко зарегистрированы.

Камеры с длиннофокусными объективами Юпитер–21М (с фокусным расстоянием 200 мм и максимальным относительным отверстием f/4) и Индустар И–51 (с фокусным расстоянием 210 мм и максимальным относительным отверстием f/4,5) устанавливались под углом 90°. Область резко изображаемого пространства соответствовала пространству перед мишенью. Максимальное разрешение системы, зафиксированное при измерении с помощью фотографической штриховой миры, составило  $35\pm3$  шт/мм. В части экспериментов, для воссоздания временной динамики с одного ракурса использовались две камеры, способные делать два кадра при различной экспозиции и времени задержки. Подробнее схема данной диагностики представлена на рисунке 2.22.





Для того, чтобы подавить фоновое излучение абляционного факела использовались фильтры из цветного стекла КС–11, КС–14, КС–19, ИКС–2 и их комбинации, а для ослабления сигнала фильтры НС–3 и НС–8. Выбор красных и инфракрасных диапазонов был обусловлен тем, что именно в этой области находится основная мощность теплового излучения частиц и в тоже время незначительное количество ярких спектральных линий нейтрального вольфрама (спектр вольфрама представлен ранее на рисунке 2.10).

В самой первой итерации система быстрой фотографии состояла только из одной камеры. Характерное изображение облака микрочастиц, вылетающих с поверхности мишени, представлено на рисунке 2.23. При увеличении тепловой нагрузки на мишень возрастает интенсивность потока микрочастиц, вылетающих с её поверхности.

Анализ экспериментальных данных показывает, что длина треков микрочастиц зависит от расстояния до точки старта на поверхности мишени. На рисунке 2.24 представлено облако микрочастиц, зарегистрированное при времени экспозиции 300 мкс, где данный эффект проявляется наиболее отчетливо.



Рисунок 2.23 — Изображение облака микрочастиц. Поверхность мишени находится на прямой x = 0



Рисунок 2.24 — Изображение облака микрочастиц при 300 мкс экспозиции. Длина трека микрочастицы растёт с удалением от поверхности

Исходя из длины трека и времени экспозиции кадра можно вычислить проекции скорости микрочастиц, лежащих в плоскости изображения. Максимальные зарегистрированные величины достигают 200–250 м/с.

Сопоставление проекций скорости частиц с их удалением от точки старта на поверхности в плоскости изображения для трех разных экспериментов представлено на рисунке 2.25. Кадры были сделаны с большой (0,5-5 мc) задержкой от начала пучка, так как только в этом случае представляется возможным детальный анализ микрочастиц, соответствующие проекции скорости при этом не превышают 25 м/с. В приближении, что частицы после старта двигаются равномерно и прямолинейно, полученная линейная зависимость может быть объяснена тем, что старт частиц происходит практически одновременно. Более того, обратная трассировка частиц для вычисление момента старта показывает, что вылет частиц происходит после окончания электронного пучка [43].



Рисунок 2.25 — Зависимость скорости частиц от расстояния до поверхности. Скорость и расстояние определены в плоскости изображения, время наблюдения частиц указано от начала пучка

Расчетное время полета микрочастиц показано на рисунке 2.26, в данном эксперименте камера наблюдала пространство перед поверхностью в диапазоне 500-520 мкс, а длительность пучка составляла 145 ± 2мкс. Большая ошибка в определении времени полета для частиц близких к поверхности легко объясняется тем, что в силу ограниченной разрешающей способности объектива не удалось определить параметры траектории микрочастиц с высокой точностью. В следующей главе будут обсуждены дополнительные экспериментальные данные, относящиеся к моменту рождения микрочастиц.



Рисунок 2.26 — Время полета микрочастиц

80

Кроме определения времени, не менее интересно определить область рождения микрочастиц. Для этого система быстрой фотографии подверглась модернизации и стала полностью соответствовать описанию в части 2.5.

Изображения поверхности и облака микрочастиц с разных ракурсов представлены на рисунках 2.27, 2.28 и 2.29. Тепловая импульсная нагрузка, создаваемая электронным пучком, в этом эксперименте составляла 165 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>). Как ранее было определено, при таком уровне воздействия начинается появление микрочастиц.



Рисунок 2.27 — Изображение облака микрочастиц: а) ракурс 1, б) ракурс 2

Используя калибровку боковых камер, выполненную с помощью специальной мишени и в предположении, что частицы двигаются без ускорения, были построены траектории микрочастиц, а также определены места пересечения этих траекторий с плоскостью образца. Выбор большого времени задержки и пороговой тепловой нагрузки позволил добиться того, что в кадре присутствует небольшое количество микрочастиц, для которых возможно отследить места их появления. Для выделения границ трещин был разработан алгоритм на основе операторов Собеля и Щарра, сам алгоритм был реализован на Python 3 с использованием библиотеки OpenCV. На рисунках 2.28 и 2.29 небольшая прямоугольная область была удалена из рассмотрения в связи с дефектом на поверхности ПЗС матрицы. Места рождения микрочастиц соответствуют областям с повышенной интенсивностью свечения, которые в свою очередь соответствуют краям трещин.



Рисунок 2.28 — Изображение поверхности во время теплового воздействия: а) ракурс 3, исходное изображение, б) выделена сеть трещин, центр мишени покрыт расплавом



Рисунок 2.29 — Изображение поверхности после теплового воздействия: а) ракурс 3, исходное изображение, б) выделена сеть трещин

На рисунке 2.28 показано состояние мишени в момент воздействия. Стоит обратить внимание, на то, что в момент рождения частиц эта часть мишени покрыта слоем расплава.

82

# 2.6 SWIR пирометрия с пространственным и временным разрешением

Импульсные тепловые нагрузки выше порога плавления на элементы дивертора и первой стенки приводят к усиленной эрозии поверхности и генерации микрочастиц, но не меньшую опасность представляют нагрузки ниже порога плавления, в том числе и стационарные, так как они могут привести к образованию трещин на поверхности обращенных к плазме элементов вакуумной камеры. Вертикальные трещины, распространяющиеся перпендикулярно поверхности на глубину до 400 мкм, способны приводить к образованию горизонтальных трещин, распространяющиеся параллельно поверхности. Образование такого рода трещин обнаружено в большом количестве экспериментов, например [16; 99; 100]. Аналогичные результаты были получены и на установке БЕТА [101], на рисунке 2.30 представлен срез мишени после серии импульсных тепловых нагрузок.



Рисунок 2.30 — Срез мишени с параллельной поверхности трещиной. Данные взяты из статьи [101]

В работе [101] показано, что интенсивность теплового излучения вблизи краёв трещин существенно выше, чем в областях без трещин и, что в течение нескольких миллисекунд после окончания теплового воздействия на поверхности мишени остаются яркие области. На рисунке 2.31 приведено распределение интенсивность свечения поверхности мишени спустя 8 мс после окончания пучка.



Рисунок 2.31 — Интенсивность свечения поверхность мишени после окончания теплового воздействия. Данные взяты из статьи [101]

Недостатком работы [101] является то, что эксперименты с вольфрамовой мишенью выполнены при нагрузках 50—90 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>). При такой интенсивности теплового воздействия поверхность оплавлялась, а трещины появлялись после первого импульса, таким образом было невозможно определить механизм их образования. Очевидно, что появление трещин на поверхности может существенно влиять на скорость эрозии материала, в том числе и капельную. Определение механизмов и условий появления вертикальных и горизонтальных трещин является важной задачей для создания плазмоприемников перспективных магнитных систем удержания плазмы.

Для определения механизмов развития трещин на поверхности вольфрама под действием импульсной тепловой нагрузки на установке БЕТА была проведена серия экспериментов, интенсивность теплового воздействия составляла  $6-20 \text{ MДж}/(\text{m}^2 \cdot \text{c}^{0,5})$ , при этом максимальная температура поверхности образца не превышала 2000 K, что значительно ниже температуры плавления вольфрама. В такого рода экспериментах для определения механизмов образования трещин крайне важно определять пространственное распределение и временную динамику температуры для учета возникающих внутри образца напряжений [102].

Для этих целей было предложено использовать пирометрию с пространственным и временным разрешением. При температурах 700-2000 К максимальная интенсивность лежит в диапазоне 1,4-4,1 мкм, что делает затруднительным регистрацию этого излучения стандартными детекторами на основе кремния. Для регистрации ближнего инфракрасного диапазона широко используются фотоэлектрические детекторы [103] на основе халькогенидов свинца PbS, PbSe, допированного германия Ge, антимонида индия InSb, соединения ртуть–кадмий–теллур HgCdTe, силицида платины PtSi, индия галлия арсенида InGaAs и некоторых других. В данной работе, используются детекторы на основе InGaAs, область максимальной чувствительности которых лежит в SWIR (Short Wave Infrared, коротковолновый инфракрасный) диапазоне 900–2500 нм. Выбор InGaAs детекторов был обусловлен их широкой доступностью, высоким временным разрешением, крайне малым темновым током, а также отсутствием необходимости захолаживать детектор до низких температур.

 $In_{1-x}Ga_xAs$  – тройное соединение мышьяка с трехвалентными индием и галлием переменного состава. Параметр x принимает значения в диапазоне от 0 до 1 и показывает относительное количество атомов галлия и индия в соединении, при x = 0 формула описывает InAs, при x = 1 - GaAs. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  монотонно изменяется в зависимости от величины параметра x [104; 105]:

$$E_q = 0,354 + 0,63x + 0,43x^2. (2.13)$$

Варьируя величину x, можно оптимизировать спектры излучения и чувствительности приёмников в ближнем ИК. Так например, соединение состава  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$  поглощает излучение вплоть до 1,7 мкм, а при увеличении молярной концентрации индия граница сдвигается до 2,6 мкм. Стоит отметить, что  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$  обладает рядом уникальных свойств: чрезвычайно высокое значение подвижности электронов и большое отношение подвижности электронов к подвижности дырок [106].

#### 2.6.1 Моделирование системы диагностики

Для оценки интенсивности потока чернотельного излучения и возможности его регистрации с необходимым временным (1-30 мкс) и пространственным (20-60 мкм) разрешением было проведено компьютерное моделирование различных систем диагностики. В простейшем случае, когда коэффициент черноты не зависит от температуры и длины волны всюду равен единице, излучательная способность тела с температурой Т может быть описана формулой Планка:

$$L_E(\lambda, T) = \frac{2h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}.$$
(2.14)

Характерный вид кривых при различных температурах представлен на рисунке 2.32.



Рисунок 2.32 — Спектр черного тела при различных температурах

В нашем случае удобнее перейти к спектральной плотности фотонов:

$$L_{ph}(\lambda,T) = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}.$$
(2.15)

Максимум спектральной плотности потока излучения чёрного тела, согласно закону смещения Вина достигается при:

$$\lambda_E^{max} = \frac{hc}{\alpha_5 k} \frac{1}{T}, \qquad \lambda_{ph}^{max} = \frac{hc}{\alpha_4 k} \frac{1}{T}, \qquad (2.16)$$

где *h* — постоянная Планка,

с — скорость света в вакууме,

*k* — постоянная Больцмана,

 $\alpha_5 \approx 4,96511$  — корень уравнения  $1 - e^{-\alpha} = \alpha/5$ ,

 $\alpha_4 \approx 3,92069$  — корень уравнения  $1 - e^{-\alpha} = \alpha/4.$ 

Используя данные статей [107; 108] был проведен учёт степени черноты вольфрама в зависимости от температуры и длины волны. Характерное значение при T = 1500 K и  $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$  равно  $\epsilon = 0,3$ .

Для оценки характерных параметров InGaAs детекторов были использованы спецификации камеры Xenecs Bobcat 320. Значение квантовой эффективности в SWIR диапазоне составляет 50–80%. Заряд при котором наступает насыщение пикселя матрицы —  $7 \cdot 10^4 q_e$ , где  $q_e$  — элементарный электрический заряд. Темновой ток при температуре 288 K и обратном смещении 150 мВ составляет  $10^5 q_e/c$ . Среднеквадратичное значение шума при оцифровке сигнала —  $110 q_e$ .

Учитывая телесный угол сбора излучения, необходимое временное и пространственное разрешение, пропускание оптического тракта было выполнено численное моделирование системы регистрации. Результаты расчетов при различных параметрах экспозиции и эффективной площади сбора излучения представлены на рисунке 2.33.



Рисунок 2.33 — Ожидаемая интенсивность сигнала при различных параметрах системы диагностики. Сплошная черная линия – уровень среднеквадратичного значение шума

В лучшем случае при времени экспозиции 30 мкс и характерном пространственном разрешении 60 мкм, отношение сигнал/шум превышает единицу при температуре выше 700 К, следовательно интересующий диапазон температур может быть измерен с помощью SWIR детекторов.

## 2.6.2 Система диагностики SWIR пирометрии

Исходя из результатов численного моделирования системы диагностики, можно утверждать, что интенсивность теплового излучения в SWIR диапазоне значительно превосходит порог чувствительности InGaAs детекторов, таким образом возможна схема с единственным объективом и светоделительным кубом. Данная схема позволяла в течение эксперимента получать пространственное распределение интенсивности свечения поверхности в одной точке по времени, а также её временную динамику в выбранной области на поверхности образца. Общий вид диагностики представлен на рисунке 2.34.



Изображение поверхности мишени с помощью объектива Юпитер-21М (с фокусным расстоянием 200 мм и максимальным относительным отверстием f/4) и светоделительного куба Thorlabs BS033 переносилось на матрицу камеры Xenics Bobcat 320 и на светочувствительную область фотодиода Thorlabs PDA10DT-EC. Измеренный линейный коэффициент увеличения изображения составлял  $m = 0.355 \pm 0.003$ .

Схема со светоделительным кубом имеет ряд существенных преимуществ по сравнению со схемой на основе светоделительной пластинки. Светоделительный куб не смещает проходящий луч и не дает паразитных отражений в отличие от светоделительной пластинки, что особенно важно при построении изображения. Светоделительный куб в силу конструктивных особенностей сохраняет точную форму поверхности независимо от вибрации, теплового напряжения или напряжения при монтаже. Также стоит отметить, что длина оптического пути для отраженного и прошедшего луча одинакова.

Существенным недостатком кубов является то, что оптический клей, используемый для соединения призм, имеет более низкий порог повреждения чем диэлектрические покрытия, особенно при использовании мощных лазеров в ультрафиолетовом диапазоне. Однако, в данной работе этот недостаток никак не проявлялся, в силу работы в SWIR диапазоне и интенсивностях значительно ниже порога разрушения ( $600 \text{ Bt} \cdot \text{сm}^{-2}$  при длине волны 1542 нм). Важно отметить, что в кубическом светоделителе часть луча, отраженного от покрытия гипотенузы, может либо пройти через клей дважды, либо не пройти вовсе, в зависимости от его ориентации. Прямая часть луча в любом случае проходит через клей один раз. Спектральная зависимость пропускания и отражения светоделительного куба приведена на рисунках 2.35 и 2.36. В диапазоне длин от 1050 нм до 1700 нм потери не превышают 10 %.



Рисунок 2.35 — Пропускание светоделительного куба (данные взяты из технической спецификации устройства)

Камера Xenics Bobcat 320 представляет собой массив InGaAs фотодиодов с емкостным трансимпедансным усилителем и считывающающей интегральной схемой. С помощью термоэлектрического охлаждения и контура обратной связи температура матрицы поддерживалась равной 25 °C. Для защиты камеры от внешних электромагнитных полей, создаваемых генератором электронного пучка, было предпринято несколько шагов. SWIR камера была помещена в алюминиевый корпус, в стенке было установлено стеклянное окно толщиной 2 мм, для корректной работы термоэлектрического охлаждения камера подвергалась обдуву. Корпус камеры соединялся с клеткой Фарадея с помощью Ethernet Cat 6 кабеля, который был помешен в металлический чулок. Свинцово-кислотная аккумуляторная батарея, Ethernet коммутатор с SFP портом и установленным в него 1000BASE-LX/LH модулем помещались внутрь клетки Фарадея. Таким образом, из клетки выходил только одномодовый оптоволоконный кабель, что позволяло разместить камеру в непосредственной близости от генератора электронного пучка без риска её повреждения.



Рисунок 2.36 — Отражение светоделительного куба (данные взяты из технической спецификации устройства)

Thorlabs PDA10DT-EC представляет собой InGaAs фотодиод с усилителем и термоэлектрическим охлаждением. В данном термоэлектрическом охладителе используется контур обратной связи на основе термистора, чтобы поддерживать температуру детекторного элемента на уровне минус 10 °C, сводя к минимуму тепловые вклады в выходной сигнал. Входное отверстие диода для защиты от механических повреждений выполнено из боросиликатного стекла.

Полоса пропускания встроенного фильтра и усиление детектора Thorlabs PDA10DT-EC могут быть установлены в диапазоне от 500 Гц до 1 МГц и 0 дБ до 70 дБ соответственно. В экспериментах, как правило, полоса пропускания встроенного фильтра выбиралась равной 1 МГц, а усиление на уровне 40 дБ. При выборе такого коэффициента, полоса частот детектора ограничивалась полосой пропускания усилителя, а не фильтром, и составляла 110 кГц.

Оцифровка сигнала с фотодиода производилась с помощью USB осциллографа PicoScope 4824, с полосой пропускания 20 МГц, максимальной частотой дискретизации 80 МГц и 12-битным АЦП. Подробнее параметры применяемых детекторов приведены в таблице 2.1. Изображения устройств представлены на рисунке 2.37 (изображения взяты с веб-страниц производителей оборудования), а их квантовая эффективность приведена на рисунке 2.38.

Таблица 2.1	— Параме	тры SWIR	детекторо
1			/ \

	PDA10DT	Xenics 320
спектральный диапазон	0,9 - 2,57 мкм	0,9 - 1,7 мкм
размер чувствительной области	$0.8 \text{ mm}^2 (\emptyset 1.0 \text{ mm})$	$6.4 \ge 5.12 \text{ mm}^2$
разрешение [пикс]	-	$320\ge 256$

a)

б)



Рисунок 2.37 — SWIR аппаратура: a) Xenics Bobcat 320, б) Thorlabs PDA10DT-EC



Рисунок 2.38 — Квантовая эффективность SWIR детекторов (данные взяты из технической спецификации устройств)

Для сопоставления измерений, выполненных камерой (с пространственным разрешением) и фотодиодом (с временным разрешением), крайне важно определить какая часть мишени переносится объективом на светочувствительную область фотодиода. Для решения этой задачи, небольшой участок мишени был подсвечен лазером с длиной волны  $\lambda = 650$  нм и мощностью P = 5 мВт. Изменяя положение лазерного пятна на мишени, его действительное изображение совмещалось с чувствительной областью фотодиода, а с помощью светоделительного куба тоже самое изображение строилось и на матрицу камеры Xenics. Экспериментально было установлено, что камера Xenics обладает чувствительностью к красной области спектра. Хотя чувствительность матрицы в этом диапазоне была крайне незначительна и не отражена в документации, при выставлении экспозиции в 5–10 секунд, накопленный сигнал значительно превышал шум. Используя данную методику, участок мишени переносимый на светочувствительную область фотодиода мог быть определен на матрице SWIR камеры с высокой точностью. Изображение лазерного луча  $\lambda = 650$  нм после удаления фона представлено на рисунке 2.39. Область, излучение с которой фиксировалось фотодиодом, показана полупрозрачным кругом.



Рисунок 2.39 — Изображение лазерного луча  $\lambda = 650$  нм на матрице камеры

Калибровка камеры и диода проводилась путем помещения вольфрамовой ленточной лампы СИ-10-300 внутрь вакуумной камеры вместо образцов. Существенным преимуществом данного метода было то, что он позволял учесть спектральную характеристику всего оптического тракта. Система SWIR диагностики регистрировала накаливаемую вольфрамовую ленту температурной лампы при различных значениях тока. Характерный вид ленты при протекании тока представлен на рисунке 2.40. Для повышения точности калибровки было предпринято насколько шагов:

1. использовался линейный блок питания AKTAKOM APS-2232 с высокой стабильностью выходного напряжения и низким уровнем пульсаций

- перед калибровкой температурная лампа выдерживалась в работающем состоянии 10-15 минут для прогрева, а при изменении тока через лампу измерения проводились спустя 5-7 минут после установки нового значения
- 3. при фиксированном токе через лампу производилось несколько десятков измерений для последующей статистической обработки.



Рисунок 2.40 — Изображение ленты лампы СИ-10-300. Центральная область ленты имеет большую температуру чем периферия

Для определения интенсивности сигнала использовалась усреднение по области кадра содержащего центр ленты (подробнее рисунок 2.40). В выбранной области интенсивность свечения ленты практически не изменялась, что при учете нулевой линии, позволяло получить несмещенную состоятельную оценку искомой величины. Измеряя интенсивность свечения при различных значениях тока были получены калибровочные кривые  $P_{int}(I)$ . Получаемая зависимость интенсивности от тока проходящего через лампу  $P_{int}(I)$  сопоставлялись с калибровочной кривой температурной лампы СИ-10-300, которая связывает температуру вольфрамовой ленты с протекающим через неё током T(I) (кривая была получена с помощью пирометра Кельвин АРТО 3000 Т). Характерный вид калибровочных кривых  $P_{int}(I)$  и T(I) представлен на рисунке 2.41. Итоговая кривая  $T(P_{int})$  связывала интенсивности свечения поверхности мишени с её температурой. Для обработки экспериментальных данных был реализован код на языке программирования Python 3 с использованием библиотек Numpy и OpenCV. Автоматизация процесса сделала возможным получение данных о температуре поверхности сразу после воздействия импульса электронного пучка, что серьёзно облегчило планирование и проведение эксперимента,

в частности, можно было обнаружить растрескивание поверхности мишени и произвести замену образца.



Рисунок 2.41 — Калибровочные кривые

## 2.6.3 Анализ экспериментальных данных

Типичные экспериментальные результаты приведены на рисунках 2.42 и 2.43. Использование SWIR техники позволило проводить измерение динамики и профиля температуры в диапазоне 700–1500 К, что существенно расширило спектр экспериментов на установке БЕТА. Очевидно, что SWIR диагностика была способна регистрировать пространственное распределение и при больших температурах, однако для этого было необходимо уменьшать интенсивность сигнала с помощью изменения относительного отверстия объектива или установки нейтральных фильтров, что в свою очередь создавало ряд проблем (изменялась глубина резко изображаемого пространства, длина оптического пути) и требовало дополнительной настройки диагностики. Но так, как при температурах выше 1300 К сигнал уже регистрировался камерами с датчиками на основе кремния [109], которые при этом обладали большим разрешением матрицы и меньшим размером пикселя, калибровка SWIR диагностики при температуре выше 1500 К не проводилась. Результаты измерений, выполненные диагностиками на основе различных детекторов, в диапазоне 1300-1500 К хорошо согласуются между собой.



Рисунок 2.42 — Восстановленное распределение температуры поверхности. Края трещин имеют более высокую температуру



Рисунок 2.43 — Восстановленная динамика температуры поверхности

Дальнейшее развитие диагностики пирометрии может происходить в нескольких направлениях:

- использование ещё более длинноволнового диапазона MWIR (medium wave infrared) для регистрации излучения. Детектирование MWIR диапазона возможно при использовании матриц на основе CdHgTe или InSb. Переход к данной технике требует использование оптимизированной для этого диапазона оптики и захолаживание матриц для снижения шумов.
- переход к матрицам с большим разрешением.

## 2.7 Выводы второй главы

В ИЯФ СО РАН создана экспериментальная установка БЕТА для изучения механизмов эрозии материалов при мощной импульсной тепловой нагрузке. Возможность изменения мощности и длительности электронного пучка, а также величины магнитного поля в широких пределах позволяют создавать нагрузки до и выше порога плавления, что в свою очередь, делает возможным изучение различных механизмов эрозии.

В ходе экспериментов было достоверно установлено, что при воздействии на поверхность мишени мощным электронным пучком возникает яркий абляционный факел, состоящий из нейтрального вольфрама с незначительной долей однократно ионизированной компоненты. При увеличении тепловой нагрузки интенсивность свечения абляционного факела также возрастала, что объясняется увеличением потока испаряемого материала. Испарение эффективно охлаждает нагреваемую электронным пучком поверхность, ограничивая её максимально достижимую температуру. При этом, в широком диапазоне тепловых нагрузок не было обнаружено существенного парового экранирования электронного пучка. Стоит отметить, что в экспериментах на КСПУ (Квазистационарный плазменный ускоритель, Quasi-Stationary Plasma Accelerator) установках наблюдается экранирование набегающего плазменного потока испаренным материалом.

Диагностики абляционного факела показывает его существенную неоднородность при удалении от поверхности. Детальный анализ временной динамики интенсивности излучения позволил определить скорость расширения абляционного факела.

Диагностика трехракурсной быстрой фотографии позволила определить время рождения микрочастиц, их проекции скорости, а также места их появления. Были обнаружены частицы вылетевшие из одной области в одном направлении. Данный факт будет обсуждён позднее в выводах третьей главы. Экспериментальные данные показывают, что при нагрузках в 2–3 раза превышающих порог плавления вольфрама места вылета частиц соответствуют областям с повышенной температурой поверхности и в данном случае, они соответствуют краям трещин. Диагностика SWIR пирометрии позволила серьёзно расширить возможности установки в целях изучения механизмов эрозии до порога плавления, в частности, образования трещин. Измерения температуры с высоким пространственным и временным разрешением проводились в экспериментах по определению порога образования трещин [110], изучению изгиба образца [102; 109].

## Глава 3. Система малоуглового лазерного рассеяния на микрочастицах на установке БЕТА для изучения капельной эрозии

## 3.1 Микрочастицы в вакуумных объёмах систем магнитного удержания плазмы

Микрочастицы в вакуумной камере были обнаружены в экспериментах на JET [111], ASDEX-Upgrade, LHD [17] и других установках для магнитного удержания высокотемпературной плазмы [112]. Анализ пылевых частиц показывает, что их размер варьируется от сотен нанометров до субмиллиметровых размеров [113].

Образование микрочастиц представляет существенную проблему и для проекта ИТЭР [15], так как они могут попасть в область занятую плазменным шнуром, испариться и ионизироваться, что приведет к увеличению эффективного заряда плазмы и росту радиационных потерь, что в свою очередь, может вызвать потерю устойчивости плазмы и её коллапс [114]. Кроме этого, в финальных стадиях работы проекта ИТЭР предполагаются эксперименты с дейтерий-тритиевой плазмой. Накопление большого количества металлической пыли в вакуумной камере реактора приведёт к значительному поглощению радиоактивного трития, а его количество в вакуумной камере серьезно ограничено. Общее допустимое количество пыли составляет 1000 кг, кроме этого, существует дополнительное ограничение на количество пыли на горячих поверхностях: 11 кг для бериллиевой и 76 кг для вольфрамовой. Оценки выполненные для режима работы с дейтерий-тритиевой плазмой с Q = 10 показывают, что предельное количество трития в вакуумной камере будет достигнуто за 2 месяца работы [115].

Стоит также напомнить, что дивертор и первая стенка ИТЭР будет подвергаться высоким тепловым нагрузкам при достаточно продолжительном времени удержания плазменного шнура, поэтому, в отличие от большинства токамаков, ИТЭР будет оснащен системой охлаждения обращенных в плазму элементов вакуумной камеры. Аварии с потерей теплоносителя (LOCA – loss of coolant accidents) и аварии с потерей вакуума (LOVA – loss of vacuum accidents) могут вызвать ресуспензию пыли в вакуумной камере [116; 117]. Во время такого рода событий внутри вакуумной камеры ИТЭР может образоваться взрывоопасная атмосфера, содержащая водород, получающийся при взаимодействии воды с горячей пылью. При взрыве возможен выброс бериллиевых и вольфрамовых микрочастиц, активированных тритием, который представляет опасность не только из-за радиоактивности, но также из-за высокой токсичности бериллиевой пыли [118]. В целях безопасности, во время замен кассет дивертора, планируется аспирация пыли. Кроме этого, отжиг вакуумной камеры, как ожидается, будет удалять значительную часть трития, осаждённого в вакуумной камере в течение экспериментальной кампании [119].

Помимо вышеперечисленных проблем, непосредственно относящихся к безопасности ИТЭР, микрочастицы в вакуумной камере могут влиять и на работу различных диагностик [120], например, ухудшая отражательную способность первых зеркал. Стоит напомнить, что микрочастицы являлись проблемой и для системы томсоновского рассеяния, описанной в первой главе. Рассеяние мощного диагностического луча на микрочастицах в данном случае приводит к многократному увеличению паразитного сигнала, что делает невозможным вычисление параметров плазмы.

## 3.2 Рассеяние лазерного излучения микрочастицами

Система трехракурсной фотографии, описанная во второй главе, хотя и позволила определить области появления и скорости микрочастиц, их размер оставался неясным, так как экспериментально измеренная с помощью штриховой миры разрешающая способность объектива не превышала  $35\pm3\,\text{шт/мм}$ . Поэтому для определения характерных размеров частиц было решено использовать метод рассеяния лазерного излучения.

Рассеяние лазерного излучения на микро и наночастицах широко используется для получения информации о них. В простейшем случае, в лазерной корреляционной спектроскопии, для определения характерных размеров частиц используют динамическое рассеяние света [121]. Однако в общем случае, нахождение концентрации, формы и размера частиц представляет собой достаточно сложную задачу, требующую анализ пространственного распределения интенсивности и поляризации рассеянного излучения. Важным параметром, способным упростить решение прямой и обратной задач рассеяния, является отношение размера частицы  $d_p$  и длины волны излучения  $\lambda$ . Когда размер частиц много меньше длины волны  $d_p \ll \lambda$ , допустимо использовать теорию рэлеевского рассеяния. Интенсивность рассеяния в этом случае пропорциональна квадрату объема частицы и четвертой степени частоты падающего излучения, а кроме этого, происходит изменение поляризации рассеянного излучения. Падающее излучение, поляризованное перпендикулярно плоскости рассеяния, рассеивается равномерно по всем направлениям, а поляризованное в плоскости рассеяния - анизотропно. В противоположном случае, когда размеры частицы много больше длины волны падающего изучения  $d_p \gg \lambda$ , а сама она непрозрачна, рассеяние света описывается дифракцией Фраунгофера. Рассеяние происходит в основном вперед и сосредоточено в узком конусе с углом раствора  $\alpha = 1, 22 \cdot \lambda/d_p$ .

Для описания рассеяния электромагнитных волн на однородных сферических частицах при произвольном отношении её размера  $d_p$  к длине волны излучения  $\lambda$  используется классическая теория Ми, которая представляет собой полное решение уравнений Максвелла [122]. В рамках этой теории решение задачи рассеяния находится с помощью разложения электромагнитного поля на векторные гармоники, являющимися решением уравнения Гельмгольца в сферических координатах с рядом дополнительных условий:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0, \tag{3.1}$$

$$\nabla \times \vec{H} = -i\omega\epsilon \vec{E}, \ \nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu \vec{H}, \ \nabla \cdot \vec{E} = 0, \ \nabla \cdot \vec{H} = 0.$$
(3.2)

Электрическое и магнитное поле можно выразить в виде бесконечного ряда, каждый элемент которого представляет вклад одного конкретного порядка мультипольного разложения. Магнитные  $\vec{M}_{emn}$  и электрические  $\vec{N}_{emn}$  гармоники могут быть представлены в виде:

$$\vec{M}_{omn}^{e} = \nabla \times \left( \vec{r} \psi_{omn}^{e} \right), 
\psi_{emn} = \cos(m\phi) P_{n}^{m}(\cos\theta) z_{n}(kr), 
\psi_{omn} = \sin(m\phi) P_{n}^{m}(\cos\theta) z_{n}(kr),$$
(3.3)

$$\vec{N}_{omn}^{e} = \frac{\nabla \times \vec{M}_{omn}^{e}}{k}, \qquad (3.4)$$

где  $P_n^m(\cos \theta)$  — присоединенные полиномы Лежандра,  $z_n(kr)$  — сферические функции Бесселя.

Учёт граничных условий на поверхности частицы позволяет связать коэффициенты разложения для падающего, внутреннего и рассеянного поля. Существенную роль в картине рассеяния играет не только размер, но и материал частиц, который может быть описан с помощью показателя преломления. Он может быть представлен как корень из произведения диэлектрической и магнитной проницаемости среды  $\hat{m} = \sqrt{\mu\epsilon}$ . В общем случае диэлектрическая проницаемость зависит от частоты падающей электромагнитной волны, а также содержит мнимую компоненту  $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ , поэтому в показателе преломления также появляется мнимая компонента  $\hat{m}(\omega) = n(\omega) + ik(\omega)$ . Действительная часть  $n(\omega)$  описывает преломление, а мнимая  $k(\omega)$ , называемая коэффициентом экстинкции — диссипацию энергии за счет поглощения. Для примера, на рисунке 3.1 представлены расчётные индикатрисы рассеяния рубинового лазера  $\lambda = 694,3$  нм на частицах диаметром 10 мкм с показателями преломления  $\hat{m}_1 = 1,5 + 0i$  и  $\hat{m}_2 = 1,5 + 3i$ . Графики показывают значительное расхождение в картине рассеяния между прозрачными (оранжевый) и поглощающими (синий) частицами в диапазоне больших углов.



Рисунок 3.1 — Рассеяние света поглощающими и непоглощающими частицами одинакового размера

Развитие классической теории Ми привело к тому, что в настоящее время она расширена на неоднородные (многослойные) трёхмерные эллипсоиды и частицы случайной формы, разработаны различные численные модели, такие как метод конечных элементов (FEM), приближение дискретных диполей (DDA), строгий анализ связанных волн (RCWA), метод конечных разностей во временной области (FDTD) и другие.

## 3.3 Разработка системы малоуглового лазерного рассеяния

В качестве диагностического источника излучения был выбран твердотельный неодимовый лазер, генерирующий вторую гармонику, так как этот класс источников обладает рядом существенных преимуществ:

- длина волны таких лазеров лежит в видимом диапазоне 526—532 нм, что облегчает как работу с самим лазерным лучом, так и регистрацию излучения
- высокое качество лазерного излучения, генерация *TEM*<sub>00</sub> моды и небольшая ширина спектральной линии по сравнению с полупроводниковыми лазерами
- высокая мощность по сравнению с газоразрядными гелий-неоновыми и гелий-кадмиевыми лазерами – доступны генераторы с выходной мощностью в десятки ватт
- низкая цена, доступность сопутствующих элементов, таких как светофильтры, зеркала и детекторы.

Для определения показателя преломления вольфрама в выбранном диапазоне длин волн был проведен детальный анализ литературы. Для длины волны  $\lambda = 532$  нм в работе [123] представлены теоретические значения n = 3,4235 и k = 2,7054, а в [124] n = 3,8762 и k = 3,0851, кроме этого в [125] приведены экспериментальные значения n = 3,4953 и k = 2,7183. В дальнейшем все значения, полученные из публикаций, использовались для построения численных моделей рассеяния.

В данной работе для численного моделирования, а также для последующей обработки экспериментальных данных, использовались программы, реализованные на Python 3, в частности, для определения углового распределения рассеянного излучения использовался код BHMIE, в последствии он был заменен библиотеками с открытыми исходными кодами miepython и PyMieScatt, возможности библиотеки PyMieScatt подробно описаны в [126].

Для упрощения интерпретации экспериментальных данных и проектирования диагностики были приняты следующие приближения:

- микрочастицы вольфрама являются сферическими и непрозрачными
- рассеяние лазерного излучения происходит упруго

 плотность облака микрочастиц мала и рассеяние происходит однократно на независимых частицах.

Исследование частиц с размерами порядка 10 мкм представляет наибольший интерес, так как такие частицы при достаточной скорости могут проникнуть в центральную часть плазменного шнура токамака, что приведёт к быстрому радиационному охлаждению плазмы и потери устойчивости. Индикатрисы рассеяния для частицы вольфрама диаметром 10 мкм, вычисленные с помощью теории Ми, представлены на рисунке 3.2. Параллельная и перпендикулярная поляризация определяется относительно плоскости, образованной волновыми векторами падающей и рассеянной волны, называемой плоскостью рассеяния. Для параллельной поляризации вектор электрического поля лежит в плоскости рассеяния, во втором случае — перпендикулярно ей.



Рисунок 3.2 — Индикатриса рассеяния для 10 мкм частицы вольфрама в логарифмическом масштабе

Для описания характеристик микрочастиц широко применяется параметр  $Q_{sca} = \frac{\sigma_{sca}}{\pi r^2}$ , называемый коэффициент эффективности рассеяния, где  $\sigma_{sca}$  — полное сечение рассеяния. Зависимость  $Q_{sca}$  от безразмерного параметра  $x = \frac{2\pi r_p}{\lambda_{vac}}$  характеризующего величину частицы, где  $r_p$  — радиус микрочастицы,  $\lambda_{vac}$  —

длина волны излучения в вакууме, представлена на рисунке 3.3. На рисунке 3.3 наблюдается группа резонансов Фано, которая серьёзно искажает картину рассеяния. При расчёте чувствительности угловых каналов этот эффект также вносил вклад, что усложняло последующую интерпретацию экспериментальных данных.



Рисунок 3.3 — Коэффициент эффективности рассеяния  $Q_{sca}$  в зависимости от безразмерного радиуса частицы

Используя возможности библиотек, было проведено компьютерное моделирование системы диагностики для длины волны 532 нм. Для каналов системы регистрации, собирающиих рассеянное излучение под разными углами, был рассчитан отклик на частицы в зависимости от их размера. Кривые чувствительности различных угловых каналов изображены на рисунке 3.4.



Рисунок 3.4 — Интенсивность рассеянного сигнала в различных угловых каналах согласно теории Ми в зависимости от размера частицы

Компьютерное моделирование индикатрис рассеяния показывает, что для определения параметров микрочастиц с характерным размером 10 мкм допустимо использовать дифракцию Фраунгофера вместо теории Ми. Индикатрисы рассеяния на частицах диаметром 5 и 15 мкм, вычисленные в области малых углов, согласно теории Ми и дифракции Фраунгофера представлены на рисунках 3.5 и 3.6.



Рисунок 3.5— Сравнение индикатрис для 5 мкм сферической частицы в области малых углов



Рисунок 3.6 — Сравнение индикатрис рассеяния для 15 мкм сферической частицы в области малых углов

Используя индикатрисы рассеяния, вычисленные согласно дифракции Фраунгофера, были пересчитаны функции отклика различных угловых каналов. Характерный вид кривых чувствительности представлен на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 — Интенсивность рассеянного сигнала в различных каналах согласно дифракции Фраунгофера в зависимости от размера частицы

Детальное сравнение кривых чувствительности для неполяризованного света для углового канала 0,03 рад, вычисленных различными методами, представлено на рисунке 3.8. В расчётах кривых чувствительности для вольфрамовых микрочастиц согласно теории Ми использовалось два коэффициента преломления, полученных из разных источников, которые обсуждались ранее. В дальнейшем, для обработки экспериментальных данных использовались все модели, за исключением тех случаев, когда анализ был затруднён группами резонансов Фано.



Рисунок 3.8 — Сравнение чувствительности каналов для различных моделей

106

#### 3.4 Система малоуглового лазерного рассеяния на установке БЕТА

Для наблюдения малоуглового рассеяния лазерного излучения на микрочастицах была собрана диагностика, схема которой представлена на рисунке 3.9. Расчёты показывают, что для регистрации рассеянного лазерного излучения с высоким соотношением сигнал/шум при помощью ФЭУ или лавинных фотодиодов мощность лазера должна превышать 0,2 Вт.



Рисунок 3.9 — Схема диагностики малоуглового лазерного рассеяния

В качестве источника излучения использовался непрерывный лазер LSR532 с выходной мощностью 1 Вт и вертикально поляризованным излучение. Лазер генерировал излучение на второй гармонике Nd:YAG  $\lambda = 532$  нм, ширина спектральной линии излучения составляла величину менее 0,1 нм, диаметр лазерного луча по уровню  $1/e^2 - 3$  мм, расходимость лазерного излучения — 2 мрад. При транспортировки лазерного излучения к месту входа в вакуумную камеру обращалось отдельное внимание на направление поляризации, несмотря на то, что при рассеянии вперед в диапазоне малых углов теория Ми дает слабо отличающиеся значения интенсивности рассеяния для параллельной и перпендикулярной поляризации.

Лазерный луч вводился в вакуумную камеру через входное стеклянное окно и проходил параллельно поверхности мишени на расстоянии 4—11 мм, далее нерассеянное лазерное излучение выводилось через выходное окно и попадало в приемник пучка. Для того чтобы рассеянное на входном окне излучение лазера не создавало постоянного фонового сигнала, окно было отнесено от мишени на вакуумном патрубке длиной более метра, а в самом патрубке был установлен ряд диафрагм. Приемник лазерного излучения представлял собой полый латунный цилиндр диаметром 3 мм, закрытый с одного торца и покрытый изнутри поглощающим материалом. Приемник размещался вплотную к выходному окну. Таким образом, он мог не только поглощать излучение лазера, но и блокировать рассеянное на выходном окне излучение. С помощью короткофокусных линз рассеянное на микрочастицах излучение собиралось на полированные торцы 1 мм кварцевых световодов. Установка диапазона углов, в котором регистрировалось рассеянное излучение, осуществлялась путем изменения положения линз и размера установленных перед ними диафрагм.

Для подавления интенсивного теплового излучения мишени, а также фонового свечения абляционного факела использовались узкополосные полосовые фильтры Andover 532FS02 диаметром 12,5 мм. Центральная линия фильтра соответствовала длине волны лазера  $532,0 \pm 0,2$  нм, полная ширина полосы пропускания на уровне половинной амплитуды составляла  $1,0 \pm 0,2$  нм, максимальное пропускание 45%, подавление излучения вне указанного диапазона  $10^{-4}$ . Спектральные характеристики фильтра 532FS02 и близкого по параметрам фильтра 532FS03 при нормальном падении излучения приведены на рисунке 3.10. Выбор более селективного фильтра позволил увеличить соотношение между полезным сигналом рассеяния и паразитным сигналом фонового свечения абляционного факела в несколько раз.



Рисунок 3.10 — Пропускание узкополосных светофильтров

Регистрация рассеянного излучения проводилась с помощью фотоэлектронных умножителей ФЭУ–86, оцифровка сигнала для последующей обработки – осциллографом Lecroy WJ334A с полосой пропускания 350 МГц и
максимальной частотой дискретизацией 1 ГГц. Важной особенностью этого осциллографа является то, что он способен регистрировать до 500 000 точек на один канал, что позволяло анализировать большие промежутки времени с высоким временным разрешением, что, как будет показано далее, является очень важным фактором.

Используемые в эксперименте ФЭУ–86 имеют сурьмяно-цезиевый фотокатод, область спектральной чувствительности которого лежит в 300–600 нм. Питание блока ФЭУ осуществлялась с помощью высоковольтного блока питания TB2, напряжение на выходе источника устанавливалось в диапазоне 1200–1300 В. Для борьбы с электромагнитными помехами, создаваемыми генератором электронного пучка, блок ФЭУ и регистрирующая аппаратура располагались за пределами защищенного зала, а рассеянное излучение транспортировалось к детекторам по кварцевым световодам.

В ходе экспериментальной кампании рассеянное излучение фиксировалось в трех диапазонах углов 0,01-0,03 рад, 0,07-0,09 рад, 0,1-0,12 рад, данный диапазон углов позволяет зарегистрировать частицы с характерными размерами 5-15 мкм. Количество каналов регистрации было ограничено числом длинных кварцевых световодов связывающих экспериментальную установку с пультовой комнатой.

## 3.5 Анализ экспериментальных данных и обсуждение результатов

Характерные осциллограммы сигналов рассеянного излучения, полученные в экспериментах с электронным пучком, представлены на рисунках 3.11 и 3.12. Выбор двойной логарифмической шкалы для рисунка 3.12 позволяет отметить ряд особенностей сигнала.

Небольшое смещение нулевой линии канала 0,01 рад, хорошо заметное на рисунке 3.12, вызвано тем, что в него попадало излучение лазера, рассеянное на элементах вакуумной камеры, в частности на входном и выходном окне (несмотря на предпринятые меры). Однако учитывая высокую стабильность мощности генерации лазерного источника во времени, это паразитное излучение могло быть легко учтено и никак не влияло на дальнейший анализ экспериментальных данных.



Рисунок 3.11 — Осциллограммы сигналов рассеянного излучения



Рисунок 3.12 — Осциллограммы сигналов рассеянного излучения в двойной логарифмической шкале

Стоит отметить, что на рисунках выше представлены сглаженные сигналы. Исходные данные содержащие шум подвергались обработке фильтром Савицкого–Голая. На рисунке 3.13 представлен зашумленный и сглаженный сигнал. Выбранный фильтр эффективно устранял шумы, но при этом незначительно изменяя фронты сигналов (сигнал в 330 мкс).

Для проверки того, что регистрируемый сигнал в действительности соответствует рассеянному на микрочастицах излучению, были выполнены эксперименты, в которых лазер не включался, а мощность и длительность теплового воздействия оставались неизменными или даже были увеличены. Осциллограммы сигналов для этого случая представлены на рисунке 3.14. В этом случае нулевые линии различных каналов хорошо совпадают между собой, в силу отсутствия паразитного рассеянного лазерного излучения.



Рисунок 3.13 — Исходный и сглаженный сигнал



Рисунок 3.14 — Осциллограммы сигналов без лазерного излучения

Без лазерного излучения сигналы с детекторов отличны от нуля только в момент работы электронного пучка и непродолжительное время после. Это может быть объяснено тем, что в диапазоне пропускания узкополосного фильтра в интенсивном свечении абляционного факела имеется несколько спектральных линий нейтрального вольфрама с длинами волн 531,78 нм, 531,88 нм и 532,06 нм. Первые 50–100 мкс сигнал отсутствует, так как температура поверхности еще не достаточна для образования плотного абляционного факела. После окончания пучка и распада абляционного факела, основной вклад в фоновое излучение должно вносить тепловое излучение нагретых микрочастиц и мишени, но оно эффективно подавляется узкополосными фильтрами и не дает вклада в регистрируемый сигнал.

В ряде экспериментов мишень была пододвинута ближе к лазерному лучу таким образом, что расстояние составляло около 4–5 мм. Характерная осциллограмма сигнала рассеянного излучения представлена на рисунке 3.15.

111

Стоит отметить, что интенсивность рассеянного излучения выросла, а задержка между окончанием пучка и появлением частиц в области лазерного луча уменьшилась. Однако временная динамика различных угловых каналов никак не изменилась. Более того, наличие задержки между окончанием пучка и появлением сигнала рассеяния, а также её динамика, является дополнительным подтверждением того, что частицы рождаются после окончания пучка.



Рисунок 3.15 — Осциллограммы сигналов рассеянного излучения при уменьшенном расстоянии между лазерным лучом и поверхностью

При больших задержках после окончания теплового воздействия только в канале, соответствующем углам 0,01-0,03 рад, присутствовал статистически значимый сигнал лазерного рассеяния, на рисунке 3.12 они выглядят как одиночные пички в правой части графика. Характерный вид в линейной шкале представлен на рисунке 3.16.



Рисунок 3.16 — Особенности сигналов рассеянного излучения при большой задержке

Принимая во внимание, что этот канал соответствует самым малым наблюдаемым углам рассеяния, этот сигнал может быть объяснён наличием относительно медленной и крупной микрочастицы в объёме занятым лазерным лучом. Серьёзное различие между сигналами в диапазонах 5000—5500 мкс и 6000—7500 мкс на рисунке 3.16 указывает на то, что модель сферических частиц не является полностью верной, как минимум для крупных частиц. Для такого рода сигналов была разработана времяпролетная методика обработки, которая позволяла определять скорость частиц.

Система малоуглового лазерного рассеяния была абсолютно прокалибрована с помощью пластинки из матового стекла. Предварительно характеристики матовой пластинки были измерены с помощью гониометра и калиброванного детектора. Перемещая детектор, закрепленный на гониометре, были сняты зависимости для различных участков поверхности матового стекла, кроме этого, в ряде измерений матовая пластинка вращалась вокруг оси перпендикулярной поверхности.

Тонкая пластинка из матового стекла помещалась внутрь вакуумной камеры в качестве эталонного рассеивателя. При калибровке лазерный луч от источника излучения проходил сквозь отверстие в быстро вращающемся металлическом диске. Модулированное излучение падало по нормали на матовую поверхность стеклянной пластинки, при этом рассеянное излучение регистрировалось измерительной системой. Стоит отметить, что частота модуляции подбиралась исходя из характерных времен, полученных в первых экспериментах по рассеянию. Типичный сигнал калибровки представлен на рисунке 3.17.



Рисунок 3.17 — Осциллограммы сигналов калибровки

Из представленных на рисунках 3.11, 3.12 и 3.15 сигналов рассеяния видно, что интенсивность рассеянного излучения в диапазоне углов 0,1-0,12 рад быстро спадает, что говорит о том, что частицы с характерным размером 3-6 мкм покидают объём, занятый лазерным лучом. В то же время, интенсивность рассеянного излучения в канале 0,01-0,03 рад возрастает, что свидетельствует о том, что в этот объём приходят более крупные частицы. Сопоставляя сигналы рассеянного излучения для всех каналов, можно вычислить размер микрочастиц.

Используя калибровку системы регистрации рассеянного излучения, был рассмотрен большой объём экспериментальных данных. Сравнительный анализ различных угловых каналов регистрации показывает, что в лазерном луче присутствуют микрочастицы 2—10 мкм. Детектирование частиц с меньшим размером было невозможно в виду малой мощности рассеиваемого ими излучения и большего телесного угла рассеяния и, следовательно, не высокого отношения сигнал/шум. Определение размера более крупных частиц также не представлялось возможным, так как сигнал рассеяния, превышающий шум, был только в 0,01 рад канале. Характерный размер микрочастиц присутствующих в области лазерного луча в различные моменты времени представлен на рисунке 3.18.



Рисунок 3.18 — Динамика размера частиц в лазерном луче

Следует напомнить, что в разных экспериментах лазерный луч проходит на удалении 4—11 мм от поверхности мишени, следовательно, если известно время вылета микрочастицы с поверхности, то по времени задержки между вылетом с поверхности и появлением частицы в объёме, занятым лазерным лучом, возможно определить нормальную к поверхности компоненту скорости. Учитывая это, была определена зависимость между размером микрочастицы и нормальной компонентой скорости, экспериментальная кривая представлена на рисунке 3.19. Сравнение скоростей, вычисленных с помощью диагностики лазерного рассеяния и быстрой фотографии, показывает хорошее согласие между собой. Вписывание кривой вида  $V \sim r^{-\alpha}$  методом полных наименьших квадратов показывает, что скорость микрочастиц обратно пропорциональна её размеру в степени  $\alpha = 3/2 \pm 30\%$ . Экстраполируя данную зависимость на частицы, которые появляются в области лазерного луча с большой задержкой (рисунок 3.16), можно оценить их размер как 50–150 мкм.



Рисунок 3.19 — Связь размера и нормальной компоненты скорости микрочастиц

Для определения порога интенсивного образования микрочастиц был проведен анализ сигналов рассеяния при различных нагрузках. Сигналы рассеяния интегрировались по времени от момента окончания пучка в течение 1 мс. Зависимость величины рассеянной энергии от тепловой нагрузки на поверхность представлена на рисунке 3.20.

При нагрузке 175—200 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>) происходит резкий рост интенсивности рассеянной энергии, что говорит о появлении микрочастиц, вылетающих с поверхности. Порог генерации микрочастиц, определенный данной диагностикой, хорошо согласуется с данными, полученными с помощью системы быстрой фотографии.

Важным параметром, описывающим процесс эрозии материалов под действием импульсной тепловой нагрузки, является количество унесённой массы за один импульс теплового воздействия. Основываясь на экспериментальных данных с диагностики малоуглового рассеяния и трехракурсной фотографии, этот параметр может быть оценен как  $2-3 \text{ мкг/m}^2$  за импульс при нагрузках  $140-145 \text{ MДж/(m}^2 \cdot c^{0,5})$ . Вероятнее всего, эти оценки являются заниженными, так как не учитывают унос массы частицами нанометровых размеров (при их наличии) и испарение.



Рисунок 3.20 — Интеграл интенсивности рассеянного излучения в зависимости от импульсной тепловой нагрузки

## 3.6 Выводы третьей главы

Использование электронного пучка в качестве источника мощного импульсного нагрева позволило провести эксперименты с генерацией облака микрочастиц. Система малоуглового лазерного рассеяния не только позволила определить размеры микрочастиц, но и, что крайне важно, установить зависимость между размером частицы и её скоростью.

С помощью системы диагностики было установлено, что скорость эрозии существенно возрастает при нагрузках в 3–4 раза превышающих порог плавления вольфрама. Кроме этого, было независимо подтверждено, что микрочастицы образуются после окончания импульсного теплового воздействия. Это представляет особую ценность, учитывая тот факт, что при наблюдении микрочастиц диагностикой быстрой фотографии необходимо было отстраиваться от интенсивного излучения абляционного факела и вследствие этого нельзя было исключать возможность потери сигнала от самих микрочастиц.

Важной особенностью данной диагностики является то, что с помощью неё возможно изучение процессов разрушения неметаллических материалов, в

частности, керамик. Кроме того, возможно создание подобной диагностики на действующих установках магнитного удержания высокотемпературной плазмы с целью непосредственного контроля состояния пластин дивертора.

Дальнейшее развитие данной диагностики может быть направлено на увеличение числа каналов, а также переход к рассеянию на нескольких длинах волн. Кажется перспективным использование лазеров с сильно различающимся длинами волн, например гелий-кадмиевого  $\lambda = 442$  нм, неодимового  $\lambda =$ 1064 нм, эрбиевого  $\lambda = 1550$  нм или углекислотного  $\lambda = 10,6$  мкм. Переход к лазерам с большей длиной волны позволит измерить размер частиц с размерами 20–40 мкм. Ещё одним важным направлением развития является усложнение модели микрочастиц, отход от рассмотрения однородной сферы и переход к эллипсоидам или частицам других форм. Кроме этого, при увеличении числа каналов диагностики, наблюдающих излучение в разных плоскостях рассеяния, существует возможность измерять размер микрочастиц по изменению поляризации. Вопрос о наночастицах, не рассмотренный в данном исследовании в силу их меньшей опасности для УТС, требует отдельного изучения и разработки новых диагностик.

На основании экспериментальных данных, изложенных во 2 и 3 главе, можно утверждать, что при воздействии импульсных тепловых нагрузок, создаваемых электронным пучком, на поверхность вольфрамовых образцов в диапазоне  $100-300 \text{ MДж}/(\text{m}^2 \cdot \text{c}^{0,5})$ , механизм генерации микрочастиц выглядит следующим образом:

- нагрев электронным пучком приводит к образованию расплавленного слоя на поверхности толщиной 80-200 мкм и максимальной температурой 6000-7000 К
- 2. над расплавом возникает облако газа с давлением 0,3-1,2 МПа
- 3. после окончания тепловой нагрузки происходит быстрое остывание поверхности, вскипание расплавленного подповерхностного слоя и выброс микрочастиц (в том числе и связанных).

При рассмотрении этой модели следует иметь в виду, что:

- 1. поверхность эффективно охлаждается испарением
- используемый пучок имеет максимальное энерговыделение на глубине 1-2 мкм и расплав в этой области может становиться перегретым.

Хотя детальный анализ литературы показывает, что механизм вскипания расплавленного слоя при импульсном тепловом воздействии уже рассмат-

ривался [127], по мнению автора, данная модель требует дополнительного теоретического рассмотрения, и особенно её применимость при переходе к тепловым нагрузкам, создаваемых плазмой. В рамках доминирующей теории, при плазменных нагрузках микрочастицы рождаются в процессах, основанных на неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [128].

В заключении следует отметить, что переход ИТЭР к полностью вольфрамовой первой стенке делает результаты данного исследования ещё более важными, так как в этом случае есть вероятность повреждения защитного покрытия потоком убегающих электронов. Для примера, в статье [129] представлены результаты повреждения металлической первой стенки потоком убегающих электронов на токамаке FTU, включающие в том числе и генерацию быстрых микрочастиц.

## Заключение

Основной целью диссертационной работы являлось развитие системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ–3 для изучения механизмов взаимодействия электронного пучка с плазмой, а также комплекса оптических диагностик на установке БЕТА для изучения процессов разрушения обращенных к плазме материалов. В качестве основных результатов диссертационной работы можно выделить следующее:

- На установке ГОЛ–3 была создана двуимпульсная диагностика томсоновского рассеяния. Система способна проводить измерения измерения профиля плотности и температуры плазмы в два момента времени в течении одного рабочего импульса установки в нескольких точках по её длине, что позволяет исследовать быстрые и пространственно локализованные процессы в плазме;
- В различных режимах работы установки ГОЛ–3 измерены параметры плазмы с высоким временным и пространственным разрешением. Установлено, что при инжекции мощного релятивистского электронного пучка в плазму, в ней возникают быстрые флуктуации плотности электронной компоненты;
- 3. На установке ВЕТА спроектирован и введен в эксплуатацию обширный комплекс оптических in situ диагностик для исследований капельной эрозии материалов при воздействии мощных импульсных тепловых нагрузок на поверхность. Диагностический комплекс позволяет измерять скорости, размеры и места вылета микрочастиц, а кроме этого регистрировать температуру поверхности с временным и пространственным разрешением.

Большая часть работы посвящена созданию диагностик для изучения процессов эрозии, что позволило получить значительное количество информации о механизмах разрушения. В серии экспериментов с мощной импульсной тепловой нагрузкой (100–300 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>)) показано, что:

 вылет микрочастиц происходит практически одновременно, сразу после окончания импульса теплового воздействия, при этом скорости микрочастиц могут достигают 250-350 м/с а их характерный размер лежит в диапазоне 2-10 мкм.

- 2. определен вид зависимости между размером микрочастиц и их скоростью.
- генерация микрочастиц первоначально происходит из областей с повышенной температурой поверхности. Данные участки соответствуют слабосвязанным зернам и краям перпендикулярных трещин, которые имеют подавленную теплопроводность из-за параллельных поверхности трещин.
- 4. существуют группы связанных частиц, которые вылетают с одной области поверхности практически одновременно.
- 5. зарегистрировано существенное увеличение интенсивности генерации микрочастиц при  $F_{hf} > 175 200 \,\mathrm{M}\mathrm{Д}\mathrm{ж}/(\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{c}^{0.5}).$

Измеренная в экспериментах максимальная скорость разлёта микрочастиц значительно превосходит скорости ранее зарегистрированные в экспериментах на различных КСПУ установках. Это может быть объяснено тем, что быстрыми являются мелкие частицы, которые сложно наблюдать с помощью камер видимого диапазона при мощном фоновом излучении воздействующей плазмы. Стоит отметить, что эти объяснения было бы невозможно верифицировать без регистрация излучения непрерывного лазера рассеянного на малый угол, что является хорошим примером синергетического эффекта двух диагностик.

При нагрузках менее 50 МДж/(м<sup>2</sup> · c<sup>0,5</sup>) образование сплошного расплавленного слоя на поверхности вольфрама не происходит. Однако, при наличии на поверхности слабосвязанных областей с подавленной теплопроводностью, они могут оплавляться и генерировать микрочастицы.

Большая часть данных хорошо согласуются с результатами полученными другими авторами, однако, часть является уникальными. Данные диагностики могут быть использованы для исследования и других перспективных материалов первой стенки и дивертора, в том числе и не металлических, например керамик [130], в частности  $B_4C$  и SiC.

В заключение хотел бы выразить свою признательность всем, благодаря кому эта работа стала возможной. Прежде всего, хочу поблагодарить своего научного руководителя Вячеславова Леонид Николаевича за помощь в выборе направления работы. Хочу выразить особую благодарность Кандаурову Игорю Васильевичу, Иванову Ивану Анатольевичу, Склярову Владиславу Фатыховичу, Багрянскому Петру Андреевичу за моральную поддержку и ценные обсуждения. Я очень признателен Бурдакову Александру Владимировичу, Таскаеву Сергею Юрьевичу, Шошину Андрею Алексеевичу, Поступаеву Владимиру Валерьевичу, Аржанникову Андрею Васильевичу за постоянный интерес к исследовательской работе. Я искренне благодарен Васильеву Александру и Попову Сергею за совместную работу, а Пурыге Екатерине Александровне и Ровенских Андрею Федоровичу за поддержку работы систем сбора данных и ИТ инфраструктуры.

Также я хочу поблагодарить Бобровникову Ольгу Николаевну за помощь в оформлении диссертации, а Гвидо ван Россума и всё сообщество Python 3 за создание и развитие этого прекрасного языка программирования.

## Список литературы

- DEMO design activity in Europe: Progress and updates / G. Federici, C. Bachmann, L. Barucca [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2018. — Vol. 136. — Р. 729–741. — URL: https: //doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.04.001 (дата обращения: 14.01.2025).
- Tokamak with Reactor Technologies (TRT): Concept, Missions, Key Distinctive Features and Expected Characteristics / A. Krasilnikov, S. Konovalov, E. Bondarchuk [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics Reports. — 2021. — Vol. 47. — P. 1092–1106. — URL: https: //doi.org/10.1134/S1063780X21110192 (дата обращения: 14.01.2025).
- Overview of the present progress and activities on the CFETR / Y. Wan, J. Li, Y. Liu [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2017. — Vol. 57, nr 10. — P. 102009. — URL: https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa686a (дата обращения: 14.01.2025).
- 4. Concept design of CFETR tokamak machine / Y. Song, S. Wu, J. Li [et al.]. Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2014. — Vol. 42. — P. 503–509. — URL: https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2299277 (дата обращения: 14.01.2025).
- Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap / A. Beklemishev, A. Anikeev, V. Astrelin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63. — Р. 46–51. — URL: https://doi.org/10. 13182/FST13-A16872 (дата обращения: 14.01.2025).
- 6. A high performance field-reversed configuration / M. Binderbauer, T. Tajima,
  L. Steinhauer [et al.]. Текст : электронный // Phys. Plasmas. 2015. —
  Vol. 22. P. 056110. URL: https://doi.org/10.1063/1.4920950 (дата обращения: 14.01.2025).
- Physics basis for the first ITER tungsten divertor / R. Pitts, X. Bonnin,
   F. Escourbiac [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and
   Energy. 2019. Vol. 20. Р. 100696. URL: https://doi.org/10.1016/j.
   nme.2019.100696 (дата обращения: 14.01.2025).

- Measurement of plasma parameters /ITER Physics Expert Group on Diagnostics and ITER Physics Basis Editors [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 1999. — Vol. 39. — Р. 2541. — URL: https://doi. org/10.1088/0029-5515/39/12/307.
- Soukhanovskii, V. A. Near-infrared spectroscopy for burning plasma diagnostic applications / V. A. Soukhanovskii. — Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, nr 10. — P. 10F539. — URL: https://doi.org/10.1063/1.2964230 (дата обращения: 14.01.2025).
- 10. The Thomson scattering systems of the ASDEX upgrade tokamak / H. Murmann, S. Götsch, H. Röhr [et al.]. — Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. — 1992. — Vol. 63, nr 10. — P. 4941–4943. — URL: https://doi.org/10.1063/1.1143504 (дата обращения: 14.01.2025).
- Spatial resolution of the JET Thomson scattering system / L. Frassinetti, M. N. Beurskens, R. Scannell [et al.]. — Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, nr 1. — P. 013506. — URL: https://doi.org/10.1063/1.3673467 (дата обращения: 14.01.2025).
- Loarer, T. Particle Control in Tore Supra with Pump Limiters and Ergodic Divertor / T. Loarer. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2009. — Vol. 56, nr 3. — P. 1300–1317. — URL: https:// doi.org/10.13182/FST09-A9179 (дата обращения: 14.01.2025).
- 13. Keilhacker, M. K. The ASDEX divertor tokamak / M. K. Keilhacker. Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 1985. — Vol. 25, nr 9. — P. 1045–1054. — URL: https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/9/008 (дата обращения: 14.01.2025).
- 14. Shimomura, Y. The present status and future prospects of the ITER project / Y. Shimomura. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2004. — Vol. 329–333. — P. 5–11. — URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat. 2004.04.004 (дата обращения: 14.01.2025).
- 15. Li, J. The frontier and perspective for tokamak development / J. Li, M. Ni, Y. Lu. — Текст : электронный // National Science Review. — 2019. — Vol. 6, nr 3. — P. 382–383. — URL: https://doi.org/10.1093/nsr/nwz029 (дата обращения: 14.01.2025).

- 16. Modification of preheated tungsten surface after irradiation at the GOL-3 facility / A. Shoshin, A. Arakcheev, A. Arzhannikov [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2016. Vol. 113. Р. 66–70. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.10.010 (дата обращения: 14.01.2025).
- 17. Characterization of dust collected from ASDEX-Upgrade and LHD / J. Sharpe, V. Rohde, A. Sagara [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2003. Vol. 313–316. Р. 455–459. URL: https://doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01360-0 (дата обращения: 14.01.2025).
- Brezinsek, S. Plasma-surface interaction in the Be/W environment: Conclusions drawn from the JET-ILW for ITER / S. Brezinsek. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2015. — Vol. 463. — P. 11–21. — URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.12.007 (дата обращения: 14.01.2025).
- 19. Helium and deuterium irradiation effects in W-Ta composites produced by pulse plasma compaction / M. Dias, N. Catarino, D. Nunes [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2017. Vol. 492. P. 105–112. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.05.007 (дата обращения: 14.01.2025).
- Kajita, S. Tungsten fuzz: Deposition effects and influence to fusion devices / S. Kajita, N. Yoshida, N. Ohno. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2020. — Vol. 25. — Р. 100828. — URL: https://doi.org/10. 1016/j.nme.2020.100828 (дата обращения: 14.01.2025).
- 21. An integrated model for materials in a fusion power plant: transmutation, gas production, and helium embrittlement under neutron irradiation / M. Gilbert, S. Dudarev, S. Zheng [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Fusion. 2012. Vol. 52, nr 8. P. 083019. URL: https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/8/083019 (дата обращения: 14.01.2025).
- Grieveson, E. M. Investigation into irradiation effects in ODS steels using ion implantation and micromechanical testing / E. M. Grieveson, S. G. Roberts. Текст : электронный // 2013 IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering. 2013. Р. 1–4. URL: https://doi.org/10.1109/sofe. 2013.6635334 (дата обращения: 14.01.2025).

- 23. Study of breakdown and plasma formation in the KTM tokamak with the massive conductive vacuum chamber / B. Chektybayev, A. Sadykov, E. Batyrbekov [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2021. Vol. 163. Р. 112167. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112167 (дата обращения: 14.01.2025).
- 24. HELCZA—High heat flux test facility for testing ITER EU first wall components / J. Prokůpek, K. Samec, R. Jílek [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2017. Vol. 124. Р. 187–190. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.03.059 (дата обращения: 14.01.2025).
- 25. The new electron beam test facility JUDITH II for high heat flux experiments on plasma facing components / P. Majerus, R. Duwe, T. Hirai [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2005. Vol. 75–79. P. 365–369. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes. 2005.06.058 (дата обращения: 14.01.2025).
- Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor / L. Vyacheslavov, A. Arakcheev, I. Bataev [et al.]. Текст : электронный // Physica Scripta. 2018. Vol. 93, nr 3. URL: https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaa119 (дата обращения: 14.01.2025).
- 27. High heat flux facility GLADIS:: Operational characteristics and results of W7-X pre-series target tests / H. Greuner, B. Boeswirth, J. Boscary [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2007. Vol. 367. P. 1444–1448. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.04.004 (дата обращения: 14.01.2025).
- 28. Upgrade of the material ion beam test facility MARION for enhanced requirements of JET and ITER / D. Nicolai, A. Charl, G. Czymek [et al.]. – Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. – 2011. – Vol. 86. – P. 2791–2794. – URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.05.005 (дата обращения: 14.01.2025).
- 29. A parametric study of helium retention in beryllium and its effect on deuterium retention / D. Alegre, M. Baldwin, M. Simmonds [et al.]. Текст :

электронный // Physica Scripta. — 2017. — Vol. T170. — P. 014028. — URL: https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8c99 (дата обращения: 14.01.2025).

- Linear Plasma Device PSI-2 for Plasma-Material Interaction Studies / A. Kreter, C. Brandt, A. Huber [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2015. — Vol. 68. — Р. 8–14. — URL: https://doi. org/10.13182/FST14-906 (дата обращения: 14.01.2025).
- 31. High heat flux capabilities of the Magnum-PSI linear plasma device / G. De Temmerman, M. van den Berg, J. Scholten [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2013. Vol. 88, nr 6. Р. 483–487. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.047 (дата обращения: 14.01.2025).
- 32. Studying divertor relevant plasmas in the Pilot-PSI linear plasma device: experiments versus modelling / K. Ješko, Y. Marandet, H. Bufferand [et al.]. — Tекст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2018. — Vol. 60, nr 12. — P. 125009. — URL: https://doi.org/10.1088/1361-6587/ aae80d (дата обращения: 14.01.2025).
- 33. Erosion of metals under the action of intense plasma stream / I. Poznyak,
  N. Klimov, V. Podkovyrov [et al.]. Текст : электронный // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion. 2012. Vol. 4. P. 23–33. URL: http://doi.org/10.21517/0202-3822-2012-35-4-23-33 (дата обращения: 14.01.2025).
- 34. Optimization of power matching and transfer in the helicon plasma discharge / E. Kuzmin, I. Maslakov, A. Chesnokov [et al.]. Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2055. Р. 012010. URL: https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012010 (дата обращения: 14.01.2025).
- 35. In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics / D. Cherepanov, L. Vyacheslavov, V. Popov [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. 2023. Р. 101495. URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2023.101495 (дата обращения: 14.01.2025).
- 36. Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten / A. Huber, A. Arakcheev, G. Sergienko [et al.]. – Текст : электронный // Physica Scripta. – 2014. – Vol. T159. – P. 014005. –

URL: https://doi.org/10.1088/0031-8949/2014/t159/014005 (дата обращения: 14.01.2025).

- 37. Yamashita, K. History of nuclear technology development in Japan / K. Yamashita. Текст : электронный // AIP Conference Proceedings. 2015. Vol. 1659, nr 1. P. 020003. URL: https://doi.org/10.1063/1. 4916842 (дата обращения: 14.01.2025).
- 38. Fracture-mechanical properties of neutron irradiated ITER specification tungsten / E. Gaganidze, A. Chauhan, H. Schneider [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2021. — Vol. 547. — Р. 152761. — URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152761 (дата обращения: 14.01.2025).
- 39. The IFMIF-DONES fusion oriented neutron source: evolution of the design / W. Królas, A. Ibarra, F. Arbeiter [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2021. — Vol. 61, nr 12. — Р. 125002. — URL: https://doi.org/10. 1088/1741-4326/ac318f (дата обращения: 14.01.2025).
- 40. The high-heat-flux test facilities in the joint stock company "D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus" / A. Volodin, V. Kuznetcov, V. Davydov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2015. — Vol. 98-99. — Р. 1411–1414. — URL: https://doi.org/10. 1016/j.fusengdes.2015.02.016 (дата обращения: 14.01.2025).
- 41. Upgrading of thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 / S. Popov, L. Vyacheslavov, M. Ivantsivskiy [et al.]. Текст : электронный // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59, nr 1 T. P. 292–294. URL: https://doi.org/10.13182/FST11-A11639 (дата обращения: 14.01.2025).
- 42. Two-pulse Thomson scattering system for measurements of fast fluctuations of electron density in multimirror trap GOL-3 / S. Popov, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2013. Vol. 720. P. 39–41. URL: https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.040 (дата обращения: 14.01.2025).

- 43. Observation of dust particles ejected from the tungsten surface by transient heat flux with small-angle scattering of cw laser light / L. N. Vyacheslavov, A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. 2017. Vol. 12. Р. 494–498. URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.023 (дата обращения: 14.01.2025).
- 44. Observation of dust particles ejected from the tungsten surface by transient heat flux with small-angle scattering of cw laser light / L. Vyacheslavov, A. Arakcheev, A. Burdakov [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. 2017. Vol. 12. Р. 494–498. URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.023 (дата обращения: 14.01.2025).
- 45. Системы лазерного рассеяния на комплексе ГОЛ–3 / Касатов А. А., Вячеславов Л. Н., Васильев А. А., Попов С. С. — Текст : непосредственный // Тезисы докладов XVI Всероссийской конференции Диагностика Высокотемпературной Плазмы (г. Звенигород, 7—11 июня 2015 года). — Москва, 2015. — С. 75.
- 46. Изучение разлета микрочастиц вольфрама на установке ВЕТА во время импульсной тепловой нагрузки, характерной для дивертора ИТЭР / Касатов А. А., Васильев А. А., Вячеславов Л. Н. [и др.]. — Текст : непосредственный // Сборник тезисов докладов Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, 18 – 22 марта 2019 года). — Москва, 2019. — С. 261.
- 47. Диагностическая система для исследования повреждения тугоплавких покрытий во время воздействия на них мощных термических ударов / Касатов А. А., Васильев А. А., Вячеславов Л. Н. [и др.]. — Текст : непосредственный // Тезисы докладов XIX Всероссийской конференции Диагностика Высокотемпературной Плазмы (г. Сочи, 27 сентября – 01 октября 2021года). — Москва, 2021. — С. 109.
- 48. On the local measurement of electric currents and magnetic fields using Thomson scattering in Weibel-unstable plasmas / C. Bruulsema, W. Rozmus, G. F. Swadling [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2020. — Vol. 27, nr 5. — P. 052104. — URL: https://doi.org/10.1063/1.5140674 (дата обращения: 14.01.2025).

- 49. Strong Langmuir turbulence with and without collapse: experimental study / L. N. Vyacheslavov, V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2002. — Vol. 44, nr 12B. — P. B279. — URL: https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12B/320 (дата обращения: 14.01.2025).
- 50. Method for Studying Local Dynamics of Plasma Fluctuations in the Formation Process of Langmuir Cavities / V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov, E. P. Kruglyakov [et al.]. Текст : электронный // Fusion Science and Technology. 2005. Vol. 47, nr 1T. P. 294–296. URL: https://doi.org/10.13182/FST05-A668 (дата обращения: 14.01.2025).
- 51. Jackson, J. D. Classical electrodynamics / J. D. Jackson. New York : Wiley, 1999. 832 с. ISBN 9780471309321. Текст : непосредственный.
- 52. Plasma scattering of electromagnetic radiation: theory and measurement techniques. / D. H. Froula, S. H. Glenzer, N. C. Luhmann [et al.]. Amsterdam : Elsevier, 2011. Текст : электронный. URL: https://cds. cern.ch/record/1408693 (дата обращения: 14.01.2025).
- 53. Tsytovich, V. N. On the physical interpretation of Thomson scattering in a plasma / V. N. Tsytovich. Текст : электронный // Physics-Uspekhi. 2013. Vol. 56, nr 2. Р. 180–191. URL: https://doi.org/10.3367/ufne. 0183.201302f.0195 (дата обращения: 14.01.2025).
- 54. Selden, A. Simple analytic form of the relativistic Thomson scattering spectrum / A. Selden. Текст : электронный // Physics Letters A. 1980. Vol. 79, nr 5. P. 405–406. URL: https://doi.org/10.1016/0375-9601(80)90276-5 (дата обращения: 14.01.2025).
- 55. Evans, D. E. Laser light scattering in laboratory plasmas / D. E. Evans,
  J. Katzenstein. Текст : электронный // Reports on Progress in Physics. —
  1969. Vol. 32, nr 1. P. 207–271. URL: https://doi.org/10.1088/00344885/32/1/305 (дата обращения: 14.01.2025).
- 56. Revision of the criterion to avoid electron heating during laser aided plasma diagnostics (LAPD) / E. A. Carbone, J. M. Palomares, S. Hübner [et al.]. Текст : электронный // Journal of Instrumentation. 2012. Vol. 7, nr 01. Р. C01016. URL: https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/01/C01016 (дата обращения: 14.01.2025).

- 57. Measurements of the electron energy spectrum by using small-angle Thomson scattering / S. S. Popov, A. V. Burdakov, L. N. Vyacheslavov [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics Reports. — 2008. — Vol. 34, nr 3. — P. 212–215. — URL: https://doi.org/10.1134/S1063780X08030070 (дата обращения: 14.01.2025).
- 58. Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap / A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2009. — Vol. 55. — Р. 63–70. — URL: http://doi.org/10. 13182/FST09-A6984 (дата обращения: 14.01.2025).
- 59. Arzhannikov, A. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence / A. Arzhannikov, I. Timofeev. Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. Vol. 54, nr 10. P. 105004. URL: http://doi.org/10.1088/0741-3335/54/10/105004 (дата обращения: 14.01.2025).
- 60. Dynamics and Spectral Composition of Subterahertz Emission from Plasma Column Due to Two-Stream Instability of Strong Relativistic Electron Beam / A. Arzhannikov, A. Burdakov, V. Burmasov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. — 2016. — Vol. 6, nr 2. — P. 245–252. — URL: https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016. 2525783 (дата обращения: 14.01.2025).
- 61. Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams / A. Arzhannikov, M. Thumm, A. Burdakov [et al.]. Текст : электронный // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. Vol. 5, nr 3. P. 478–485. URL: https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2405255 (дата обращения: 14.01.2025).
- 62. Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam-plasma interaction / A. Arzhannikov, A. Burdakov, V. Burmasov [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2014. — Vol. 21, nr 8. — URL: https://doi.org/10.1063/1.4891884 (дата обращения: 14.01.2025).
- 63. MM-wave emission by magnetized plasma during sub-relativistic electron beam relaxation / I. Ivanov, A. Arzhannikov, A. Burdakov [et al.]. Текст :

электронный // Physics of Plasmas. — 2015. — Vol. 22, nr 12. — URL: https://doi.org/10.1063/1.4936874 (дата обращения: 14.01.2025).

- 64. Development of extended heating pulse operation mode at GOL-3 / A. Burdakov, A. Avrorov, A. Arzhannikov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, nr 1T. — P. 29–34. — URL: https://doi.org/10.13182/FST13-A16869 (дата обращения: 14.01.2025).
- 65. Temporal structure of double plasma frequency emission of thin beam-heated plasma / V. Postupaev, A. Burdakov, I. Ivanov [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2013. — Vol. 20, nr 9. — URL: https: //doi.org/10.1063/1.4821608 (дата обращения: 14.01.2025).
- 66. Investigation of the Impact on Tungsten of Transient Heat Loads Induced by Laser Irradiation, Electron Beams and Plasma Guns / A. Huber, A. Burdakov, M. Zlobinski [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, nr 1T. — P. 197–200. — URL: https:// doi.org/10.13182/FST13-A16904 (дата обращения: 14.01.2025).
- 67. Study of plasma-surface interaction at the GOL-3 facility / A. Shoshin, A. Arakcheev, A. Arzhannikov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2017. — Vol. 114. — Р. 157–179. — URL: https: //doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.12.019 (дата обращения: 14.01.2025).
- 68. Thomson scattering diagnostics upgrade at the GLOBUS-M tokamak / G. Kurskiev, S. Tolstyakov, A. Berezutskiy [et al.]. — Текст : электронный // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion. — 2012. — Vol. 35. — P. 81–88. — URL: http://doi.org/10.21517/0202-3822-2012-35-2-81-88 (дата обращения: 14.01.2025).
- 69. Multichannel Thompson scattering diagnostics for the GOL-3 facility / S. V. Polosatkin, A. V. Burdakov, M. V. Ivantsivskij [et al.]. Текст : электронный // Plasma Physics Reports. 2006. Vol. 32, nr 2. Р. 108–113. URL: https://doi.org/10.1134/S1063780X06020048 (дата обращения: 14.01.2025).
- 70. Control and acquisition for MAST Thomson scattering diagnostics /
  S. Shibaev, G. Naylor, R. Scannell [et al.]. Текст : электронный //
  Fusion Engineering and Design. 2010. Vol. 85, nr 5. P. 683–686. —

URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.03.035 (дата обращения: 14.01.2025).

- 71. Conceptual design of laser transfer system of the JT-60SA Thomson scattering diagnostic / H. Tojo, T. Hatae, T. Hamano [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2017. Vol. 123. Р. 678—681. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.06.037 (дата обращения: 14.01.2025).
- 72. The ITER Thomson scattering core LIDAR diagnostic / G. Naylor, R. Scannell, M. Beurskens [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2011. — Vol. 7. — Р. 7. — URL: https://doi.org/10. 1088/1748-0221/7/03/C03043 (дата обращения: 14.01.2025).
- 73. Feasibility study of the lidar light source with an alexandrite laser / S. Imai,
  T. Kido, A. Takada [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 1997. Vol. 34–35. Р. 631–634. URL: https://doi.org/ 10.1016/S0920-3796(96)00586-8 (дата обращения: 14.01.2025).
- 74. Refractive indices in the whole transmission range of partially deuterated KDP crystals / L. Zhu, X. Zhang, M. Xu [et al.]. Текст : электронный // AIP Advances. 2013. Vol. 3. Р. 112114. URL: http://doi.org/10. 1063/1.4832225 (дата обращения: 14.01.2025).
- Rapid growth and properties of large-aperture 98-deuterated DKDP crystals / X. Cai, X. Lin, G. Li [et al.]. Текст : электронный // High Power Laser Science and Engineering. 2019. Vol. 7. Р. e46. URL: https://doi.org/10.1017/hpl.2019.24 (дата обращения: 14.01.2025).
- Silicon photodiodes as Thomson Scattering detectors in experiments on the Tuman-3M tokamak and in bench experiments / V. Zabrodsky, D. Kalinina, E. Mukhin [et al.]. Текст : электронный // Technical Physics. 2003. Vol. 48. P. 1053–1057. URL: http://doi.org/10.1134/1.1607480 (дата обращения: 14.01.2025).
- 77. Young, W. C. Thomson scattering at general fusion / W. C. Young,
  D. Parfeniuk. Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. —
  2016. Vol. 87, nr 11. P. 11E521. URL: https://doi.org/10.1063/1.
  4959915 (дата обращения: 14.01.2025).

- 78. Studies of avalanche photodiode performance in a high magnetic field / J. Marler, T. McCauley, S. Reucroft [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2000. — Vol. 449, nr 1. — P. 311–313. — URL: https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01382-0 (дата обращения: 14.01.2025).
- 79. The Measuring System for the Thomson Scattering Diagnostics of the GOL-3 and GDT Facilities / E. Puryga, A. Khilchenko, A. Kvashnin [et al.]. — Текст : электронный // Instruments and Experimental Techniques. — 2018. — Vol. 61. — P. 796–803. — URL: https://doi.org/10.1134/S0020441218060118 (дата обращения: 14.01.2025).
- 80. An ADC12500 multifunction fast recorder / E. Puryga, A. Khilchenko, A. Kvashnin [et al.]. Текст : электронный // Instruments and Experimental Techniques. 2012. Vol. 55. Р. 368–376. URL: https://doi.org/10. 1134/S0020441212020170 (дата обращения: 14.01.2025).
- 81. Sneep, M. Direct measurement of the Rayleigh scattering cross section in various gases / M. Sneep, W. Ubachs. Текст : электронный // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2005. Vol. 92, nr 3. P. 293–310. URL: https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.07.025 (дата обращения: 14.01.2025).
- Plasma Heating and Confinement in GOL-3 Multi Mirror Trap / A.Burdakov, A.Azhannikov, V. Astrelin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2007. — Vol. 51. — Р. 106–111. — URL: https://doi.org/ 10.13182/FST07-A1327 (дата обращения: 14.01.2025).
- 83. Submillisecond electron beam for plasma heating in multi-mirror trap GOL-3 / I. Kandaurov, V. Astrelin, A. Avrorov [et al.]. Текст : электронный // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59, nr 1T. P. 67–69. URL: https://doi.org/10.13182/FST11-A11576 (дата обращения: 14.01.2025).
- 84. Timofeev I. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beamplasma interactions / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov, A. V. Arzhannikov. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2015. — Vol. 22, nr 11. —

P. 113109. — URL: https://doi.org/10.1063/1.4935890 (дата обращения: 14.01.2025).

- 85. Data Acquisition system for Thomson Scattering diagnostics on GDT / E. A. Puryga, A. A. Lizunov, S. V. Ivanenko [et al.]. Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47, nr 6. P. 2883–2889. URL: http://doi.org/10.1109/TPS.2019.2910795 (дата обращения: 14.01.2025).
- 86. Kandaurov, I. V. Study of electron beam uniformity in large-area multi-aperture diode with arc plasma cathode / I. V. Kandaurov, V. V. Kurkuchekov, Y. A. Trunev. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 830. — P. 012032. — URL: https://doi.org/10.1088/1742-6596/830/1/012032 (дата обращения: 14.01.2025).
- 87. Kurkuchekov, V. 2D imaging X-ray diagnostic for measuring the current density distribution in a wide-area electron beam produced in a multiaperture diode with plasma cathode / V. Kurkuchekov, I. Kandaurov, Y. Trunev. Текст : электронный // Journal of Instrumentation. 2018. Vol. 13, nr 5. P. P05003. URL: https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05003 (дата обращения: 14.01.2025).
- Kanaya, K. Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets / K. Kanaya, S. Okayama. Текст : электронный // Journal of Physics D: Applied Physics. 1972. Vol. 5, nr 1. P. 43. URL: https://doi.org/10.1088/0022-3727/5/1/308 (дата обращения: 14.01.2025).
- 89. Comparison of thermal shock damages induced by different simulation methods on tungsten / M. Wirtz, J. Linke, G. Pintsuk [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. P. S833–S836. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.180 (дата обращения: 14.01.2025).
- 90. Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system / V. V. Kazakov, V. G. Kazakov, V. S. Kovalev [et al.]. Текст : электронный // Physica Scripta. — 2017. — Vol. 92, nr 10. — P. 105002. — URL: https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa822e (дата обращения: 14.01.2025).

- 91. NIST Standard Reference Database 78, Version 5.11 : [сайт]. URL: https: //doi.org/10.18434/T4W30F. — Яз. Англ. — Текст : электронный.
- 92. Sarkisov, G. S. Dynamic polarizability of tungsten atoms reconstructed from fast electrical explosion of fine wires in vacuum / G. S. Sarkisov, S. E. Rosenthal, K. W. Struve. Текст : электронный // Phys. Rev. A. 2016. Vol. 94. P. 042509. URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevA. 94.042509 (дата обращения: 14.01.2025).
- 93. Shi, H. Measuring the dynamic polarizability of tungsten atom via electrical wire explosion in vacuum / H. Shi, X. Zou, X. Wang. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2018. — Vol. 25, nr 2. — P. 022707. — URL: https://doi.org/10.1063/1.5011666 (дата обращения: 14.01.2025).
- 94. Sarkisov, G. S. Laser measurements of static and dynamic dipole polarizability for 11 metal atoms using fast exploding wires in vacuum and integrated-phase technique / G. S. Sarkisov. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2022. — Vol. 29, nr 7. — P. 073502. — URL: http://doi.org/10.1063/5.0084981 (дата обращения: 14.01.2025).
- 95. Зельдович, Я. Б., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. — М. : Наука, 1966. — 688 с. — Текст : непосредственный.
- 96. Theoretical modeling of shielding for plasma flow and electron beam heating / V. A. Popov, A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // AIP Conference Proceedings. — 2016. — Vol. 1771, nr 1. — P. 060009. — URL: https://doi.org/10.1063/1.4964217 (дата обращения: 14.01.2025).
- 97. Plante, E. R. Vapor Pressure and Heat of Sublimation of Tungsten. / E. R. Plante, A. B. Sessoms. Текст : электронный // Journal of research of the National Bureau of Standards. Section A, Physics and chemistry. 1973. Vol. 77A, nr 2. P. 237–242. URL: https://doi.org/10.6028% 2Fjres.077A.015 (дата обращения: 14.01.2025).
- 98. Tolias, P. Analytical expressions for thermophysical properties of solid and liquid tungsten relevant for fusion applications / P. Tolias. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 13. — Р. 42–57. —

URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.08.002 (дата обращения: 14.01.2025).

- 99. Surface modification and droplet formation of tungsten under hot plasma irradiation at the GOL-3 / A. Arzhannikov, V. Bataev, I. Bataev [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. Р. S677–S680. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.143 (дата обращения: 14.01.2025).
- 100. Tungsten recrystallization and cracking under ITER-relevant heat loads / V. Budaev, Y. Martynenko, A. Karpov [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2015. Vol. 463. Р. 237–240. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.129 (дата обращения: 14.01.2025).
- 101. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads / A. Vasilyev, A. Arakcheev, I. Bataev [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 12. — Р. 553–558. — URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.11.017 (дата обращения: 14.01.2025).
- 102. In situ method for studying stresses in a pulse-heated tungsten plate based on measurements of surface curvature / D. Cherepanov, A. Arakcheev, A. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2021. — Vol. 26. — URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.
  100919 (дата обращения: 14.01.2025).
- 103. Rogalski, A. History of infrared detectors / A. Rogalski. Текст : электронный // Opto-Electronics Review. — 2012. — Vol. 20, nr 3. — Р. 279—308. — URL: https://doi.org/10.2478/s11772-012-0037-7 (дата обращения: 14.01.2025).
- 104. Oloumi, M. Electronic structure of InGaAs and band offsets in InGaAs/GaAs superlattices / M. Oloumi, C. C. Matthai. Текст : электронный // Journal of Physics: Condensed Matter. 1991. Vol. 3, nr 50. Р. 9981. URL: https://doi.org/10.1088/0953-8984/3/50/004 (дата обращения: 14.01.2025).
- 105. Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for In1-xGaxAsyP1-y lattice matched to InP / R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston [et al.]. — Текст : электронный // Applied Physics Letters. —

1978. — Vol. 33, nr 7. — P. 659–661. — URL: https://doi.org/10.1063/1.90455 (дата обращения: 14.01.2025).

- 106. MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding  $35 \times 106 \text{cm}2/\text{Vs}$  / V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson [et al.]. Текст : электронный // Journal of Crystal Growth. 2009. Vol. 311, nr 7. P. 1658–1661. URL: https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.09.151 (дата обращения: 14.01.2025).
- 107. Pon, R. M. Spectral emissivity of tungsten: analytic expressions for the 340-nm to 2.6-µm spectral region / R. M. Pon, J. P. Hessler. Текст : электронный // Appl. Opt. 1984. Vol. 23, nr 7. Р. 975–976. URL: https://doi.org/10.1364/AO.23.000975 (дата обращения: 14.01.2025).
- 108. Study of the normal spectral emissivity of tungsten between 170 and 500 °C by a single-wavelength infrared thermometer / S. Shu, Z. Wang, H. Liang [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2021. Vol. 173. Р. 112848. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021. 112848 (дата обращения: 14.01.2025).
- 109. In-situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER / L. Vyacheslavov, A. Vasilyev, A. Arakcheev [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2021. Vol. 544. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat. 2020.152669 (дата обращения: 14.01.2025).
- Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor / L. N. Vyacheslavov, A. S. Arakcheev, I. A. Bataev [et al.]. Текст : электронный // Physica Scripta. 2018. Vol. 93, nr 3. P. 035602. URL: https://doi.org/10.1088/1402-4896/ aaa119 (дата обращения: 14.01.2025).
- 111. Studies of dust from JET with the ITER-Like Wall: Composition and internal structure / E. Fortuna-Zaleśna, J. Grzonka, M. Rubel [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. 2017. Vol. 12. Р. 582–587. URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.11.027 (дата обращения: 14.01.2025).

- Characterization and origin of large size dust particles produced in the Alcator C-Mod tokamak / C. Arnas, J. Irby, S. Celli [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 11. — Р. 12–19. — URL: https: //doi.org/10.1016/j.nme.2017.02.027 (дата обращения: 14.01.2025).
- 113. Ratynskaia S. V. Dust and powder in fusion plasmas : recent developments in theory, modeling, and experiments / S. V. Ratynskaia, A. Bortolon, S. I. Krasheninnikov. Текст : электронный // Reviews of Modern Plasma Physics. 2022. Vol. 6, nr 1. URL: https://doi.org/10.1007/s41614-022-00081-5 (дата обращения: 14.01.2025).
- 114. Winter, J. Dust in fusion devices experimental evidence, possible sources and consequences / J. Winter. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1998. — Vol. 40, nr 6. — P. 1201–1210. — URL: https://doi.org/10.1088/0741-3335/40/6/022 (дата обращения: 14.01.2025).
- In-vessel dust and tritium control strategy in ITER / M. Shimada, R. A. Pitts,
  S. Ciattaglia [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. Р. S996–S1000. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.217 (дата обращения: 14.01.2025).
- 116. Design of a new experimental facility to reproduce LOVA and LOCA consequences on dust resuspension / A. Malizia, M. Gelfusa, G. Francia [et al.]. Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. 2015. Vol. 98–99. Р. 2191–2195. URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes. 2014.11.009 (дата обращения: 14.01.2025).
- 117. A Review of Dangerous Dust in Fusion Reactors: from Its Creation to Its Resuspension in Case of LOCA and LOVA / A. Malizia, L. A. Poggi, J. Ciparisse [et al.]. Текст : электронный // Energies. 2016. Vol. 9, nr 8. P. 578. URL: https://doi.org/10.3390/en9080578 (дата обращения: 14.01.2025).
- 118. Denkevits, A. Hybrid H2/Al dust explosions in Siwek sphere / A. Denkevits,
  B. Hoess. Текст : электронный // Journal of Loss Prevention in the Process
  Industries. 2015. Vol. 36. Р. 509–521. URL: https://doi.org/10.
  1016/j.jlp.2015.03.024 (дата обращения: 14.01.2025).

- In-vessel dust and tritium control strategy in ITER / M. Shimada, R. Pitts,
  S. Ciattaglia [et al.]. Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. Р. S996–S1000. URL: https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.217 (дата обращения: 14.01.2025).
- 120. Accumulation of beryllium dust in ITER diagnostic ports after off-normal events / L. Vignitchouk, S. Ratynskaia, P. Tolias [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2019. — Vol. 20. — Р. 100684. — URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100684 (дата обращения: 14.01.2025).
- Block, I. D. Modulated 3D cross-correlation light scattering: Improving turbid sample characterization / I. D. Block, F. Scheffold. Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. 2010. Vol. 81, nr 12. P. 123107. URL: https://doi.org/10.1063/1.3518961 (дата обращения: 14.01.2025).
- Bohren, C. Absorption and Scattering of Light by Small Particles / C. Bohren, D. R. Huffman. — Wiley Science Paperback Series, 1998. — ISBN 9783527618156. — Текст : электронный. — URL: https://doi.org/10.1002/ 9783527618156.
- 123. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar [et al.]. Текст : электронный // Appl. Opt.. 1998. Vol. 37, nr 22. Р. 5271–5283. URL: https://doi.org/10.1364/AO.37.005271 (дата обращения: 14.01.2025).
- 124. Werner, W. Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals / W. Werner, K. Glantschnig, C. Ambrosch-Draxl. — Текст : электронный // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2009. — Vol. 38. — P. 1013–1092. — URL: https://doi.org/10.1063/1.3243762 (дата обращения: 14.01.2025).
- 125. Weaver, J. H. Optical properties of crystalline tungsten / J. H. Weaver, C. G. Olson, D. W. Lynch. — Текст : электронный // Phys. Rev. B. — 1975. — Vol. 12. — P. 1293–1297. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevB. 12.1293 (дата обращения: 14.01.2025).
- 126. Sumlin, B. J. Retrieving the aerosol complex refractive index using PyMieScatt: A Mie computational package with visualization capabilities / B. J. Sumlin, W. R. Heinson, R. K. Chakrabarty. — Текст : электронный //

Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 2018. — Vol. 205. — Р. 127–134. — URL: https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.10.012 (дата обращения: 14.01.2025).

- 127. Shi, Y. Boiling induced macroscopic erosion of plasma facing components in fusion devices / Y. Shi, G. Miloshevsky, A. Hassanein. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2011. — Vol. 86, nr 2. — P. 155–162. — URL: https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.10.002 (дата обращения: 14.01.2025).
- 128. Miloshevsky, G. Modelling of Kelvin–Helmholtz instability and splashing of melt layers from plasma-facing components in tokamaks under plasma impact / G. Miloshevsky, A. Hassanein. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2010. — Vol. 50, nr 11. — P. 115005. — URL: https://doi.org/10. 1088/0029-5515/50/11/115005 (дата обращения: 14.01.2025).
- 129. Evidence for high-velocity solid dust generation induced by runaway electron impact in FTU / M. D. Angeli, P. Tolias, S. Ratynskaia [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2022. — Vol. 63, nr 1. — P. 014001. — URL: https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac8a04 (дата обращения: 14.01.2025).
- 130. Plasma-wall interaction of advanced materials / J. Coenen, M. Berger, M. Demkowicz [et al.]. Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. 2017. Vol. 12. Р. 307–312. URL: https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.10.008 (дата обращения: 14.01.2025).