

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
«Объединенный институт высоких температур Российской академии наук»  
(ОИВТ РАН)

*На правах рукописи*

Макаров Сергей Станиславович

ИЗУЧЕНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ЛАЗЕРНОЙ  
ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ РАДИОГРАФИИ  
СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Специальность 1.3.9 –

«Физика плазмы»

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к. ф.-м. н. Пикуз Сергей Алексеевич

автор:

Москва – 2022

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1 Исследование быстропротекающих гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме с использованием рентгеновских источников .....</b>	<b>15</b>
1.1 Лазерная плазма для исследований вещества с высокой плотностью энергии .....	15
1.2 Метод рентгеновской радиографии в экспериментах по исследованию гидродинамических явлений в лазерной плазме .....	17
1.2.1 Использование лазерно-плазменного рентгеновского источника .....	17
1.2.2 Использование рентгеновских лазеров на свободных электронах .....	22
1.3 Использование флуоресцентных кристаллических детекторов фторида лития для регистрации радиографических изображений .....	25
1.3.1. Принципы формирования и визуализации скрытых рентгеновских изображений в кристалле LiF .....	26
1.3.2. Применение при радиографии с использованием рентгеновского излучения лазерной плазмы .....	27
1.4 Заключение к Главе 1 .....	31
<b>Глава 2 Определение метрологических характеристик флуоресцентных кристаллических детекторов и параметров сверхинтенсивных когерентных рентгеновских источников для реализации фазово-контрастной радиографии лазерной плазмы .....</b>	<b>32</b>
2.1 Описание постановок экспериментов по исследованию метрологических свойств кристалла LiF .....	33
2.1.1 Эксперимент с использованием синхротронного источника PETRA III в мягком рентгеновском диапазоне энергией 500 эВ .....	33
2.1.2 Эксперимент с использованием синхротронного источника Soleil в диапазоне энергий 5-12 кэВ .....	34
2.1.3 Эксперимент с использованием рентгеновского лазера на свободных электронах SACLA с энергией 10.1 кэВ .....	35
2.1.4 Эксперимент с использованием Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах с энергией 9 кэВ .....	36
2.2 Результаты экспериментов по определению метрологических свойств детектора LiF .....	38
2.2.1 Отклик детектора на рентгеновского излучение .....	38
2.2.2 Динамический диапазон детектора LiF .....	44
2.2.3 Пространственное разрешение детектора LiF .....	47
2.3 Дифракционный метод определения параметров источников излучения в рентгеновском и оптическом диапазонах .....	50
2.3.1 Использование программного кода WavePropagator для расчета дифракционных фазово-контрастных картин .....	51
2.3.2. Зависимость видности дифракционной картины от геометрии эксперимента .....	52

2.3.3 Исследование волновых свойств фемтосекундного оптического лазера интенсивностью $I=10^{18}$ Вт/см <sup>2</sup> , прошедшего через газовой-кластерную среду.....	54
2.4 Диагностика системы фокусировки пучка Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах.....	59
2.4.1 Постановка эксперимента и методика измерений.....	60
2.4.2 Измерение профиля сфокусированного пучка рефракционной длиннофокусной линзой с микронным размером перетяжки .....	62
2.4.3 Измерение профиля сфокусированного пучка рефракционной короткофокусной линзой с субмикронным размером перетяжки.....	64
2.5 Заключение к Главе 2 .....	67
<b>Глава 3 Фазово-контрастная рентгеновская радиография с субмикронным разрешением развития неустойчивостей Рэлея-Тейлора в лазерно-индуцированной плазме.....</b>	<b>68</b>
3.1 Метод фазово-контрастной рентгеновской радиографии для целей экспериментов по физике высоких плотностей энергии.....	68
3.1.1 Апробация подхода для радиографии малоконтрастных статических мишеней, используемых для исследования плазменных неустойчивостей .....	70
3.2 Визуализация эволюции неустойчивостей Рэлея-Тейлора, возникающих в плазме при взаимодействии высокоинтенсивного оптического излучения с пластиком .....	75
3.2.1 Постановка эксперимента .....	76
3.2.2 Влияние геометрии эксперимента на качество фазово-контрастных изображений .....	78
3.2.3 Результаты визуализации неустойчивостей Рэлея-Тейлора в нелинейном и турбулентном состоянии .....	80
3.2.4 Сравнение полученных фазово-контрастных изображений мишени с результатами гидродинамического моделирования.....	82
3.2.5 Измерение пространственного спектра по фазово-контрастным изображениям.....	84
3.3 Заключение к Главе 3 .....	89
<b>Глава 4 Фазово-контрастная рентгеновская радиография процесса распространения лазерно-индуцированной ударной волны в твердом веществе .....</b>	<b>90</b>
4.1 Постановка эксперимента.....	91
4.2 Радиографические данные по динамике распространения ударной волны в алмазе на временах 1-12 нс. ....	93
4.3 Сравнение полученных ФЗР изображений с результатами одномерных и двумерных гидродинамических расчетов .....	97
4.4 Оценка ширины передних фронтов ударных волн .....	100
4.5 Заключение к Главе 4 .....	103
<b>Заключение.....</b>	<b>104</b>
<b>Список обозначений и сокращений.....</b>	<b>106</b>
<b>Литература .....</b>	<b>107</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования

В широком классе явлений, имеющих место в астрофизике и современной ядерной энергетике, вещество находится в условиях сверхинтенсивного энергетического воздействия. В свою очередь, это воздействие порождает целый комплекс сложных гидродинамических явлений (различные типы неустойчивостей, плазменные струи, ударные волны), понимание которых представляет интерес как для прикладных, так и фундаментальных задач.

В частности, на сегодняшний день существует целый класс астрофизических явлений, картина которых до конца непонятна и требует верификации существующих, а также развития новых теоретических моделей. Например, открытыми остаются вопросы формирования молодых звезд, эволюции остатка сверхновых, образования планетарных систем из-за явления аккреции, формирования ядер суперземель (5-10 масс земли [1]) при сверхвысоких давлениях и др. Все эти явления развиваются на протяжении миллионов лет, и поэтому модели их эволюции не могут быть проверены с помощью экспериментальных наблюдений. Одним из средств решения вышеописанных проблем является постановка в контролируемых лабораторных условиях экспериментов на модельных объектах. Благодаря тому, что гидродинамические системы обладают свойством подобия, результаты таких исследований могут помочь приблизиться к пониманию и описанию физических процессов, происходящих в реальных астрофизических явлениях [2–4]. Одновременно с этим могут быть решены и прикладные задачи. Так, например, известно, что одним из препятствий к «поджигу» топлива капсулы мишени при управляемом термоядерном синтезе (УТС) является развитие гидродинамических неустойчивостей (Рэлея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова) при её сжатии [5–9]. Таким образом, исследование и моделирование гидродинамических процессов на тестовых объектах с одной стороны имеет релевантность к астрофизическим явлениям, а с другой - позволяет получать важную информацию для решения задач УТС.

С появлением по всему миру высокоинтенсивных оптических лазеров стало возможным при их воздействии на вещество в лаборатории исследовать сложные явления в индуцированной таким образом плазме. Набор характерных гидродинамических параметров плазмы (скорость разлета, плотность, давление, время жизни, магнитные поля, размеры системы) является масштабируемым к реальным астрофизическим объектам при выполнении условий подобия [10–12]. Уже сегодня достижимы давления в несколько мегабар при прямом облучении твердотельных мишеней и даже гигабарные при реализации схемы со сферическим обжатием. Эксперименты по лабораторной астрофизике могут проводиться на оптических пикосекундных установках мегаджоульного уровня энергетике, которые создаются для решения задач УТС. В то

же время существует класс задач, которые могут быть исследованы на наносекундных установках суб- и килоджоульного уровня энергетики.

Существующие теоретические модели описывают эволюцию гидродинамических явлений в плотной плазме с высокой детализацией для различных материалов и начальных условий. Однако сложность экспериментальной верификации теоретических предсказаний заключается в том, что такие явления имеют высокую скорость протекания и малое время жизни (нано- и субпикосекундные масштабы времени), малые изменения плотности, а диссипация энергии в конечном счете происходит на субмикронном пространственном масштабе. В связи с этим возникает необходимость развития соответствующих подходов, которые позволили бы диагностировать состояние вещества в столь сложных условиях.

Одним из способов исследования параметров лазерной плазмы является метод зондирования оптическим или ионизирующим излучением. При этом использование оптического излучения обладает ограниченными возможностями, поскольку оно не может проникнуть через плазму с критической плотностью ( $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). Это вызывает необходимость использовать ионизирующее излучение (рентгеновское, протоны, электроны, нейтроны). В качестве источников рентгеновского зондирующего излучения могут использоваться лазерно-индуцированная плазма или синхротронные пучки. Свойства лазерно-плазменных источников (конечный размер, низкая когерентность и яркость, полихроматичность) накладывают ограничение на пространственное разрешение, а также контрастность получаемых радиографических данных. Пучки синхротронных источников (СИ) обладают высокой когерентностью зондирующего излучения, однако имеют относительно низкую спектральную яркость, чтобы исследовать процессы, происходящие на нано- и субпикосекундных временах.

Появление рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ) позволяет в полной мере рассчитывать на решение проблем исследования гидродинамических явлений в плазме методами радиографии. С одной стороны, фемтосекундная длительность импульсов от таких установок обеспечивает высокое временное разрешение, а с другой – монохроматичность, высокая когерентность и яркость позволяют получать дифракционно-улучшенные изображения объектов с малыми градиентами плотности. Таким образом, создаются принципиально новые возможности в направлении исследований малоконтрастных гидродинамических явлений в плазме. Однако для более полного использования преимуществ РЛСЭ необходимо применять детекторы, обладающие соответствующими регистрирующими возможностями, в частности, обеспечивающими субмикронное пространственное разрешение, высокий динамический диапазон и достаточную радиационную стойкость к сверхинтенсивному воздействию.

Перспективными детекторами для регистрации излучения РЛСЭ являются флуоресцентные кристаллические среды, обладающие всеми перечисленными выше преимуществами. При

воздействии ионизирующего излучения на такие среды, в их кристаллической решетке возбуждаются локальные дефекты – так называемые центры окраски, которые могут флуоресцировать в оптическом диапазоне. Таким образом, фундаментальное пространственное разрешение таких детекторов может достигать масштабов межатомных расстояний, что открывает перспективы для исследования плазменных явлений на соответствующих масштабах.

Объединение возможностей флуоресцентных кристаллических детекторов и пучков РЛСЭ в качестве зондирующего излучения в радиографическом методе создает принципиально новые возможности для экспериментального исследования широкого класса гидродинамических малоконтрастных быстропротекающих явлений в плазме, имеющих высокое значение для направления лабораторной астрофизики и УТС. Предметом настоящей работы являлось исследование развития неустойчивости Рэля-Тейлора и ударных волн в лазерно-индуцированной плазме.

### **Цели и задачи работы**

**Целью** настоящей диссертационной работы является исследование с субмикронным разрешением малоконтрастных быстропротекающих гидродинамических явлений, таких как развитие неустойчивости Рэля-Тейлора и парных ударно-волновых структур в наносекундной лазерной плазме.

Для достижения поставленной цели в работе решались следующие задачи:

1. Развитие и апробация методики фазово-контрастной рентгеновской радиографии сверхвысокого разрешения с использованием флуоресцентного кристаллического детектора LiF и зондирующего короткоимпульсного излучения когерентных монохроматических пучков РЛСЭ. Дополнительно решались подзадачи:
  - Определение метрологических свойств детектора LiF в широком диапазоне энергий фотонов, интенсивностей и поглощенных доз монохроматического когерентного рентгеновского излучения.
  - Апробация метода определения волновых свойств высокоинтенсивных рентгеновских/лазерных источников на основе анализа дифракционных картин тестовых объектов, зарегистрированных с суб/микронным пространственным разрешением на детекторе LiF.
  - Развитие методики визуализации и прецизионного количественного измерения профиля интенсивности и накопленной дозы по фокальному пятну пучка РЛСЭ с целью получения прямых данных об интенсивности воздействия на мишень.
  - Исследование оптимизации расстояния объект-детектор для улучшения видности фазово-контрастной картины.

2. Исследование с субмикронным пространственным и субпикосекундным временным разрешениями развития неустойчивости Рэля-Тейлора до турбулентной фазы в наносекундной лазерной плазме, а также измерение пространственного спектра вплоть до стадии диссипации энергии.
3. Исследование с субмикронным пространственным и субпикосекундным временным разрешениями эволюции и морфологии парной волновой структуры «упругий предвестник – пластическая ударная волна» при воздействии высокоинтенсивного наносекундного оптического лазера на твердотельную мишень.

### **Научная новизна работы**

Предложена и апробирована методика регистрации фазово-контрастных рентгеновских изображений малоcontrastных гидродинамических явлений лазерной плазмы со сверхвысоким разрешением.

Впервые с субмикронной точностью экспериментально визуализировано развитие неустойчивостей Рэля-Тейлора в лазерно-индуцированной наносекундной плазме вплоть до турбулентной фазы.

Прямым методом впервые экспериментально зарегистрирована с микронной точностью динамика развития и исследована морфология лазерно-индуцированной парной волновой структуры «упругий предвестник – пластическая УВ» в алмазе.

Впервые с высокой точностью получены экспериментальные данные по определению функций отклика и пространственного разрешения, а также радиационной устойчивости детектора LiF при воздействии когерентных моноэнергетических пучков как традиционных синхротронных источников, так и рентгеновских лазеров на свободных электронах.

Апробирована методика определения волновых свойств высокоинтенсивных рентгеновских источников и фемтосекундных оптических лазеров, основанная на анализе дифракционных картин от тестовых объектов, зарегистрированных на детектор LiF с субмикронным разрешением. Данный подход применен для анализа волновых свойств лазерного пучка, взаимодействующего с газокластерной средой, а также определения вклада излучения от лазерно-индуцированного рентгеновского источника фемтосекундной длительности.

С использованием детектора LiF впервые прямым методом измерена каустика пучка, дана оценка реального размера пучка и распределения интенсивности внутри него на Европейском РЛСЭ, сфокусированного вплоть до нескольких сотен нанометров для целей будущих экспериментов по физике высокой плотности энергии (ФВПЭ).

### Научная и практическая значимость работы

Измеренный с микронным разрешением пространственный спектр развития турбулентности в наносекундной лазерной плазме, а также найденная в нем особенность в виде локальной немонотонности могут использоваться для развития и валидации теорий турбулентности на стадии диссипации энергии. До сегодняшнего дня данная область ещё не имела экспериментальных радиографических исследований. Полученные параметры плазменных потоков при развитии неустойчивости Рэля-Тейлора могут быть использованы и масштабированы для развития технологий инерциального синтеза в схемах непрямого обжатия капсулы мишени, а также для фундаментальных задач астрофизики.

Данные по прямой регистрации развития ударных волн в алмазе открывают новые возможности для построения и проверки уравнений состояния вещества УРС при сверхвысоких давлениях (в несколько миллионов атмосфер).

Развитая методика фазово-контрастной когерентной рентгенографии сверхвысокого разрешения открывает новые возможности для валидации и развития теоретических моделей, описывающих малоконтрастные явления в лазерной плазме, где требуется субмикронная точность измерений. Методика уже успешно используется на РЛСЭ SACLA (Япония) для решения широкого круга задач по физике высокой плотности энергии (ФВПЭ). Также планируется в скором времени её применение на Европейском РЛСЭ (Германия).

Результаты работы по определению метрологических свойств детектора LiF могут быть использованы для верификации и развития теоретических описаний образования и эволюции центров окраски в данном кристалле. Определенное значение порога абляции детектора LiF под воздействием сверхинтенсивных импульсов РЛСЭ может быть использовано при планировании радиографических экспериментов по ФВПЭ. Также эти данные могут быть использованы при разработке технологий прецизионной обработки и наноструктурировании материалов высокоинтенсивными рентгеновскими пучками.

Предложенная методика визуализации и количественного измерения профиля интенсивности и накопленной дозы по фокальному пятну рентгеновского пучка может использоваться для определения параметров РЛСЭ. В частности, детектор LiF уже применялся для диагностики пучка на Европейском РЛСЭ в течение нескольких пользовательских экспериментов. Точное определение размера и формы фокального пятна на субмикронном уровне имеет важное значение для ряда исследований по ФВПЭ, требующих либо точечного источника подсветки (метод рентгенографии), либо экстремальной интенсивности рентгеновского нагрева вещества.



**На защиту выносятся**

1. Методика регистрации фазово-контрастных рентгеновских изображений быстропротекающих малоконтрастных явлений в лазерной плазме с субмикронным пространственным и фемтосекундным временным разрешениями в схеме с параллельным зондирующим пучком рентгеновского лазера на свободных электронах и флуоресцентным кристаллическим детектором LiF. Функции отклика и разрешающей способности детектора LiF, измеренные в широком диапазоне энергий фотонов (0.5-12 кэВ), интенсивностей и поглощенных доз (от порога чувствительности до порога абляции детектора) монохроматического когерентного рентгеновского излучения.
2. Пространственный спектр турбулентности, генерируемой при развитии неустойчивости Рэля-Тейлора в наносекундной лазерной плазме, измеренный вплоть до микронных масштабов и стадии диссипации энергии методом когерентной рентгеновской радиографии. Наличие локальной немонотонности в выявленном спектре на пространственном масштабе  $3.9 \pm 0.1$  мкм, которая проявляется только на поздних временах развития плазменного потока.
3. Прямая экспериментальная регистрация формирования и эволюции парной структуры «упругий предвестник – пластическая волна» в ударной волне, генерируемой воздействием мощного наносекундного лазера на алмаз. Валидация упругопластической модели развития такой структуры и подтверждение релевантности гидродинамических расчетов, выполненных методом сглаженных частиц в двумерной геометрии, при нагрузке алмаза до давлений вплоть до нескольких сотен ГПа.
4. Методика прямого прецизионного измерения каустики и распределения интенсивности в пучке рентгеновского лазера на свободных электронах, сфокусированного вплоть до нескольких сотен нанометров, с субмикронной точностью при применении флуоресцентного детектора LiF.

**Личный вклад автора**

Все результаты, представленные в диссертационном исследовании, получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в подготовке и проведении экспериментов, а также анализе полученных данных на уникальных пользовательских установках в ведущих научных центрах: синхротронный источник DESY (Германия), синхротронный источник Soleil (Франция), Европейский РЛСЭ (Германия), РЛСЭ SACLA (Япония). Автором развита методика фазово-контрастной рентгеновской радиографии сверхвысокого разрешения, которая была применена для исследования гидродинамических явлений в наносекундной лазерной плазме. Автором выполнено численное моделирование для интерпретации зарегистрированных в экспериментах фазово-контрастных картин.

### Степень достоверности и апробация работы

Экспериментальные данные, представленные в работе, были получены в ведущих научных центрах с использованием современных синхротронных источников, обеспечивающих высокую когерентность и монохроматичность рентгеновского пучка. Для контроля параметров, необходимых в экспериментах, использовалось современное измерительное оборудование, обеспечивающее высокое пространственное, временное и спектральное разрешение. Достоверность результатов анализа обеспечивается взаимной согласованностью экспериментальных данных, получаемых при помощи различных диагностических методик, их воспроизводимостью, а также согласованностью с моделированием.

По результатам диссертационного исследования опубликовано 15 работ в рецензируемых научных журналах, включенных в международные реферативные базы данных и системы цитирования: WoS, Scopus и перечень ВАК:

1. Rigon G., Albertazzi B., Pikuz T., Mabey P., Bouffetier V., Ozaki N., Vinci T., Barbato F., Falize E., Inubushi Y., Kamimura N., Katagiri K., **Makarov S.**, Manuel M. J.-E., Miyanishi K., Pikuz S., Poujade O., Sueda K., Togashi T., Umeda Y., Yabashi M., Yabuuchi T., Gregori G., Kodama R., Casner A., and Koenig M. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature communications*. Vol. 12. Article number: 2679. (2021).
2. **Makarov S. S.**, Pikuz T. A., Buzmakov A. V., Chernyaev A. P., Mabey P., Vinci T., Rigon G., Albertazzi B., Casner A., Bouffetier V., Kodama R., Katagiri K., Kamimura N., Umeda Y., Ozaki N., Falize E., Poujade O., Togashi T., Yabashi M., Yabuuchi T., Inubushi Y., Miyanishi K., Sueda K., Manuel M., Gregori G., Koenig M., and Pikuz S. A. X-ray radiography based on the phase-contrast imaging with using lif detector. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1787. Article number: 012027. (2021).
3. Filippov E. D., **Makarov S. S.**, Burdonov K. F., Yao W., Revet G., Béard J., Bolaños S., Chen S. N., Guediche A., Hare J., Romanovsky D., Skobelev I. Yu., Starodubtsev M., Ciardi A., Pikuz S. A., and Fuchs J. Enhanced x-ray emission arising from laser-plasma confinement by a strong transverse magnetic field. *Scientific reports*, Vol. 11. Article number: 8180. (2021).
4. Bonfigli F., Hartley N. J., Inubushi Y., Katagiri K., Koenig M., Matsuoka T., **Makarov S.**, Montereali R. M., Nichelatti E., Ozaki N., Piccinini M., Pikuz S., Pikuz T., Sagae D., Vincenti M. A., Yabuuchi T. Photoluminescent radiation-induced color centers in lithium fluoride for detection of pulsed 10 keV XFEL beam. *IL NUOVO CIMENTO C*. Vol. 44. Article number: 146. (2021).
5. **Makarov S. S.**, Pikuz T. A., Buzmakov A. V., Hayashi Y., Fukuda Y., Kando M., Daido I., Kotaki H., Lu X., Jie F., Alkhimova M. A., Ryazantsev S. N., Skobelev I. Yu., and Pikuz S. A. Properties of laser beam passed through cluster plasma studied with diffraction pattern method. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1556. Article number: 012007. (2020).

6. **Макаров С.С.**, Жвания И. А., Пикуз С. А., Пикуз Т. А., Скобелев И. Ю. Исследование параметров высокоинтенсивных тепловых и когерентных рентгеновских источников с помощью кристаллов фторида лития (обзор). *Теплофизика высоких температур*. том 58. выпуск 4. стр. 670–688. (2020).
7. **Makarov S.**, Pikuz S., Ryazantsev S., Pikuz T., Buzmakov A., Rose M., Lazarev S., Senkbeil T., von Gundlach A., Stuhr S., Rumancev Ch., Dzhigaev D., Skopintsev P., Zaluzhnyy I., Viefhaus J., Rosenhahn A., Kodama R., and Vartanyants I. A. Soft x-ray diffraction patterns measured by a lif detector with sub-micrometre resolution and an ultimate dynamic range. *Journal of Synchrotron Radiation*. Vol. 27. p. 625-632. (2020).
8. Khiar B., Revet G., Ciardi A., Burdonov K., Filippov E., Béard J., Cerchez M., Chen S. N., Gangolf T., **S. S. Makarov**, Ouillé M., Safronova M., Skobelev I. Yu., Soloviev A., Starodubtsev M., Willi O., Pikuz S., and Fuchs J. Laser-produced magnetic-rayleigh-taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field. *Physical Review Letters*. Vol. 123. Article number: 205001. (2019).
9. **Макаров С. С.**, Пикуз С. А., Черняев А. П. In-situ измерение профиля сфокусированного пучка синхротронного излучения флуоресцентным детектором с динамическим диапазоном 1е6. *Ученые записки физического факультета Московского Университета*. Выпуск 1. элек.№:1910401. (2019).
10. Mabey P., Albertazzi B., Michel Th., Rigon G., **Makarov S.**, Ozaki N., Matsuoka T., Pikuz S., Pikuz T., and Koenig M. Characterization of high spatial resolution lithium fluoride x-ray detectors. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 90. Article number: 063702. (2019).
11. Bonfigli F., Hartley N., Inubushi Yu., Koenig M., Matsuoka T., **Makarov S.**, Montekali R. M., Nichelatti E., Ozaki N., Piccinini M., Pikuz S., Pikuz T. A., Sagae D., Vincenti M. A., Yabashi M., and Yabuuchi T. Photoluminescence properties and characterization of lif-based imaging detector irradiated by 10 keV xfel beam. *SPIE Proceedings*. Vol. 11035. Article number: 110350N. (2019).
12. Pikuz T., Faenov A., Ozaki N., Matsuoka T., Albertazzi B., Hartley N. J., Miyaniishi K., Katagiri K., Matsuyama S., Yamauchi K., Habara H., Inubushi Y., Togashi T., Yumoto H., Ohashi H., Tange Y., Yabuuchi T., Yabashi M., Grum-Grzhimailo A. N., Casner A., Skobelev I. Yu., **Makarov S.**, Pikuz S., Rigon G., Koenig M., Tanaka K. A., Ishikawa T., and Kodama R. Development of new diagnostics based on lif detector for pump-probe experiments. *Matter and Radiation at Extremes*. Vol. 3. p.197–206. (2018).
13. Faenov A. Y., Pikuz T. A., Mabey P., Albertazzi B., Michel Th., Rigon G., Pikuz S. A., Buzmakov A., **Makarov S.**, Ozaki N., Matsuoka T., Katagiri K., Miyaniishi K., Takahashi K., Tanaka K. A., Inubushi Y., Togashi T., Yabuuchi T., Yabashi M., Casner A., Kodama R., and Koenig M.

Advanced high resolution x-ray diagnostic for hedy experiments. *Scientific reports*. Vol. 8. Article number: 16407. (2018).

14. **Макаров С. С.**, Пикуз С. А., Пикуз Т. А., Бузмаков А. В. Выбор геометрии эксперимента при определении волновых свойств излучения рентгеновского лазера дифракционным методом. *Вестник Объединенного института высоких температур*. Том 1. стр.136–139. (2018).
15. Ivanov K. A., Gozhev D. A., Rodichkina S. P., Makarov S. V., **Makarov S. S.**, Dubatkov M. A., Pikuz S. A., Presnov D. E., Paskhalov A. A., Eremin N. V., Brantov A. V., Bychenkov V. Yu., Volkov R. V., Timoshenko V. Yu., Kudryashov S. I., and Savel'ev A. B. Nanostructured plasmas for enhanced gamma emission at relativistic laser interaction with solids. *Applied Physics B: Lasers and Optics*. Vol. 123. Article number: 252. (2017).

Также основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались лично автором и обсуждались на следующих всероссийских и международных конференциях (1 выступление в качестве приглашенного докладчика):

- European XFEL Users' Meeting 2017 and DESY Photon Science Users' Meeting 2017, DESY Hamburg and European XFEL, Schenefeld, Германия, 25-27 января 2017.
- International Conference on Ultrafast Optical Science, Moscow, Россия, 3-5 октября 2017.
- Совещание пользователей Курчатовского комплекса синхротронно-нейтронных исследований (20 – 23 ноября 2017 года), Москва, Россия, 20-23 ноября 2017.
- XVIII Межвузовская научная школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия, 4-5 декабря 2017.
- International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018), Москва, Россия, 1-5 октября 2018.
- Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation 2019, Москва, Россия, 25-28 марта 2019 (*выступление в качестве приглашенного докладчика*).
- International Conference on High Energy Density, Оксфорд, Великобритания, 31 марта - 5 апреля 2019.
- The European Conference on Plasma Diagnostics, Лиссабон, Португалия, 6-9 мая 2019
- XII Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, г. Саров, Нижегородская обл., Россия, 25-28 июня 2019.

- International Conference on Ultrafast Optical Science “UltrafastLight-2019”, Lebedev Physical Institute, Москва, Россия, 30 сентября - 4 октября 2019.
- XX Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, Россия, 25-26 ноября 2019.
- XXXV International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS 2020), Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 1-6 марта 2020.
- Scientific-Coordination Workshop on Non-Ideal Plasma Physics, режим удаленного доступа (zoom), Россия, 16-17 декабря 2020.
- XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (ELBRUS 2021), Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 1-5 марта 2021.

### Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка литературы. Изложена на 113 страницах машинописного текста, включая 71 рисунок, 3 таблицы и список литературы, содержащий 132 наименования.

**Первая глава** посвящена обзору мировой литературы по использованию метода рентгеновской радиографии для исследования гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме. Представлены результаты последних измерений вещества, находящегося в экстремальном состоянии, с использованием рентгеновских источников на основе лазерной плазмы, а также синхротронных источников нового поколения - рентгеновских лазеров на свободных электронах РЛСЭ. Обсуждаются проблемы и ограничения использования того или иного метода/детектора для целей рентгеновской радиографии. В качестве развития метода фазово-контрастной рентгенографии предлагается использование пучков РЛСЭ вместе с флуоресцентным кристаллическим детектором LiF. Продемонстрированы примеры использования такого детектора для задач радиографии с использованием рентгеновского излучения лазерной плазмы.

Первая часть **второй главы** посвящена описанию постановок серии экспериментов и основных полученных результатов в проведенных исследованиях по определению метрологических свойств флуоресцентного кристаллического детектора LiF в поле высокоинтенсивных синхротронных источников. Получен ряд новых результатов, имеющих научное и практическое значение. Предложена функция отклика детектора LiF в диапазоне поглощенных доз от порога чувствительности до области насыщения/абляции. Продемонстрировано, что функция отклика LiF не зависит от энергии излучения, а определяется

только величиной поглощенной дозы внутри кристалла. Впервые получены экспериментальных данные по порогам абляции кристалла LiF при воздействии фемтосекундных рентгеновских импульсов энергией 9 кэВ. Исследована зависимость величины пространственного разрешения LiF от энергии падающих фотонов. Вторая половина главы посвящена использованию детектора LiF для диагностики высокоинтенсивных рентгеновских пучков в целях развития фазово-контрастной рентгеновской радиографии. Продемонстрировано применение дифракционного метода, основанного на анализе дифракционных картин, зарегистрированных на детектор LiF с субмикронным разрешением, для определения спектральных свойств излучения высокоинтенсивного оптического лазера фемтосекундной длительности, взаимодействующего с газовой-кластерной средой. Учтен вклад излучения от сформированного лазерно-плазменного рентгеновского источника в общий наблюдаемый сигнал. Также предлагается методика измерения каустики и распределения интенсивности сфокусированных до субмикронных размеров пучков РЛСЭ. Получено распределение интенсивности и произведен анализ неоднородностей в пучке, сфокусированном вплоть до нескольких сотен нанометров в области перетяжки.

Первая **часть третьей главы** посвящена описанию результатов апробации методики когерентной фазово-контрастной радиографии сверхвысокого разрешения с использованием пучка рентгеновского лазера на свободных электронах и детектора LiF для целей экспериментов по физике высоких плотностей энергии. Исследуется вопрос видности фазово-контрастных картин от расстояния «объект-детектор» для оптимизации геометрии эксперимента по исследованию плазменных объектов с астрофизическим подобием. Во второй части главы представлены результаты экспериментального исследования развития неустойчивости Рэлея-Тейлора в лазерной плазме до стадии турбулентности. Представлен пространственный спектр, измеренный вплоть до микронных масштабов, а также найденные в нем особенности.

**Четвертая глава** посвящена описанию результатов прямого измерения парной волновой структуры «упругий предвестник – пластическая УВ» в алмазе, нагруженным излучением высокоинтенсивного оптического лазера вплоть до давлений нескольких сотен ГПа. Показаны результаты визуализации эволюции, а также исследования морфологии волновой структуры от момента появления упругого предвестника до стадии замытия пластической УВ. Продемонстрированы результаты измерения основных параметров наблюдаемых волн. Путем сравнения экспериментальных данных с гидродинамическими расчетами в двумерной геометрии, выполнена калибровка и валидация упругопластической модели.

## Глава 1 Исследование быстропротекающих гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме с использованием рентгеновских источников

### 1.1 Лазерная плазма для исследований вещества с высокой плотностью энергии

Материя с высокой плотностью энергии определяется как имеющая плотность энергии выше  $\sim 10^{10-11}$  Дж/м<sup>3</sup>, что эквивалентно давлениям  $\sim 10-100$  ГПа [13]. С появлением по всему миру высокоинтенсивных оптических лазеров стало возможным создавать вещество в таком экстремальном состоянии в контролируемых условиях, которое представляет интерес для исследований по лабораторной астрофизике и управляемому термоядерному синтезу. В течение последних десятилетий прогресс в этих областях был значительным благодаря новым разработкам и модернизации таких мощных лазерных систем как NIF (NIF ARC, 2014, США), OMEGA (OMEGA-EP, 2012, США) LFEX / FIREX-II, 2015, Япония), OrionPW (2012, Великобритания), LULI2000 (Франция) и др. Такие установки позволяют достигать давлений МПа-ГПа (и даже несколько ТПа [14,15]) при воздействии на твердотельные мишени, что может быть использовано для исследований плазменных потоков и струй [16–18]; распространения ударных волн в сильно нагруженном веществе [19,20]; гидродинамических неустойчивостей [21,22]; материи, присутствующей в недрах планет-гигантов и в звездах [15].

Исследования гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме, образующейся при таких экстремальных воздействиях на вещество, представляют широкий интерес для области физики высоких плотностей энергии (ФВПЭ). В частности, представляет интерес лабораторные исследования развитие неустойчивостей Рэля-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова на границе плотной сжатой плазмы, проникшей в среды с более низкой плотностью. Такие явления могут возникать в самых разных условиях, в частности, внутри капсулы мишени при имплозии в инерционном термоядерном синтезе (УТС) на пространственных масштабах  $\sim 10^{-3}-10^{-1}$  см или при взрыве сверхновых и плазменных выбросов из галактик на пространственных масштабах  $> 10^{12}$  см, рисунок 1.1. Полученные в лабораторном эксперименте результаты могут быть перемасштабируемы на реальные физические объекты при выполнении условий подобия, которые подробно описаны в работах [10–12].

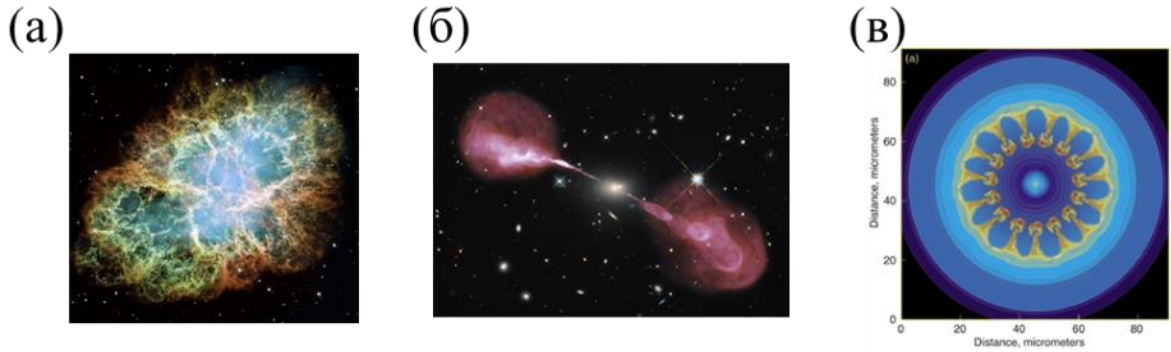


Рисунок 1.1 - (а) Составное изображение Крабовидной туманности, полученное космическим телескопом Хаббла [23]. (б) Плазменные выбросы из радио-галактики Геркулес А, вероятно связанные с активностью её центральной сверхмассивной чёрной дыры [24]. (в) Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора внутри капсулы мишени при имплозии в термоядерном синтезе с инерционным удержанием [25].

Неустойчивость Рэлея-Тейлора (НРТ) является одной из основных проблем для реализации УТС, поскольку она усиливает модуляции мишени как на фазах ускорения, так и на фазах замедления имплозии, что в свою очередь приводит к разрушению оболочки и ухудшению характеристик взрывающейся мишени. Чтобы плазма при УТС оставалась удерживаемой достаточно длительное время, ученые должны знать временные масштабы развития НРТ в конструкции капсул мишени и убедиться, что синтез происходит быстрее, чем развивается гидродинамическая неустойчивость. Такие исследования могут быть заранее проведены в лабораторных экспериментах.

Также высокоинтенсивные оптические импульсы широко используются для определения уравнений состояния (УРС) вещества при экстремальных давлениях нагрузки на различные материалы [14,15,26–28]. На сегодняшний день такие исследования не теряют своей актуальности, поскольку сверхвысокие сжатия до высоких давлений имеют место в ядрах звезд и планет и могут быть изучены лаборатории с использованием высокоинтенсивных оптических лазеров.

Для того чтобы характеризовать состояние вещества в экстремальном состоянии в экспериментах по ФВРЭ, а также верифицировать и развивать теоретические модели, необходимо измерение целого набора параметров лазерной-плазмы (электронной/ионной температуры и плотности, скорости распространения распространяющихся ударных волн, степени сжатия вещества и др.). Для измерения таких параметров используется, например, методы спектроскопии [29,30], интерферометрии [31], VISAR (для измерения скорости ударных волн) [32,33] и другие. В исследованиях по ФВПЭ для определения параметров плазмы наряду с упомянутыми широко используется рентгеновская радиография, которая является ключевой



изображающей диагностикой, поскольку она дает двухмерную картину состояния вещества даже сверхкритической плотности во всем объеме исследуемого объекта.

## 1.2 Метод рентгеновской радиографии в экспериментах по исследованию гидродинамических явлений в лазерной плазме

### 1.2.1 Использование лазерно-плазменного рентгеновского источника

Наиболее доступным и широко используемым зондирующим излучением в рентгенографическом методе является рентгеновский источник на основе плазмы, созданной при взаимодействии оптического лазера с тонкой проволоочкой из металла толщиной в несколько десятком мкм [34–36]. Типичная схема рентгенографии с таким источником показана на рисунке 1.2. Зондирующее излучение проходит через исследуемый объект (дополнительно перед объектом может устанавливаться диафрагма малого диаметра) и регистрируется рентгеновской изображающей пластиной (анг. Image Plate) или ПЗС-матрицей [37]. Одним из преимуществ такого подхода является его большое поле зрения, ограниченное только размером регистрирующей области детектора (часто порядка нескольких см<sup>2</sup> и более).

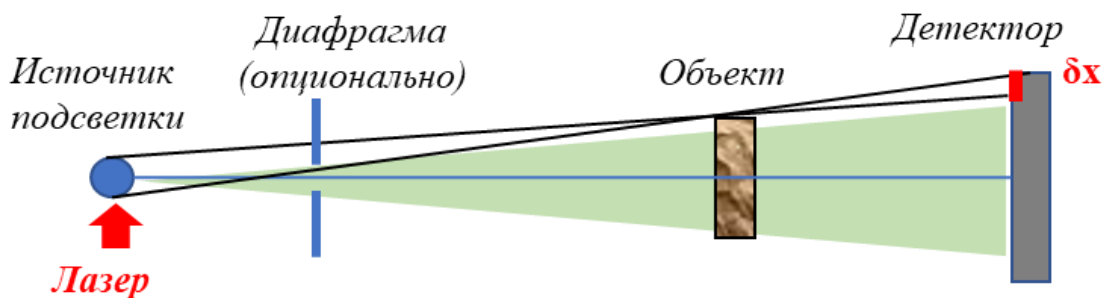


Рисунок 1.2 – Схема радиографии с использованием лазерно-плазменного рентгеновского источника.

При рентгенографии быстрых динамических процессов в плазме предел пространственного разрешения определяется двумя параметрами: 1) статическим замытием изображения, которое зависит от размера источника подсветки и пикселя детектора и 2) динамическим замытием, которое происходит из-за движения частиц среды. Временное разрешение определяется длительностью источника подсветки. Необходимо отметить, что в течение последних десятилетий прогресс в этой области обусловлен развитием высокоинтенсивных пикосекундных оптических лазеров с энергиями несколько кДж, что позволяет исследовать явления в плазме на временных масштабах нескольких пикосекунд. На сегодняшний день наилучшее разрешение рентгенографии с использованием лазерной плазмы составляет порядка 10-20 мкм при временном разрешении  $\sim 1$  пс [16]. Параметры фантастические, но даже при таком временном и

пространственном разрешении происходит нежелательное размытие изображения, что для большого числа приложений недостаточно.

Метод абсорбционной радиографии с использованием лазерно-плазменного широко используется в исследованиях по ФВПЭ как для решения задач УТС, так и для лабораторной астрофизики. Так с помощью данного метода в работах [9,38] проводились исследования по изучению развития неустойчивостей Рэлея-Гейлора (НРТ) на лазерной установке LULI200 (École Polytechnique, Франция), актуальных для физики молодых остатков сверхновых. Для имитации эволюции сверхновой с НРТ в стадии замедления (адиабатическая фаза) использовалась модулированная мишень, представленная на рисунке 1.3а, с которой взаимодействовал высокоинтенсивный оптический лазер наносекундной длительности. На рисунке 1.3 (б,в) показаны рентгенографические изображения эволюции НРТ при распространении модуляций в менее плотную среду мишени, зарегистрированные на рентгеновскую изображающую пластину. Используя легкую пену СН в качестве замедляющей среды, было впервые измерена зона смешения НРТ с помощью метода рентгенографии в такого типа эксперименте. Стоит отметить, что пространственное разрешение такой радиографической платформы составило  $\sim 25$  мкм и было ограничено размером зондирующего источника подсветки, в результате чего изображения выглядят размытыми. На рисунке 1.3г продемонстрированы результаты моделирования рентгенографической картины для размера источника подсветки 25 мкм и 2 мкм. Видно, что для качественного сравнения экспериментальных данных с моделированием и валидации расчетов, необходимо улучшить пространственное разрешение в эксперименте до масштабов нескольких микрон.

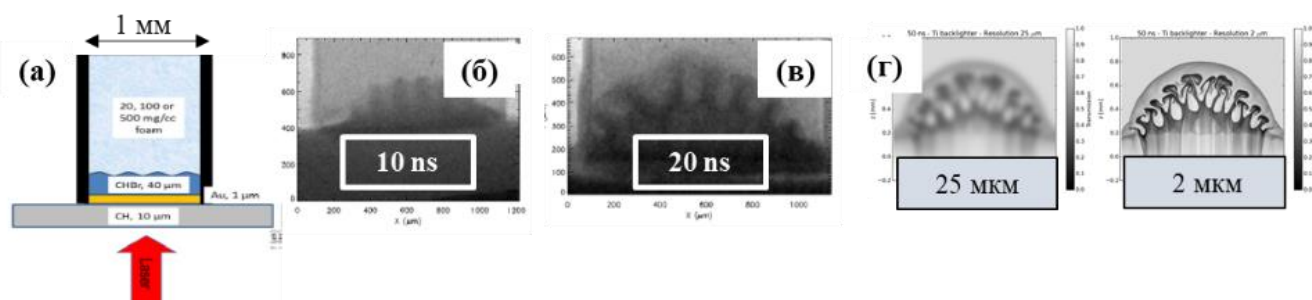


Рисунок 1.3 – (а) Эскиз мишени, используемой в экспериментах по изучению НРТ в лабораторных условиях, актуальных для физики молодых остатков сверхновых, на установке LULI2000 (Франция) [9,38]. (б, в) Радиографические снимки эволюции НРТ, зарегистрированные на рентгеновские пластины для времен  $t = 10-20$  нс после воздействия на мишень высокоинтенсивного лазера. (г) Результаты моделирования видности картины развития НРТ для размера лазерно-плазменного источника подсветки 25 мкм и 2 мкм.

Еще одним интересным примером применения радиографического метода для целей лабораторной астрофизики является исследование процессов аккреции плазмы на небесное тело. Процессы аккреции играют решающую роль в самых разных астрофизических системах. Особый

интерес представляют магнитные катаклизмические переменные, в которых поток плазмы направлен вдоль силовых линий магнитного поля звезды на ее полюса. Образуется стационарная ударная волна на высоте нескольких сотен километров над поверхностью звезды. Такое расстояние слишком мало, чтобы его можно было разрешить с помощью современных телескопов. В работе [39] были выполнены экспериментальные исследования аналогичного лабораторного эксперимента, воссоздающего эту астрофизическую систему. На рисунке 1.4 продемонстрированы полученные в эксперименте рентгенографические изображения, где отчетливо наблюдается эволюция плазменного потока. С использованием метода рентгенографии с лазерно-плазменным зондирующим излучением было показано, что значительное количество плазмы выбрасывается в боковом направлении, что, как правило, недооценивается в типичных магнитогидродинамических расчетах и часто игнорируется в астрофизических моделях.

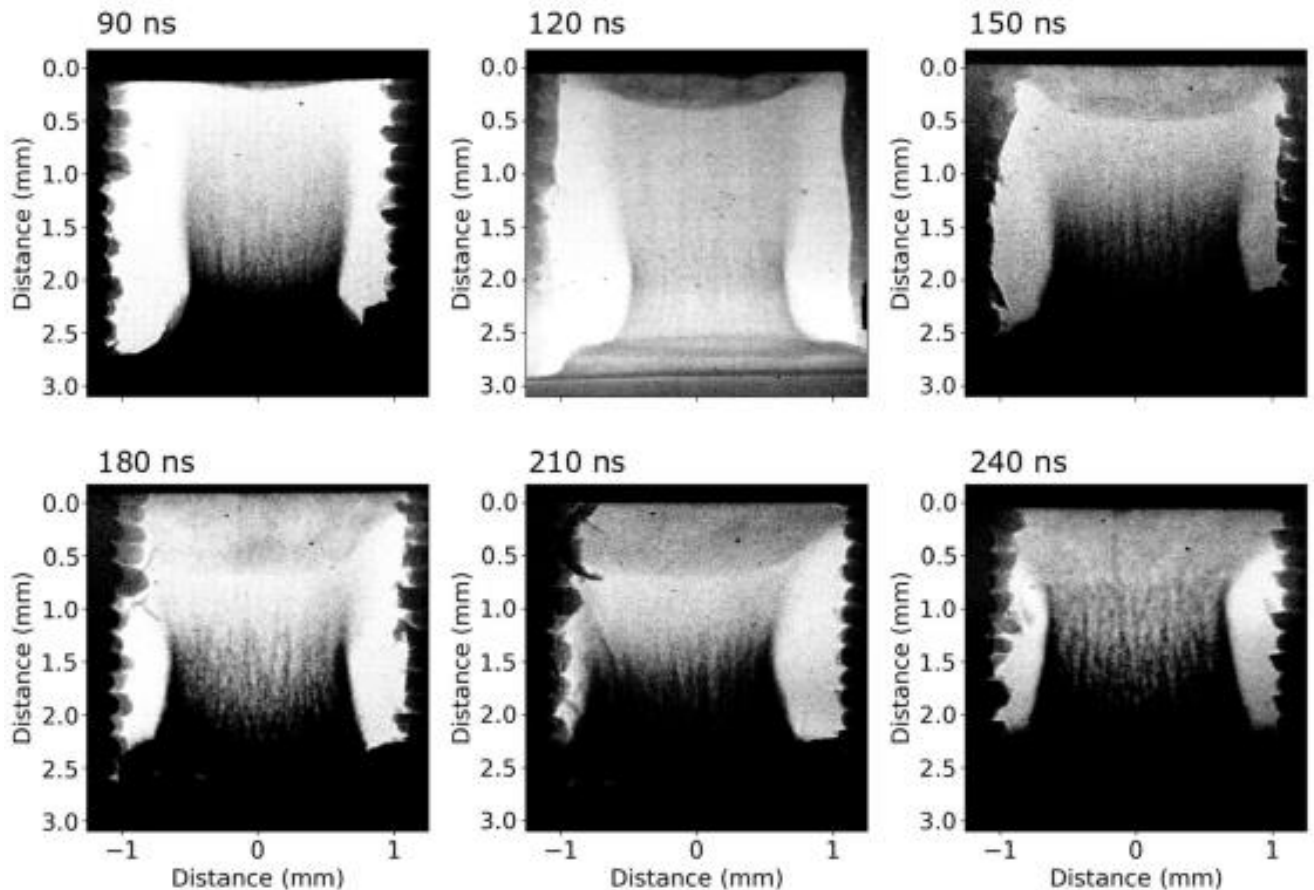


Рисунок 1.4 – Результаты рентгенографии плазменного потока при исследовании процессов аккреции плазмы на небесное тело в работе [39] для различных времен после воздействия лазера на мишень. Импульс лазера взаимодействует с мишенью в нижней части изображения, создавая поток плазмы, движущийся вверх.

Применение метода рентгенографии для задач УТС исследовалось в работах [21,40] на комплексе лазерных термоядерных реакций (NIF, США), где визуализировалось развитие НРТ, которые могут возникать при имплозии капсулы мишени.

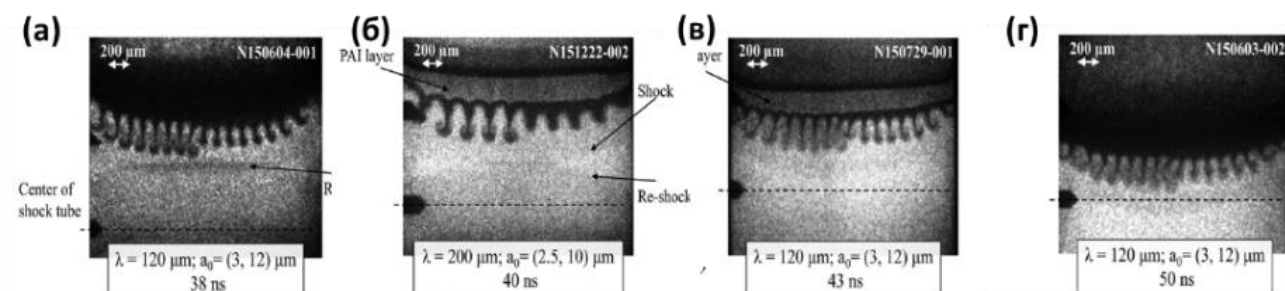


Рисунок 1.5 – Рентгенографические изображения эволюции НРТ, генерируемых при воздействии оптических лазеров на установку NIF на модулированную мишень в работе [21]. Эволюция системы показана для времен 38-50 нс (а-г) после воздействия на мишень. В качестве зондирующего пучка использовалось излучение от лазерно-плазменного рентгеновского источника с энергией 8.9-9 кэВ ( $\text{He}_\alpha$  Zn backligther).

На рисунке 1.5 показана динамика развития НРТ, измеренная в работе [21], для времен  $t = 38-50$  нс после воздействия оптического лазера на модулированную мишень. Разрешение экспериментальной платформы составляло  $\sim 25$  мкм. Стоит отметить, что несмотря на хорошо различимую структуру грибовидных структур на изображениях, полученного пространственного разрешения было недостаточно для изучения турбулентной фазы развития НРТ (ожидаемые масштабы длин, на которых должен был наблюдаться переход в турбулентную фазу составлял порядка 1-5 мкм). В работе [40] рентгенография на основе лазерно-плазменного источника использовалась для обеспечения цилиндрической платформы по исследованию имплозии тестовой мишени, которая является гидродинамически масштабно инвариантной для реальных УТС мишеней. На рисунке 1.6а показан пример рентгенографии начальных синусоидальных возмущений на внутренней поверхности слоя мишени, которые значительно возрастают во время имплозии и развивают классические пузырьковые и игольчатые черты НРТ. Такие изображения позволяют производить сравнение с моделированием, рисунок 1.6б, которые воспроизводят многие особенности эксперимента. Однако для исследования более поздних стадий развития неустойчивостей необходимо большее разрешение и контраст получаемых изображений.

Одним из недостатков абсорбционной рентгеновской радиографии является ее низкая чувствительной к изменению плотности в исследуемом объекте. Увеличение информативности полученных изображений малоконтрастных объектов в рентгенографии можно добиться за счет эффекта фазового-контраста, который проявляется на градиентах плотности внутри мишени при удалении детектора на некоторое расстояние от мишени [41].

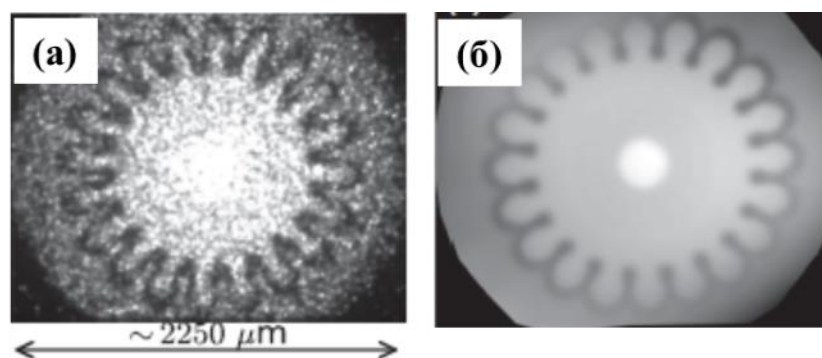


Рисунок 1.6 – (а) Рентгенографический снимок при исследовании неустойчивости Рэля-Тейлора на уловке NIF при имплозии мишени в работе [40] в момент времени  $\sim 18$  нс после воздействия лазера накачки длительностью 3 нс. Использовались цилиндрические мишени, имеющие внешний радиус аблятора 1479 мкм; внутренний радиус аблятора 1290 мкм; алюминиевый маркер толщиной 36 мкм, на который были нанесены начальные модуляции с амплитудой 12 мкм; и центральный цилиндр из пеноматериала с внешним радиусом 1278 мкм. (б) Расчетное изображение снимка (а), полученное из моделирования.

Однако видность фазово-контрастной картины сильно зависит от когерентности и моноэнергетичности зондирующего излучения. В работе [42] использовался полихроматический рентгеновский лазерно-плазменный источник (длительность  $\sim 0.5$  пс, энергия фотонов  $> 1$  кэВ) для исследования лазерно-индуцированной ударной волны, распространяющейся в пластическом материале. Благодаря эффекту фазового контраста удалось четко различить фронт ударной волны, а также восстановить карту плотности внутри нагруженного вещества, однако наблюдаемые изображения были сильно замыты из-за низкой степени когерентности и моноэнергичности источника, рисунок 1.7. Пространственное разрешение радиографической платформы составило 27 мкм и было ограничено разрешением используемого детектора и размером источника подсветки. Стоит отметить, что для наблюдения более четкого фазово-контрастного изображения необходимо использовать монохроматическое высококогерентное излучение, например, от синхротронных источников.

Как было показано выше у рентгенографии на основе лазерной плазмы есть ограничение на разрешение и чувствительность исследуемого объекта – многие особенности внутри плазмы остаются не разрешенными в виду их суб/микронного размера и малоконтрастности. Данный факт ограничивает возможность верификации и усовершенствования существующих теоретических моделей, описывающих гидродинамические явления в плазме. Существует два пути решения данной проблемы – 1) для исследования малоконтрастных особенностей нужно обеспечивать высокую когерентность и монохроматичность источника излучения, чтобы было возможно получать фазово-контрастные изображения 2) для улучшения пространственного

разрешения необходимо повышать разрешающую способность детекторов до суб/микронных значений.

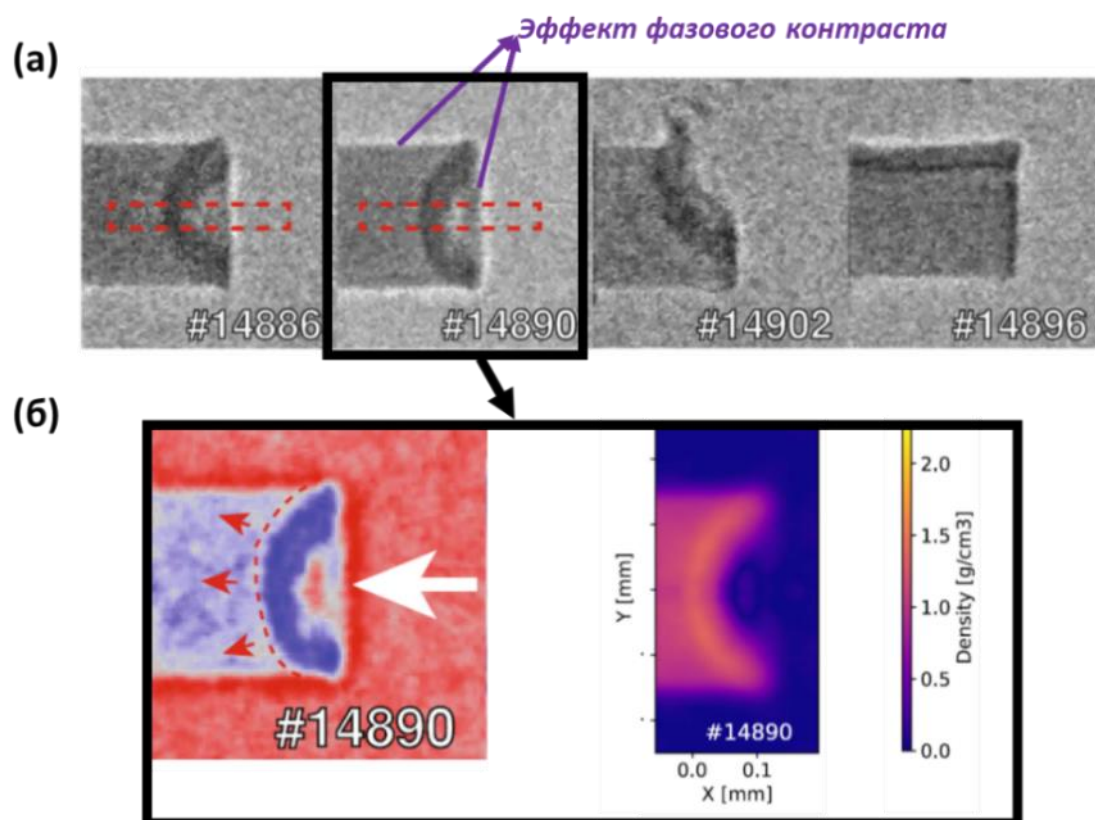


Рисунок 1.7 - Использование метода рентгеновской фазово-контрастной радиографии для разрешения и анализа лазерно-индуцированной УВ [43]: (а) Фазово-контрастные изображения ударных волн, сгенерированных при воздействии петаваттного высокоэнергетического лазера PHELIX в GSI (Германия) на цилиндр из пластика (лазер накачки распространяется справа на налево); (б) слева – отфильтрованное изображение с повышенным контрастом для одной из экспозиций и справа – соответствующая восстановленная карта плотности мишени.

### 1.2.2 Использование рентгеновских лазеров на свободных электронах

Наряду с лазерно-плазменными источниками в качестве «зондирующего» импульса в радиографическом методе может использоваться излучение от синхротронных источников. Недостатком использования в качестве «зондирующего излучения» рентгеновских пучков традиционных синхротронных установок (источники 3-го поколения) является относительно малый поток фотонов ( $10^9$ - $10^{10}$  фот/с/мм<sup>2</sup>) во временных интервалах менее 1 мс. Кроме того, большая длительность импульса делает невозможным изучение процессов, имеющих место на суб/пикосекундных временных масштабах.

Альтернативным источником зондирующего излучения могут быть синхротронные источники нового поколения – рентгеновские лазеры на свободных электронах РЛСЭ. За последнее десятилетие введены в эксплуатацию сразу несколько таких установок: LCLS (США,

2009 г.), SACLA (Япония, 2011 г.), PAL-XFEL (Республика Корея, 2016 г.), SwissFEL (Швейцария, 2016 г.), EXFEL (Германия, 2017 г.) [44]. Установки такого типа могут обеспечивать генерацию когерентного импульсного излучения сверхкороткой длительности (до десятков фемтосекунд), что позволяет с помощью пучков РЛСЭ исследовать сверхбыстрые процессы в веществе.

Так пучки РЛСЭ LCLS (Linac Coherent Light Source, США) с высокой пиковой яркостью были использованы для разрешения ионных взаимодействий на атомных масштабах ( $\sim \text{Å}$ ) и определения их физических свойств [45]. В работе [46] с использованием пучка РЛСЭ была зарегистрирована динамика решетки в танталовой фольге при сверхвысокой скорости деформации  $V \sim$  от  $2 \times 10^8$  до  $3,5 \times 10^8$   $\text{с}^{-1}$ . В работах [47,48] исследовалась эволюция периодической плазмы, созданной из коллоидного кристалла, в эксперименте с инфракрасной накачкой и рентгеновским зондом LCLS с субпикосекундным временным разрешением. В работе [49] было экспериментально показана возможность использования метода малоуглового рассеяния фемтосекундных импульсов РЛСЭ для непосредственного определения параметров лазерной плазмы твердотельной плотности. Применение пучков Европейского Рентгеновского Лазера на Свободных Электронах (ЕРЛСЭ) для зондирования быстрых стохастических процессов, индуцированных лазером на заполненных водой капиллярах, с пространственным разрешением микрометрового масштаба демонстрировалось в работе [50], рисунок 1.8. Как видно использование пучков РЛСЭ в методе рентгенографии обеспечивает превосходный контраст и по сравнению с эквивалентными экспериментальными платформами на основе лазерной плазмы.

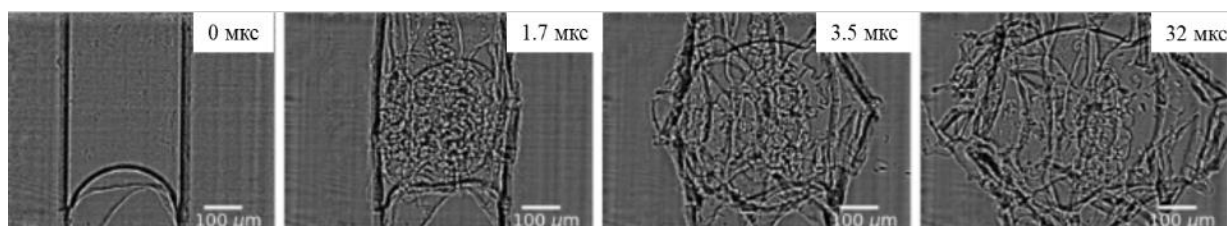


Рисунок 1.8 – Последовательность изображений эволюции взрыва капилляра (заполненного водой) при зондировании пучком рентгеновского лазера на свободных электронах в работе [50]. Изображения были предварительно отфильтрованы для удаления высокочастотного шума и мерцания изображения.

Применение расходящихся пучков РЛСЭ для целей фазово-контрастной рентгенографии было продемонстрировано в работе [51]. Впервые с использованием рентгеновских импульсов РЛСЭ была напрямую визуализирована упругая УВ (с временным разрешением в несколько десятков фс – соответствует длительности зондирующего пучка) распространяющаяся в алмазе при воздействии на него высокоинтенсивного оптического лазера. На рисунке 1.9 показана схема проведенного эксперимента типа «накачка-зондирование» и примеры зарегистрированных

радиографических изображений динамики развития ударной волны. Хорошо видно, что за счет монохроматичности и высокой когерентности пучка РЛСЭ эффект фазового контраста проявляется лучше, чем при использовании лазерно-плазменного источника (см. рисунок 1.9 в сравнении с рисунком 1.7а). Область потемнения вблизи поверхности алмаза на изображениях в моменты времени 1.2-3 нс может соответствовать компоненте пластической волны, однако её фронт в явном виде не был разрешен.

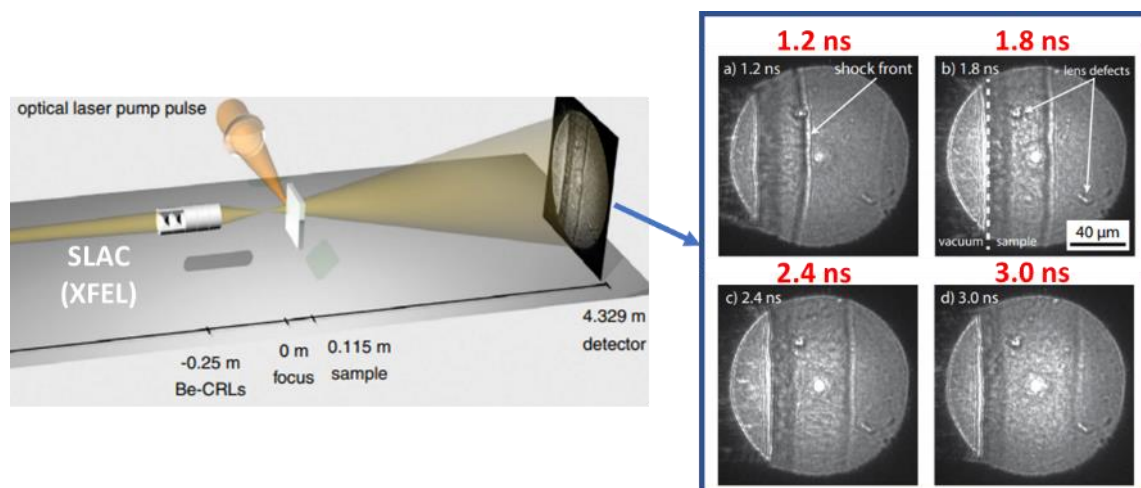


Рисунок 1.9 – Схема эксперимента типа «накачка-зондирование» по исследованию ударных волн в алмазе с использованием зондирующего пучка РЛСЭ SLAC (США). Справа показаны примеры полученных радиографических изображений с использованием ПЗС-матрицы [51].

Стоит отметить, что широко используемые детекторы рентгеновского излучения такие как IP и ПЗС-матрицы не всегда позволяют получить качественные фазово-контрастные изображения в виду относительно низкого пространственного разрешения таких устройств. Разрешение можно улучшить путем повышения коэффициента увеличения экспериментальной радиографической платформы (как было сделано в работе [51], рисунок 1.9), однако это резко сокращает количество рентгеновских фотонов и ухудшает отношение сигнал/шум и как следствие значительно снижает контраст получаемого изображения на детекторе. Также стоит отметить, что ПЗС-матрицы как правило устанавливают вне вакуумной камеры, чтобы не повредить детектор осколками разлета лазерной плазмы, создаваемой в экспериментах по ФВПЭ. Данный факт снижает количество фотонов, достигающих детектора, а также увеличивает размер дифракционных максимумов до нескольких микрометров, что ухудшает итоговое пространственное разрешение радиографической платформы.

Таким образом, поиск новых детекторов, устойчивых к сверхмощным потокам рентгеновского излучения от РЛСЭ и обладающим высоким пространственным разрешением (вплоть до субмикронного) является актуальной задачей.



### 1.3 Использование флуоресцентных кристаллических детекторов фторида лития для регистрации радиографических изображений

Сравнительно новым и многообещающим детектором является кристалл фторида лития, успешное применение которого продемонстрировано в [52–56] для задач абсорбционной и фазово-контрастной микрорадиографии биологических объектов, Рисунок 1.10. В рамках диссертационной работы был выполнен анализ литературы по использованию данного детектора для регистрации рентгеновского излучения, в результате чего была опубликована обзорная статья [57].

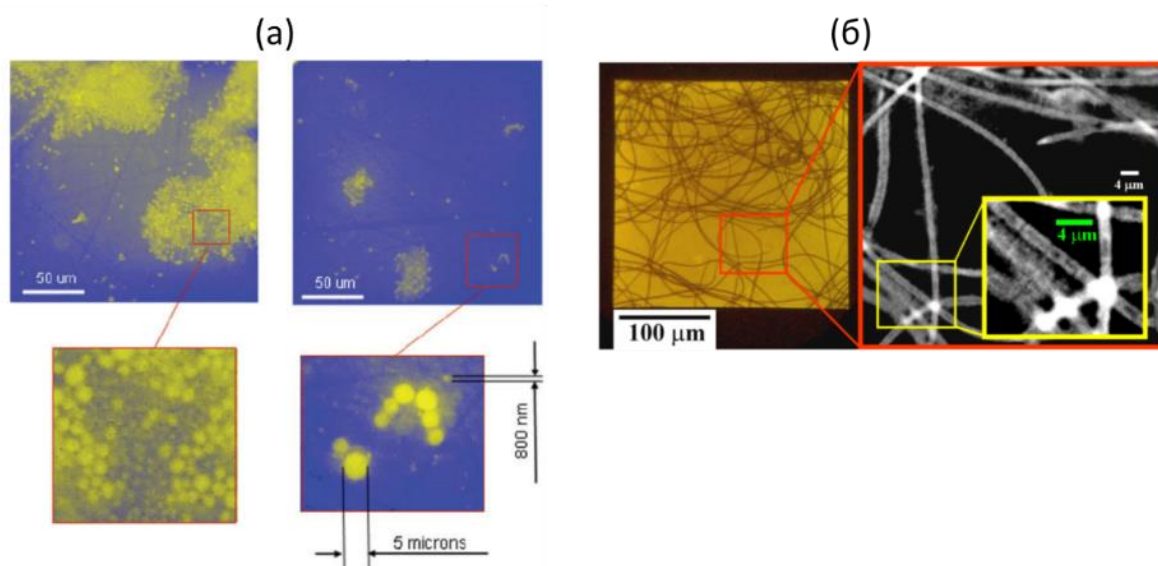


Рисунок 1.10 - Пример использования детектора LiF для in-vivo рентгеновской визуализации малых биологических объектов в спектральном диапазоне “водного окна”: (а) флуоресцентные изображения клеток хлореллы [55] с разрешением не хуже 800нм; (б) флуоресцентные изображения Leptolyngbya cells [56].

Детектор LiF может представлять собой толстый кристалл, либо тонкую пленку, напыленную на подложку [57]. К преимуществам такого детектора относятся: сверхвысокое субмикронное пространственное разрешение получаемого изображения, высокий динамический диапазон, низкая цена, возможность “перезаписи” детектора (кристалл следует нагреть на несколько минут до  $\sim 400^{\circ}\text{C}$ ), а также легкость в использовании (не требуется электроники, защиты от света, возможно использование в вакууме, стабильное хранение информации, легкий процесс считывания). Среди галогенидов щелочных металлов фторид лития также имеет ряд преимуществ. К ним относятся его практически полная нерастворимость в воде, довольно высокая прочность и возможность создания из этого материала тонких пленок. Кроме этого, центры окраски именно во фториде лития устойчивы при комнатной температуре и могут флуоресцировать в оптическом диапазоне. Высокое пространственное разрешение, которое обеспечивает такой детектор, может быть сравнимо только с разрешением у фоторезисторов, в то время как у последних не такой широкий динамический диапазон. К недостаткам детектора

на основе кристалла LiF можно отнести его довольно низкую чувствительность, значительно ниже, чем у ПЗС-матриц (как будет показано в пункте 2.2.2).

### 1.3.1. Принципы формирования и визуализации скрытых рентгеновских изображений в кристалле LiF

Формирование изображения при воздействии рентгеновского излучения в кристалле фторида лития происходит за счет того, что под воздействием фотонов, имеющих энергию  $> 14$  эВ, в кристалле могут образовываться стабильные центры окраски спектр флуоресценции которых находится в оптическом спектральном диапазоне [52]. Это позволяет использовать LiF как детектор, где изображение хранится в соответствии с плотностью расположения центров окраски в кристалле. Среди центров окраски, появляющихся под воздействием ионизирующего излучения, наиболее интересны  $F$ -центры, т.е. одиночные вакансии атома фтора, которые заполняются одним электроном, а также  $F_2^-$  и  $F_3^+$  - центры, в которых соответственно две или три соседние вакансии заполняются двумя или тремя электронами, рисунок 1.11а.

Следует заметить, что  $F_2^-$  и  $F_3^+$  центры имеют практически полностью перекрывающиеся полосы поглощения оптического диапазона в области 450 нм и обеспечивают интенсивную фотолюминисценцию (ФЛ) в красном и зеленом спектральных диапазонах [58], рисунок 1.11б,. Эффективность образования центров окраски в кристалле зависит не только от условий облучения (флюенса, дозы), но также и от физической структуры кристалла (кристалл или поликристалл). Ограниченная глубина проникновения регистрируемого излучения приводит к необходимости создания тонких активных слоев детектора с высокой концентрацией электронных дефектов, расположенных на поверхности кристаллической структуры. В силу этого использование фторида лития в виде пленки представляется весьма многообещающим для создания инновационных фотонных устройств.

Анализ поверхности детектора LiF после его экспозиции может проводиться с помощью оптических микроскопов (например, конфокального) в режиме флуоресценции, рисунок 1.12. Визуально облученный кристалл выглядит прозрачным, однако при воздействии на него лазером с возбуждающей длиной волны ( $\lambda \approx 450$  нм) проявляется флуоресцентное излучение  $F_2^-$  и  $F_3^+$  - центров окраски, которое может быть зарегистрировано ПЗС матрицей микроскопа, рисунок 1.12.

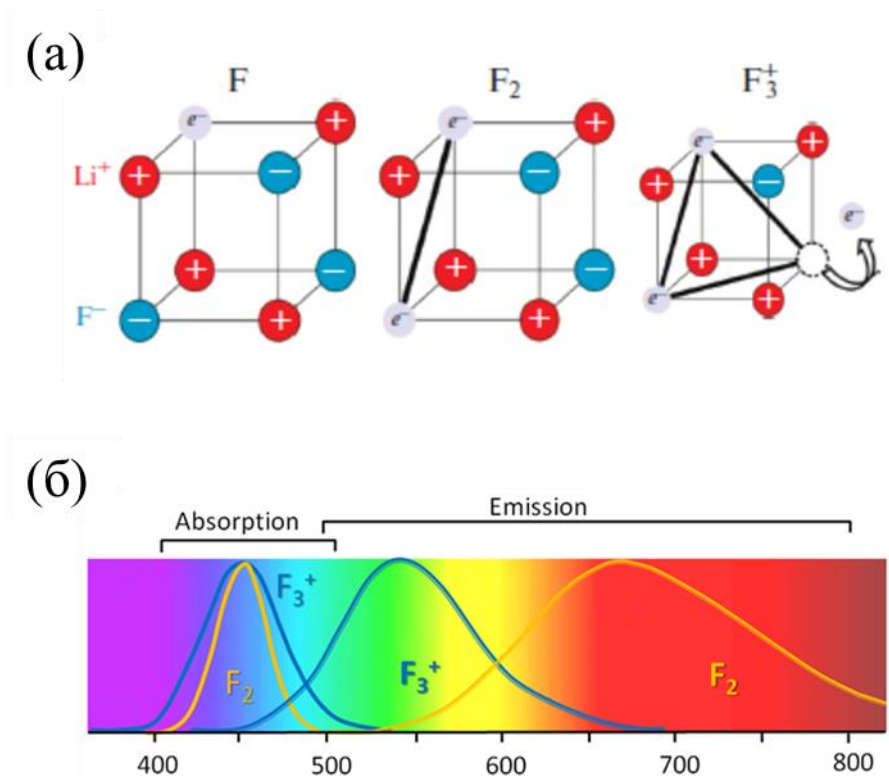


Рисунок 1.11 – (а) Примеры центров окраски F-типа, образующихся в кристаллической решетке фторида лития под воздействием ионизирующего излучения [57] (б) Спектры поглощения и излучения  $F_2^-$  и  $F_3^+$  центров окраски.

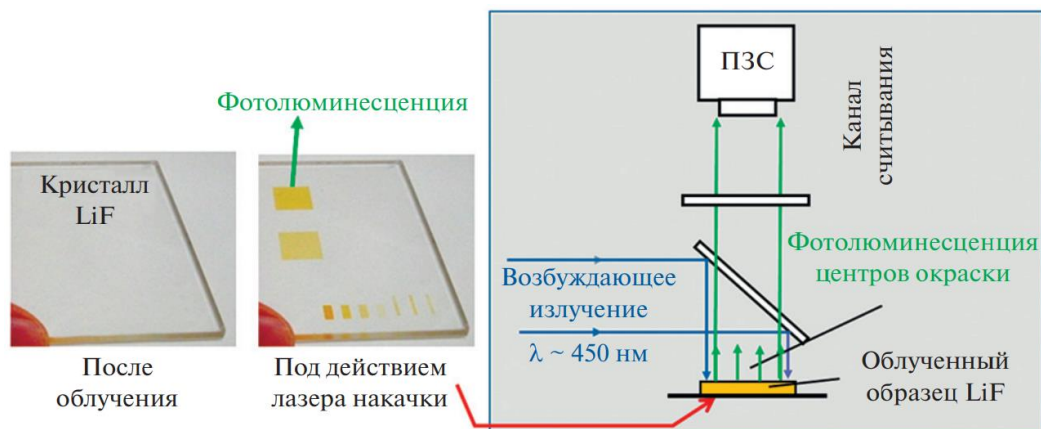


Рисунок 1.12 - Схема считывания фотолюминесцентного сигнала с облученного кристалла LiF при помощи флуоресцентного оптического микроскопа [57].

### 1.3.2. Применение при радиографии с использованием рентгеновского излучения лазерной плазмы

Детекторы LiF особенно интересны, так как с их помощью может быть получено изображение с рекордно высоким пространственным разрешением, поскольку центры окраски имеют атомарный масштаб. Так в работе [52] при использовании точечного источника

рентгеновского излучения, генерируемого при воздействии лазерных импульсов на твердотельную мишень, в кристалле было получено радиографическое изображение тестовой сетки с разрешением  $\sim 400$  нм, рисунок 1.13. В работах [59,60] для мягкого рентгеновского лазерно-плазменного источника дифракционная картина была получена с разрешением 0.05–0.075 мкм, благодаря использованию метода сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) при считывании сигнала.

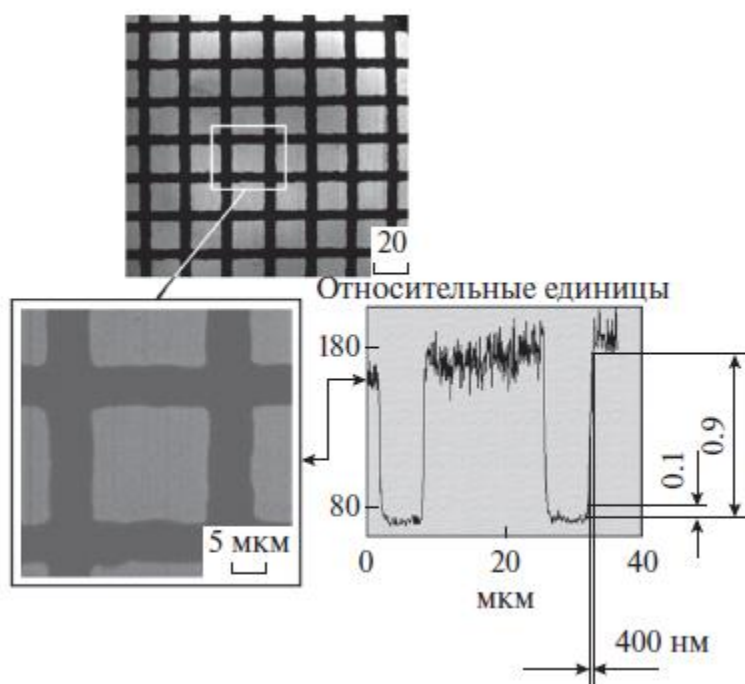


Рисунок 1.13 - Пример радиографического изображения тестовой сетки, записанного на детектор LiF, демонстрирующий субмикронное пространственное разрешение [52].

Еще одним преимуществом детектора LiF является возможность регистрации изображений в большом поле зрения, которое может достигать несколько см<sup>2</sup>, при сохранении субмикронного пространственного разрешения [61]. На рисунке 1.14 представлены результаты эксперимента по радиографии биологических объектов малого контраста (паутина с зафиксированными на ней насекомыми) с использованием рентгеновского излучения фемтосекундной лазерно-кластерной плазмы и кристалла LiF в качестве детектора. При величине поля зрения в несколько мм<sup>2</sup> отчетливо видны нити паутины и капли биологического клея на них с разрешением 700 нм. Таким образом, можно сделать вывод о том, что детектор LiF обладает уникально высоким соотношением (поле зрения)/(пространственное разрешение) – не менее  $10^4$ .

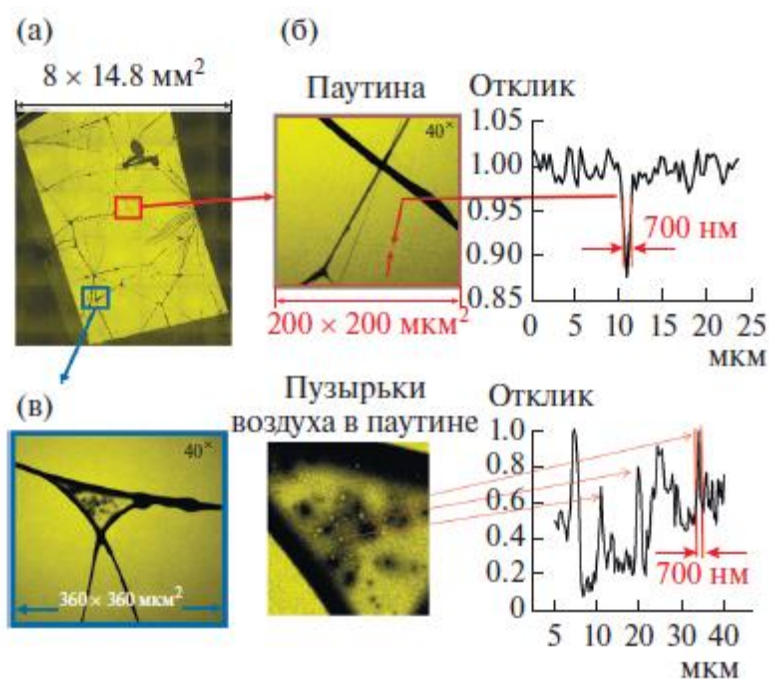


Рисунок 1.14 - Пример радиографического изображения паутины, записанного на детектор LiF в широком поле зрения (а), (б); (в) – увеличенные (в 40 раз) фрагменты отдельных областей, демонстрирующие тонкие детали в паутине с разрешением не менее 700 нм [61].

С точки зрения достижения высокого разрешения определяющую роль играет маленькая глубина проникновения излучения в кристалл фторида лития [62]. Например, ультрафиолетовое и рентгеновское излучения, которые генерируются при лазерно-плазменном взаимодействии при потоках нагревающего излучения  $10^{13}$ – $10^{14} \text{ Вт/см}^2$ , имеют высокую пиковую мощность и малую глубину проникновения – порядка 50 нм [58], так что доза излучения, полученная кристаллом, существенно превышает дозу, получаемую при использовании рентгеновских трубок, и возникновение центров окраски в кристалле происходит с высокой эффективностью.

Благодаря высокой чувствительности и высокому динамическому диапазону детектора LiF с помощью него возможна регистрация фазово-контрастных изображений малоконтрастных объектов. Так в работе [27] был выполнен эксперимент по радиографии нанофольг с использованием мягкого рентгеновского источника лазерно-кластерной плазмы. Пучок Ti:сапфир-лазера (длительностью импульса  $\tau = 36 \text{ фс}$ , энергией 160 мДж и частотой повторения 1 Гц) фокусировался в газокластерное облако (смесь 10% He и 90%  $\text{CO}_2$ ) в пятно 50 мкм. Полученное радиографическое изображение нанофольги на кристалле LiF показано на рисунке 1.15. В эксперименте удалось зарегистрировать дифракционную картину на границе сгиба нанофольг (разница толщины изучаемого образца привела к набегу фаз и, как результат, к проявлению фазового контраста).

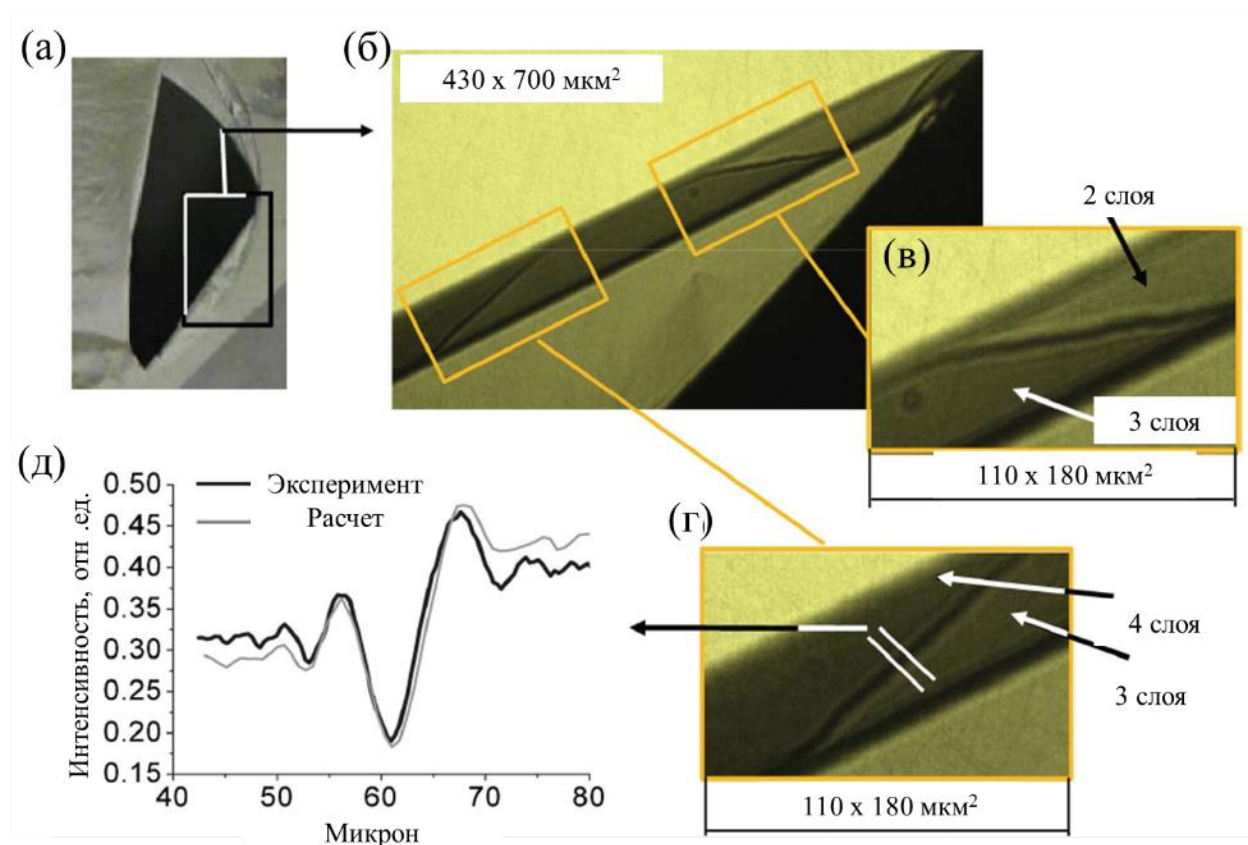


Рисунок 1.15 - Результат эксперимента по радиографии тонких нанофольг мягким рентгеновским источником фемтосекундной лазерно-кластерной плазмы [61]: (а) – радиографическое изображение фольги Zr толщиной 100 нм, расположенной на расстоянии 8 мм от кристалла LiF; (б)–(г) – увеличенные фрагменты (а); (д) – экспериментальный (1) и расчетный (2) профили интенсивности на границе переналожения фольг – вдоль белых прямых на изображении (г).

Следует заметить, что помимо фторида лития существует другой детектор рентгеновского излучения, основанный на возникновении при его облучении центров окраски. Речь идет о коммерчески доступном детекторе с фосфорными пластинами. Такой детектор активно используется, в частности, для медицинских приложений, так как обладает более высокой чувствительностью, чем стандартные рентгенографические фотопленки. После записи изображения фосфорная пластина сканируется узким (50–100 мкм) пучком гелий-неонового лазера, в результате чего последовательно возбуждаются центры окраски, флуоресценция которых детектируется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Основное различие между фторидом лития и фосфором заключается в том, что центры окраски во фториде лития стабильны при комнатной температуре и при их возбуждении излучением, длина волны которого соответствует полосе поглощения, индуцируется излучение с большей длиной волны за счет стоксова сдвига. Центры окраски в фосфорной пластине нестабильны (со временем жизни порядка нескольких часов) и при возбуждении гелий-неоновым лазером излучают в более коротковолновом диапазоне, как правило синем или ультрафиолетовом. Это означает, что

считывание изображения с фосфорной пластины должно происходить сразу же после записи и, что очень важно, может быть проведено один раз. В отличие от этого LiF-детектор можно использовать для считывания изображения неограниченное количество раз в течение длительного времени. Несмотря на то, что чувствительность фосфорных пластин считается высокой (10 фотонов, т.е. поток в  $0.1 \text{ нДж/см}^2$  при энергии фотона 1.5 кэВ, поглощенных на площади  $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ , могут быть детектированы с помощью гелий-неонового пучка размером 35 мкм), она на несколько порядков ниже, чем чувствительность пластины LiF. Отклик фосфорных пластин линеен в широком диапазоне поглощенных доз, что, несомненно, является их достоинством, в то время как зависимость отклика фторида лития от дозы облучения имеет степенную зависимость [52,63]. С другой стороны, пространственное разрешение фосфорных пластин обычно составляет около десятка микрон (зависит от размера сканирующего пучка, а также, вероятно, от термодиффузионных эффектов) и ограничена размером зерна фосфорной структуры, составляющим  $\sim 5 \text{ мкм}$ . Пространственное разрешение, которое обеспечивает LiF, определяется только энергией рентгеновского фотона и особенностями считывающей системы и, как показано выше, может быть на один-два порядка выше.

По всем параметрам видно, что кроме линейности отклика, детекторы на основе фторида лития представляются существенно более перспективными, чем традиционно используемые сейчас детекторы РИ (фосфорные и рентгеновские пластины, ПСЗ-матрицы).

#### 1.4 Заключение к Главе 1

Таким образом, в рамках диссертационного исследования предложено использование детектора LiF в паре с пучками рентгеновских лазеров на свободных электронах в качестве зондирующего излучения как развитие фазово-контрастной рентгеновской радиографии для исследования быстропротекающих малоконтрастных гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме, что схематично показано на рисунке 1.16.

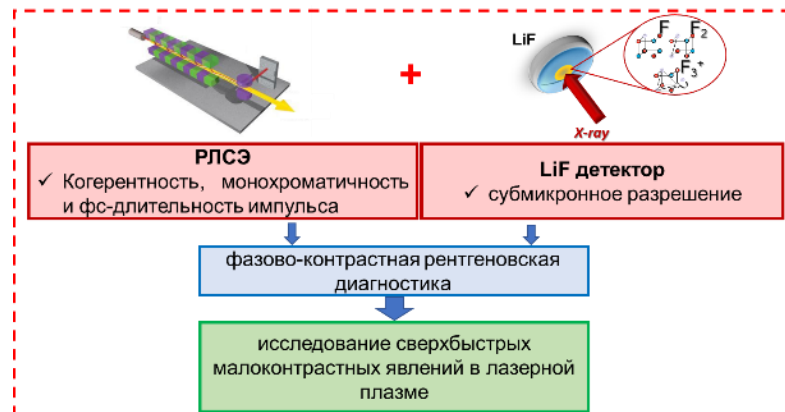


Рисунок 1.16 - Схема рентгеновской радиографии сверхвысокого разрешения, предложенная в рамках диссертационной работы.

## **Глава 2 Определение метрологических характеристик флуоресцентных кристаллических детекторов и параметров сверхинтенсивных когерентных рентгеновских источников для реализации фазово-контрастной радиографии лазерной плазмы**

Знание метрологических свойств кристалла LiF необходимо для его использования в качестве рентгеновского детектора при проведении радиографии. В частности, например, для построения карт плотности в рентгенографических экспериментах необходимо знать функцию отклика детектора для пересчета сигнала фотолюминесценции ФЛ с облученного кристалл LiF в поглощенную дозу.

На сегодняшний день в литературе имеются работы с демонстрацией субмикронного пространственного разрешение кристалла фторида лития при облучении его лазерно-плазменным рентгеновским источником мягкого диапазона энергий [19]. В то же время в работе [64] теоретически предсказывается, что величина пространственного разрешения должна зависеть от энергии падающих фотонов, однако в литературе нет экспериментальных данных по данному вопросу. Также оптические свойства кристаллов LiF уже были исследованы для мягкого рентгеновского излучения [65,66] и для «белого» синхротронного излучения с энергиями фотонов в диапазоне 6–40 кэВ [67]. Однако данных о зависимости отклика LiF для монохроматических когерентных источников в диапазоне энергий фотонов несколько кэВ - нет. Рентгеновское излучение таких энергий часто используется для зондирования высокоплотной лазерной плазмы в экспериментах по ФВПЭ.

В первой части главы решается задача определения метрологических характеристик флуоресцентного кристаллического детектора фторида лития в широком диапазоне энергий и флюенсов рентгеновского излучения. Для этого были проведены эксперименты с использованием современных высокоинтенсивных синхротронных источников (СИ). Ниже последовательно описаны постановки проведенных экспериментов, после чего представлен анализ результатов.

Во второй части главы решается задача использования детектора LiF для определения параметров сверхинтенсивных когерентных рентгеновских источников для реализации фазово-контрастной радиографии лазерной плазмы.



## 2.1 Описание постановок экспериментов по исследованию метрологических свойств кристалла LiF

### 2.1.1 Эксперимент с использованием синхротронного источника PETRA III в мягком рентгеновском диапазоне энергией 500 эВ

Для определения метрологических характеристик детектора LiF в мягком рентгеновском диапазоне был использован синхротронный источник 3-го поколения PETRA III (DESY, Германия). Для экспериментов ондулятор типа APPLE-II (длинной 5 м и 72 магнитами) был настроен на доставку моноэнергетических фотонов длиной волны 2.48 нм (500 эВ) [68]. Изучение свойств детектора LiF при энергиях внутри диапазона «окна прозрачности воды» (между линиями поглощения кислорода 530 эВ и углерода 280 эВ соответственно) представляет интерес для целей радиографических экспериментов по исследованию живых биологических образцов (вода является прозрачной для рентгеновского излучения в данном диапазоне, в то время как N, C и другие элементы, входящие в состав клеток, поглощают излучение).

В первом эксперименте исследовалась функция отклика детектора LiF, рисунок 2.1а. Для этого дифракционная картина, сформированная при прохождении рентгеновского излучения через щель размером 100 мкм, регистрировалась кристаллом LiF и затем сравнивалась с данными от калиброванного фотодиода. Детекторы были установлены на моторизованном столике, позволяющем перемещаться по трем направлениям (x, y, z). Интегральный поток фотонов в плоскости детектора LiF предварительно измерялся калиброванным фотодиодом и составил  $\sim 10^9$  фотонов/с. Дифракционная картина регистрировалась на расстоянии  $z = 1$  м от щели. Полное распределение интенсивности пучка измерялось кристаллом LiF (диаметр 2 мм, толщина 2 мм) при времени экспозиции 180 с. Кроме того двумерный профиль интенсивности пучка был измерен путем сканирования точечным фотодиодом ( $d = 1.5$  мкм) через центр дифракционной картины в горизонтальном и вертикальном направлениях.

На втором этапе эксперимента исследовался динамический диапазон детектора LiF. Распределение интенсивности синхротронного пучка измерялось на расстоянии  $z = 12$  мм от точечного отверстия ( $d = 5$  мкм), рисунок 2.1б. Была произведена длительная экспозиция ( $t = 6000$  с) для накопления поглощенной дозы  $\sim 200$  кДж/см<sup>3</sup>.

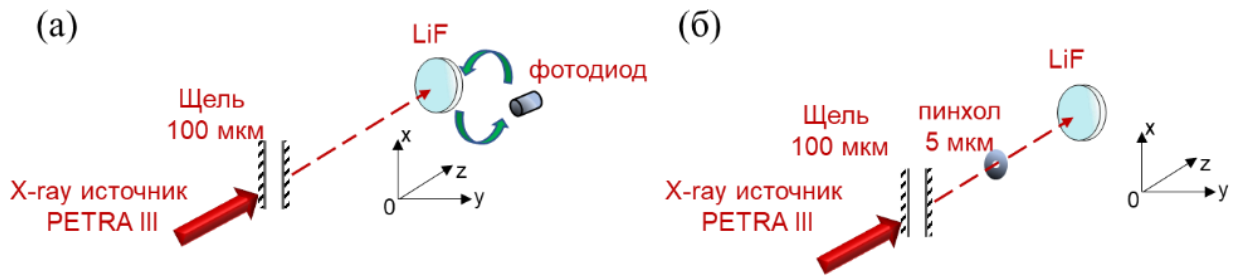


Рисунок 2.1 – Схема экспериментов по изучению метрологических свойств детектора LiF в мягком рентгеновском диапазоне на установке PETRA-III. (а) определение функции отклика; (б) определение динамического диапазона и пространственного разрешения.

### 2.1.2 Эксперимент с использованием синхротронного источника Soleil в диапазоне энергий 5-12 кэВ

Для определения метрологических характеристик детектора LiF в жестком рентгеновском диапазоне была использована станция METROLOGY на синхротронном источнике Soleil (Франция). Данная станция предназначена для метрологии и характеристики рентгеновских оптических компонентов и детекторов [69].

В эксперименте использовались круглые кристаллы LiF диаметром 20 мм и толщиной 2 мм. Перед каждым облучением образца монохроматор синхротрона настраивался и оптимизировался для выбора желаемой энергии фотонов. Поток фотонов, падающих на детектор LiF, измерялся до и после каждого облучения диодом, расположенным в той же плоскости, что и кристалл LiF. Перед экспериментом была произведена калибровка диода с помощью монохроматического источника известной интенсивности. Детекторы (LiF и диод) были установлены на моторизованном держателе с возможностью передвижения по трем направлениям - XYZ и поочередно облучались пучком размером  $0.5 \times 0.5$  мм<sup>2</sup>. Кристаллы LiF последовательно облучались моноэнергетическими пучками фотонов с энергиями 5, 7, 9, 10 и 12 кэВ в течение времени  $t = 0.05-10800$  секунд для накопления поглощенных доз в диапазоне  $\sim 10^{-2}-10^2$  Дж/см<sup>3</sup>. Поскольку размер пятна пучка был намного меньше диаметра кристалла (0.05 и 20 мм соответственно), на одном кристалле было возможно многократное облучение с разной энергией фотонов и временем экспозиции.

На втором этапе эксперимента для исследования зависимости величины пространственного разрешения детектора LiF от энергии падающего рентгеновского излучения на расстоянии 25 мм перед кристаллом была установлена тестовая сетка из золота с периодом 1000 линий/дюйм. Кристалл облучался фотонами энергии 5, 7, 8.5, 10, 12 эВ в течение времени 1800-3600 секунд для каждой из энергий.

### 2.1.3 Эксперимент с использованием рентгеновского лазера на свободных электронах SACLA с энергией 10.1 кэВ

Рентгеновский лазер на свободных электронах РЛСЭ SPring-8 Angstrom Compact free electron LAsER (SACLA) открылся для пользователей в 2012 году в Японии. Интенсивные, когерентные и ультракороткие рентгеновские импульсы данной установки используются для экспериментов в различных областях науки, таких как: структурная биология, материаловедение, рентгеновская нелинейная оптика, физика высоких плотностей энергии и химическая физика [70]. Рентгеновский пучок содержит порядка  $10^{11}$  фотонов и имеет временную ширину  $\sim 10$  фс. Импульсы РЛСЭ SACLA генерируются, транспортируются и диагностируются на линии BL3 с помощью ондуляторов, оптики пучка и фотонной диагностической системы, рисунок 2.2. Возможный диапазон энергий фотонов 4.5–19.5 кэВ. Секция BL3 охватывает 110 м и содержит 18 вакуумных ондуляторов с переменным зазором, каждый из которых имеет длину 5 м и период магнитов 18 мм.

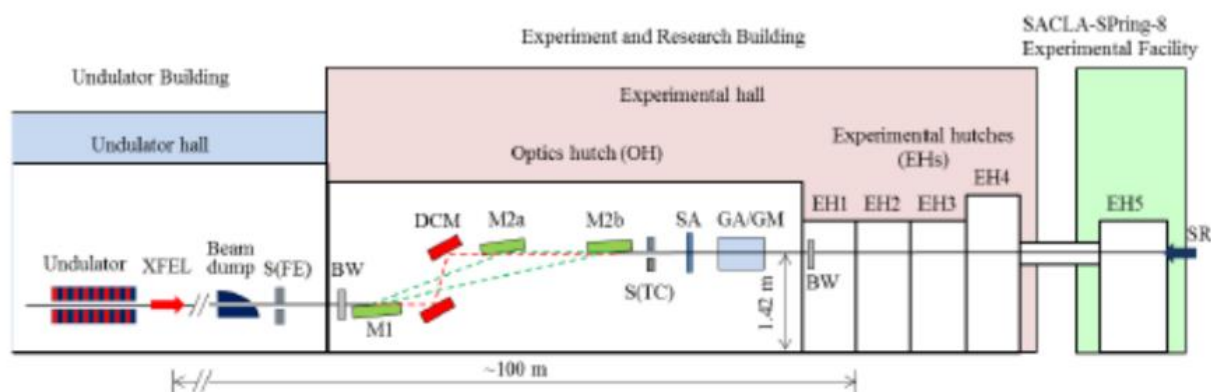


Рисунок 2.2 – Схема линии BL3 на РЛСЭ SACLA [70]. S(FE): коллимирующая щель в передней секции; BW: бериллиевое окно; M1: первое поворотное зеркало пучка; DCM: двойной кристаллический монохроматор; M2a и M2b: вторые поворотные зеркала пучка; S(TC): коллимирующая щель в рентгеновском транспортном канале; SA: твердотельный аттенюатор; GA/GM: газовый аттенюатор.

Эксперимент с использованием РЛСЭ SACLA был выполнен на линии EH5, рисунок 2.2. Для определения функции отклика детектора LiF был выполнен эксперимент, схема которого представлена на рисунке 2.3а. Для накопления высоких поглощенных доз использовался сфокусированный в одном направлении пучок (системой зеркал Киркпатрика-Баеза), размер которого составлял  $80 \times 700$  мкм<sup>2</sup>, рисунок 2.3а.. Было произведено накопление 60, 200, 600, 1800, 5800 импульсов на поверхности кристалла LiF, как показано на рисунке 2.3б. Расчетная величина накопленной в кристалле поглощенной дозы составила  $\sim 0.4\text{--}40$  кДж/см<sup>3</sup>. Пучок РЛСЭ имел следующие параметры: энергия фотонов 10.1 кэВ; энергия на выходе из ондулятора  $\sim 0.5$

мДж/импульс; расходимость 2.4 мкрад [71]. Используемые в эксперименте кристаллы LiF имели диаметр 20 мм и толщину 2 мм.

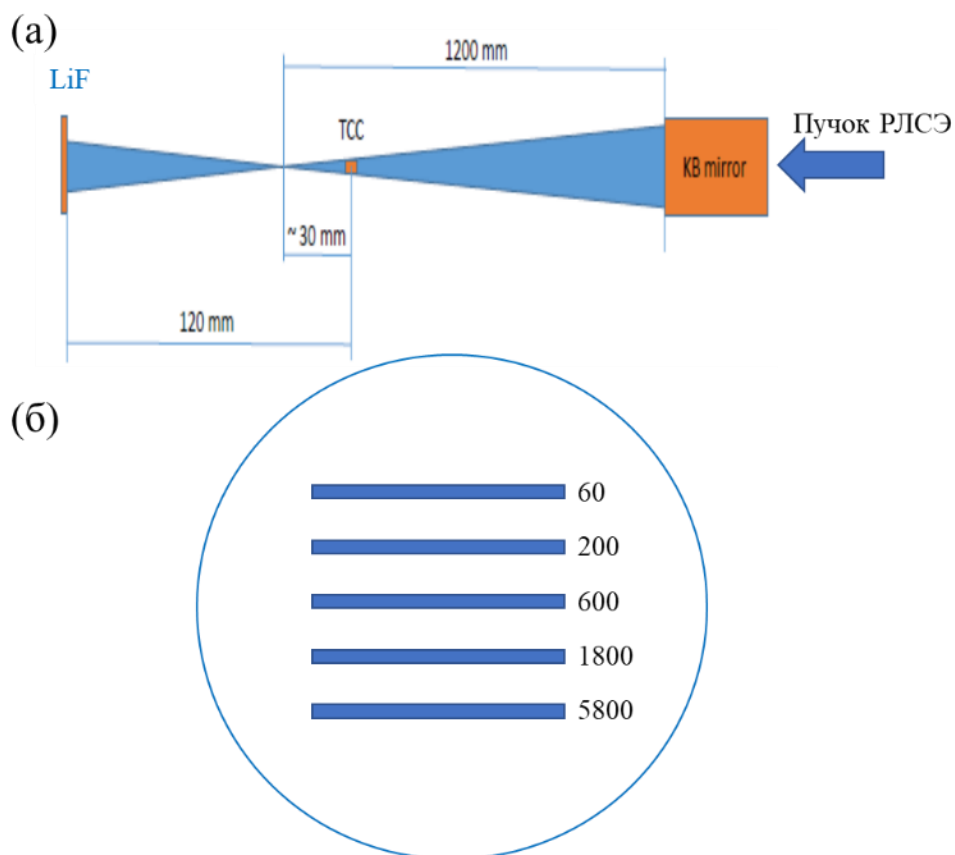


Рисунок 2.3 – (а) Схема эксперимента по изучению функции отклика детектора LiF с использованием сфокусированного в одном направлении пучка РЛСЭ SACLA. (б) схема облучения кристалла LiF в эксперименте.

#### 2.1.4 Эксперимент с использованием Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах с энергией 9 кэВ

Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах (ЕРЛСЭ) является уникальной исследовательской установкой, которая была официально запущена в 2017 г в Германии. Он позволяет генерировать ультракороткие рентгеновские импульсы с частотой вплоть до 27 000 Гц и с яркостью, которая в  $\sim 10^9$  раз превышает яркость лучших традиционных источников рентгеновского излучения. Первая часть установки представляет собой ускоритель частиц длиной 1.7 км, который выводит сгустки электронов на высокие энергии (вплоть до 17.5 ГэВ). Электроны ускоряются в специальных полостях - резонаторах. Ускоренные электроны затем проходят через так называемые ондуляторы, периодические системы магнитов, которые заставляют электроны двигаться по узкой синусоидальной траектории. При этом каждый отдельный электрон испускает рентгеновское излучение, которое усиливается по мере прохождения ондулятора. В результате электроны постепенно организуются в множество тонких

дисков. Ключевым свойством этого процесса является тот факт, что все электроны в данном диске излучают свой свет «синхронно». Это дает очень короткие и интенсивные рентгеновские вспышки со свойствами лазерного света. Поскольку для полного формирования структуры тонких дисков требуется некоторое время, лазеры на свободных электронах требуют очень длинных ондуляторов. У ЕРЛСЭ они более 100 метров в длину. Вся установка имеет размер ~3.4 км.

Одной из пользовательских станций на ЕРЛСЭ является станция физики высоких плотностей энергии (анг. High Energy Density - HED) [72]. Сфера научных интересов данной станции фокусируется на исследовании вещества в экстремальных состояниях (с высокой плотностью, температурой, давлением, электрическим и/или магнитным полем) для различных приложений физики.

Как уже было описано ранее, для проведения высокоточных экспериментов на РЛСЭ необходимо знать информацию о качестве пучка и его параметрах. Первый пользовательский эксперимент на станции HED ЕРЛСЭ прошел в мае 2019 года и был направлен на определение качества фокусировки и волновых свойств жесткого рентгеновского излучения для энергии фотонов 9 кэВ. Были использованы несколько методик по определению параметров пучка: Тальбот-интерферометрия [73], метод двухчастотного сдвига [74], метод абляционного импринтинга [75], метод анализа свойств пучка с использованием флуоресцентных детекторов [76] и сканирующая техника на основе птихографии [77]. При непосредственном участии диссертанта была проведена диагностика качества фокусировки пучка ЕРЛСЭ с использованием флуоресцентного детектора LiF. Постановка и результаты данного эксперимента описаны в пункте 2.4 электронах данной главы.

В рамках данного эксперимента также решалась задача по определению порога абляции флуоресцентного кристаллического детектора LiF под воздействием мощных фемтосекундных импульсов когерентного излучения ЕРЛСЭ. Для этого рентгеновский пучок размером ~1 мм и энергией 9 кэВ фокусировался бериллиевыми линзами в пятно с размером  $FWHM = 0.35$  мкм. Была произведена регистрация профиля пучка в различных плоскостях от теоретического фокуса вдоль распространения пучка ЕРЛСЭ. Круглый кристалл LiF диаметром 20 мм и толщиной 2 мм облучался одиночным импульсом ЕРЛСЭ с энергией  $26.9 \pm 2.69$  мкДж. В эксперименте было сделано 26 экспозиций вдоль каустики сфокусированного пучка ЕРЛСЭ. Таким образом накопленная доза на кристалле LiF в экспозициях варьировалась в диапазоне  $4 \cdot 10^2 - 3.5 \cdot 10^5$  Дж /см<sup>3</sup>.

Дальнейший анализ накопленных на детекторе LiF экспозиций был произведен с использованием конфокального микроскопа и растрового электронного микроскопа.

## 2.2 Результаты экспериментов по определению метрологических свойств детектора LiF

### 2.2.1 Отклик детектора на рентгеновского излучение

#### Мягкое рентгеновское излучение

Результаты эксперимента по определению функции отклика в мягком рентгеновском диапазоне (энергия фотонов 500 эВ) с использованием синхротронного источника 3-го поколения PETRA-III (постановка эксперимента описана в пункте 2.1.1 эВ) представлены на рисунке 2.4 и опубликованы в работе [78].

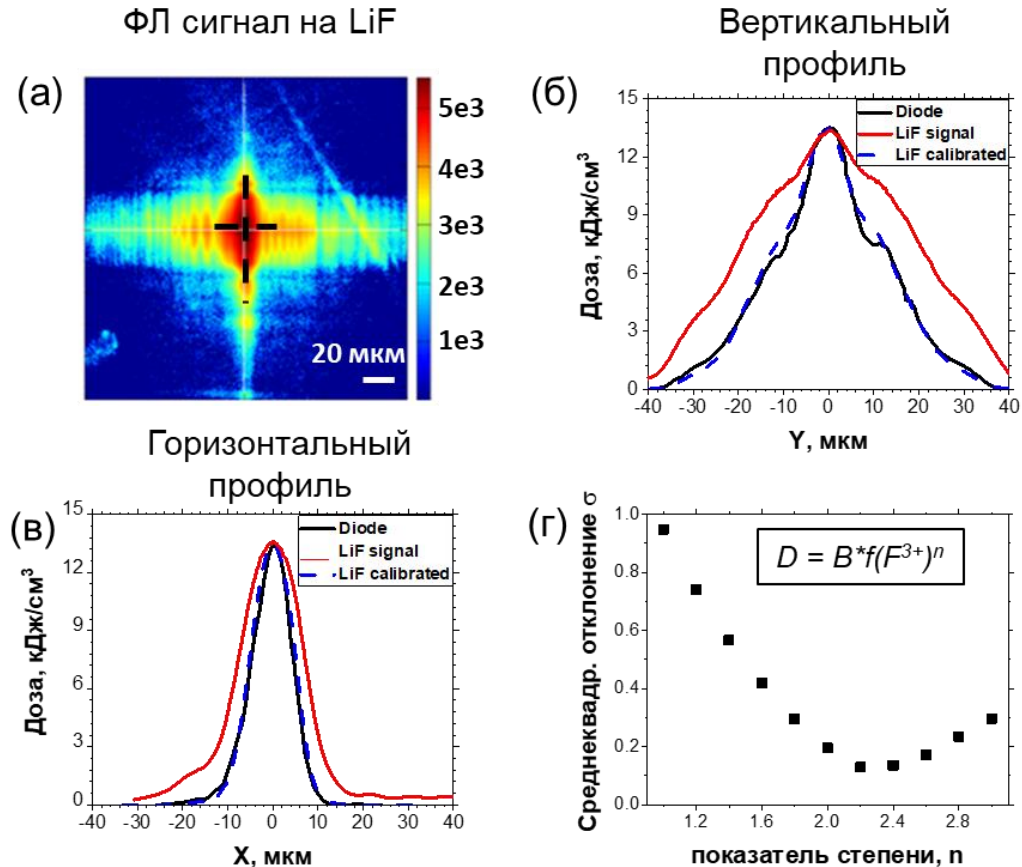


Рисунок 2.4 - (а) ФЛ сигнал, зарегистрированный на детектор LiF, от рентгеновского пучка с энергией 500 эВ, прошедшего через тонкую щель; (б, в) Вертикальный и горизонтальный профили распределения интенсивности рентгеновского излучения. Сплошная черная линия представляет измерения калиброванного диода; сплошная красная линия – нормированные данные LiF; пунктирная синяя линия – данные по распределению дозы в детекторе LiF, которые были получены после применения функции отклика с показателем степени  $n=2.2$ ; (г) зависимость значения среднеквадратичного отклонения между данными диода и LiF от показателя степени функции отклика  $n$  [78].

На рисунке 2.4(а) показано ФЛ изображение дифракционной картины, зарегистрированное на детекторе LiF. Благодаря высокому пространственному разрешению и большому полю зрения детектора LiF отчетливо видно многочисленное количество полос в горизонтальном направлении, проявившихся из-за дифракции мягкого рентгеновского излучения на щели малого

размера  $d = 100$  мкм. Пространственное распределение пучка, полученное с помощью калиброванного диода и кристалла LiF (вдоль той же части дифракционной картины, которая сканировалась фотодиодом), представлено на рисунках 2.4(б-в) (черная и красная линии) в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Видно, что полученные данные для детекторов существенно различаются. Поскольку ФЛ сигнал, считанный конфокальным микроскопом (Carl Zeiss LSM 700), зависит от концентрации ЦО типа  $F_2$  и  $F_3^+$ , можно сделать вывод, что отклик детектора LiF на накопленную дозу нелинейный при таких потоках рентгеновского излучения.

На сегодняшний день физика генерации ЦО в кристалле LiF не совсем ясна в зависимости от дозы/флюенса ионизирующего излучения, но известно, что механизм образования  $F$ -центров является статистическим. Чтобы получить метастабильные состояния, которые излучают в видимом диапазоне (типа  $F_2$  и  $F_3^+$ ),  $F$ -центры должны накапливаться. Образование единичных центров можно описать полуэмпирической функцией вида [52]:

$$f(D, P) = k \cdot \sqrt{D} \cdot \left[1 + \log\left(1 + \frac{P}{P_s}\right)\right]^2 \quad (2.1)$$

, где  $f(D, P)$  - концентрация ЦО ( $\text{см}^{-3}$ );  $k$  - коэффициент, указывающий на плотность ЦО  $F$ -типа;  $D$  - поглощенная доза рентгеновского излучения ( $\text{Дж/см}^3$ );  $P$  - мощность дозы;  $P_s$  - пороговая мощность дозы, при которой начинают проявляться нелинейный эффекты.

Уравнение (2.1) показывает, что функция отклика кристалла LiF не линейна по отношению к поглощенной дозе. Статистическое накопление единичных ЦО необходимо для накопления более сложных дефектов кристаллической решетки ( $F_2$  и  $F_3^+$ ). Если предположить, что эти события независимы, то функцию отклика кристалла LiF можно аппроксимировать степенным законом. Стоит отметить, что только центры окраски ЦО  $F_2$  и  $F_3^+$  являются метастабильными и излучают в видимом диапазоне, рисунок 1.11б, т.е. вносят вклад в ФЛ сигнал. При считывании сигнала с экспонированного кристалла удалось возбудить в основном ЦО типа  $F_3^+$  с помощью лазера накачки с длиной волны 488 нм, который практически не возбуждает ЦО  $F_2$  рисунок 1.11б. Такой подход позволил получить распределение дозы на детекторе LiF на основе количества наблюдаемых ЦО  $F_3^+$ :

$$D = B \cdot f(F_3^+)^n \quad (2.2)$$

, где  $D$  - поглощенная доза;  $B$  - коэффициент пропорциональности (учитывает вероятность создания ЦО фотонами 500 эВ и излучательную способность флуоресценции ЦО  $F_3^+$ );  $n$  - показатель степени функции отклика;  $f(F_3^+)$  - концентрация ЦО  $F_3^+$ . Данную величину можно представить в виде:

$$f(F_3^+) = \frac{I_{LSM700}}{F_{scan}} \quad (2.3)$$

, где  $I_{LSM700}$  – величина ФЛ в отчетах микроскопа отн.ед.;  $F_{scan}$  – аппаратная функция микроскопа.

Для нахождения отклика LiF в эксперименте на синхротронном источнике PETRA-III искался показатель степени  $n$  в функции вида (2.2), при котором наблюдалось бы наилучшее совпадение между данными калиброванного фотодиода и ФЛ сигналом на детекторе LiF. На рисунке 2.4(д) показана зависимость величины стандартного отклонения (между данными диода и LiF) от показателя степени  $n$ . Как видно, наилучшая корреляция между данными наблюдается при  $n = 2.2$  [рисунок 2.4(д)]. Окончательное дозовое распределение внутри пучка после применения функции отклика с показателем  $n=2.2$  показано на рисунке 2.4(б-в, синий пунктир).

Таким образом отклик детектора LiF при облучении мягким рентгеновским излучением энергии 500 эВ может быть представлен в виде [объединив уравнения (2.2)-(2.3)]:

$$D = B \cdot \left( \frac{I_{LSM700}}{F_{scan}} \right)^{2.2} \quad (2.4)$$

Стоит отметить, что в работе [79] кристаллы LiF облучались в схожем диапазоне доз, но мягким рентгеновским излучением от лазерно-плазменного источника (энергий фотонов 0.05-2 кэВ). Авторами также использовалась аппроксимирующая функция вида (2.2) для описания экспериментальных данных. Было обнаружено, что степень показательной функции  $n=2.2$  наилучшим образом подходит для описания эксперимента для потоков рентгеновского излучения с флюенсом 120 мДж/см<sup>2</sup> (соответствует накопленной дозе 1.2 кДж/см<sup>3</sup> в LiF) для ЦО  $F_3^+$ .

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для монохроматического излучения с энергией 500 эВ функция отклика LiF-детектора совпадает с полученной для полихроматического лазерно-плазменного излучения [79] в аналогичном диапазоне поглощенной дозы.

### Жесткое рентгеновское излучение

Результаты эксперимента по определению функции отклика для жесткого РИ (энергия фотонов 5-10 кэВ) с использованием синхротронного источника 3-го поколения Soleil (Франция) представлены на рисунке 2.5 (постановка эксперимента описана в пункте 2.1.2) и опубликованы в работе [80]. Рисунок 2.5а демонстрирует, что зависимость отклика кристалла LiF от величины падающего на него флюенса рентгеновского излучения определяется энергией фотонов. Видно, что величина ФЛ сигнала увеличивается с уменьшением энергии фотонов, причем фотоны с энергией 5 кэВ показывают самый высокий отклик. Данный факт объясняется различной поглощающей способностью кристалла LiF для фотонов разной энергии. На рисунке 2.5б



показано значение ФЛ сигнала (в отн. ед.) в зависимости от глубины внутри кристалла  $z$ , на которой было считано изображение, для энергий 5, 7, 9, 10 кэВ. Из графика видно, что, фотоны с более высокой энергией проникают глубже в кристалл, создавая на своем пути более низкую плотность центров окраски. Следовательно, ФЛ сигнал в слое на поверхности кристалла меньше при более высоких энергиях фотонов.

Вместо того, чтобы рассматривать падающий поток фотонов в качестве независимой переменной, удобнее использовать поглощенную дозу  $D$  внутри кристалла LiF, чтобы исключить зависимость отклика от энергии фотонов:

$$D = F \cdot \frac{[1-T(z)]}{z} \quad (2.5)$$

, где  $F$  – поток фотонов;  $T(z)$  - функция пропускания излучения заданной энергии фотонов внутри слоя  $z$  кристалла LiF.

Функция отклика детектора LiF (в представлении в качестве независимой переменной поглощенной дозы  $D$ ) показана на рисунке 2.5в. Теперь зависимость ФЛ сигнала от энергии фотонов исчезает, и все экспериментальные точки лежат на одной кривой. Функция отклика также была найдена для диапазона поглощенных доз 0.01-130 Дж/см<sup>3</sup> в виде степенной зависимости:

$$I = A \cdot D^n = (1.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \cdot D^{1.3 \pm 0.2} \quad (2.6)$$

, где  $I$  – значение сигнала ФЛ в отн. ед.;  $D$  – поглощенная доза внутри кристалла LiF на глубине, с которой считывается сигнал конфокальным микроскопом.

Таким образом, результаты показывают, что чувствительность LiF принципиально не зависит от энергии фотонов, а определяется лишь величиной поглощенной дозы.

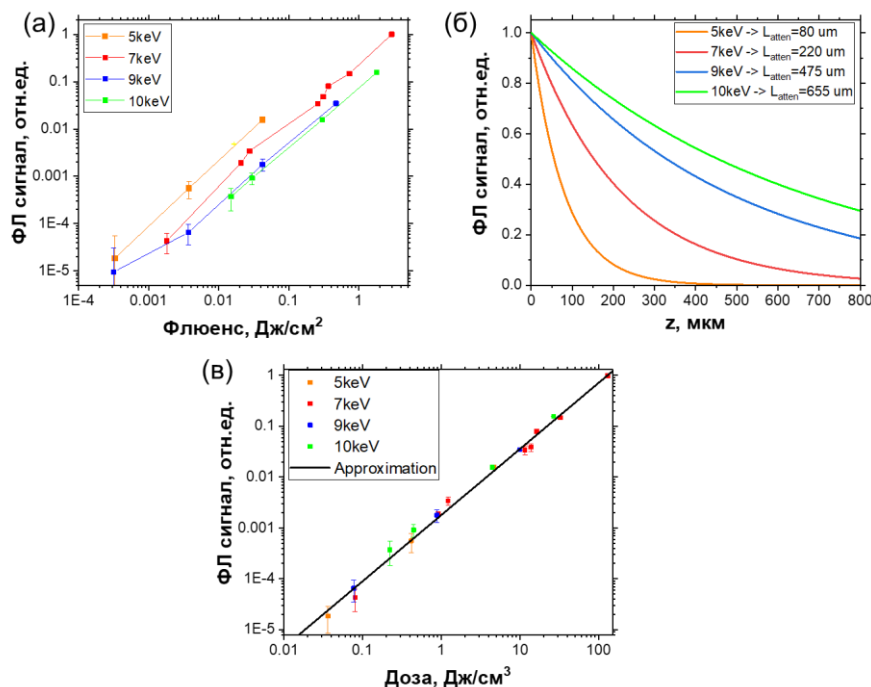


Рисунок 2.5 – (а) Зависимость сигнала ФЛ (в отн. ед.), облученного кристалла LiF в диапазоне энергий фотонов 5-10 кэВ, от величины флюенса излучения; (б) Зависимость пропускания фотонов в диапазоне энергий 5-10 кэВ от глубины  $z$  внутри кристалла LiF; (в) Отклик кристалла LiF на поглощенную дозу [80].

### Излучение рентгеновских лазеров на свободных электронах

Для определения функции отклика в более широком диапазоне доз, которые могут быть достигнуты на традиционных синхротронных источниках 3-го поколения, кристалл LiF был облучен импульсами РЛСЭ SACLA (постановка эксперимента описана в пункте 2.1.3) [71]. Кристалл LiF был облучен в диапазоне поглощенных доз 0.04-40 кДж/см³ (60-5800 импульсов) рентгеновским излучением энергией 10.1 кэВ. Зависимость сигнала ФЛ от поглощенной в кристалле дозы представлена на рисунке 2.6.

Для аппроксимации полученных экспериментальных данных была выбрана функция вида:

$$D \left[ \frac{J}{cm^3} \right] = A \left[ \frac{J}{cm^3} \right] \cdot (I)^{n_0 + \frac{1}{B}} \quad (2.7)$$

, где  $D \left[ \frac{J}{cm^3} \right]$  – поглощенная доза в пикселе объемом  $V$  ФЛ изображения;  $A$  – коэффициент пропорциональности;  $I$  - сигнал ФЛ, считанный из пикселя объемом  $V$ ;  $n_0$  – показатель степени;

$B$  – коэффициент, при котором начинает проявляться нелинейный рост ФЛ сигнала от поглощенной дозы.

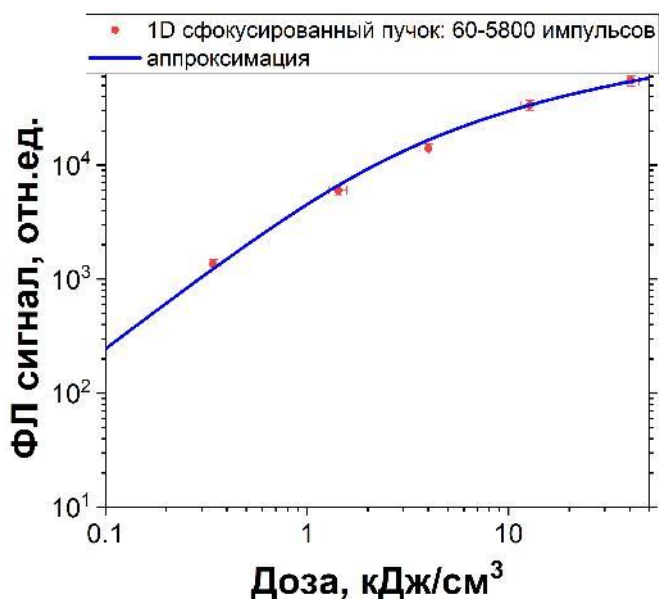


Рисунок 2.6 - Зависимость отклика кристалла LiF на поглощенную в нем дозу при облучении несфокусированным (черные точки) и сфокусированным пучком РЛСЭ SACLA энергией 10.1 кэВ (поставка эксперимента описана в пункте 2.1.4). Синяя кривая - аппроксимация экспериментальных точек.

В формуле (2.7) показатель степени  $n_0$  был выбран 0.75, исходя из того, что в области малых поглощенных доз функция отклика была уже найдена при облучении синхротронным источником 3-го поколения, уравнение (2.6). При увеличении дозы, воздействующей на кристалл LiF, показатель аппроксимирующей функции может возрасти, что определяется коэффициентом  $B$ . Окончательно была найдена функция, аппроксимирующая экспериментальные данные для параметров считывания микроскопа LSM700 (объектив  $\times 10$ ; мощность лазера 0.2 %; параметр усиления 500; слой считывания 10.8 мкм):

$$D_{10} \left[ \frac{J}{\text{cm}^3} \right] = 1.5 \cdot (I_{10})^{0.75 + \frac{I_{10}}{3e5}} \quad (2.8)$$

На рисунке 2.6 синяя кривая соответствует найденной функции отклика в диапазоне доз 0.3 – 40 кДж/см³.

#### Полная функция отклика детектора LiF

На рисунке 2.7 представлена полная функция отклика кристалла LiF для диапазона поглощенных доз  $10^{-2}$ - $4 \cdot 10^4$  Дж/см³, полученных на традиционном синхротронном источнике Soleil (Франция) и рентгеновском лазере на свободных электронах SACLA (Япония). Стоит отметить, что функция отклика не зависит от энергии жесткого РИ (детектор LiF облучался в широком диапазоне энергий 5-10 кэВ), а определяется лишь величиной поглощенной дозы внутри кристалла.

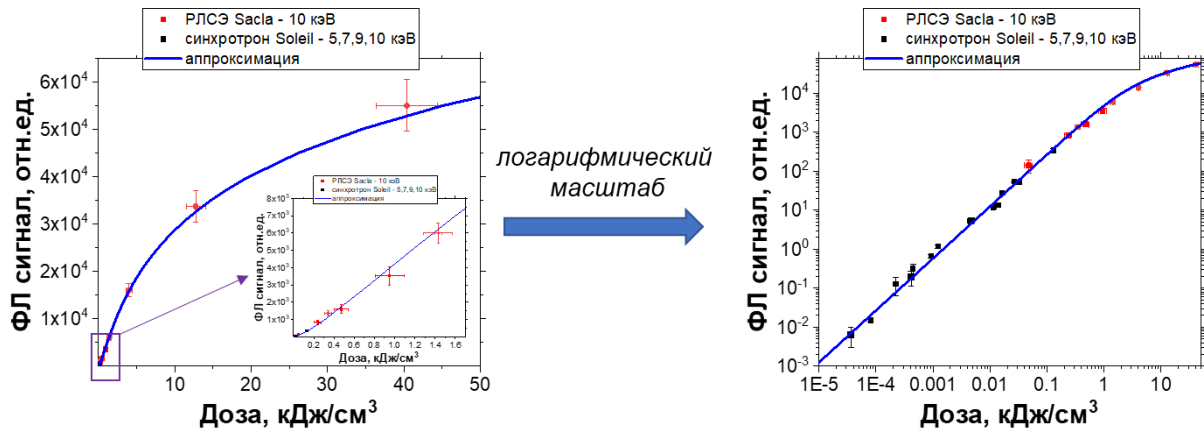


Рисунок 2.7 – График функции отклика детектора LiF в диапазоне поглощенных доз  $10^{-2}$ - $4 \cdot 10^4$  Дж/см<sup>3</sup>. Данный график построен на основе данных, представленных на рисунках 2.5 и 2.6.

### 2.2.2 Динамический диапазон детектора LiF

Традиционные детекторы рентгеновского излучения такие как ПЗС матрицы, фотолюминесцентные пластины, радиохромные пленки и фотодиоды обеспечивают динамический диапазон порядка  $10^4$ - $10^5$  за одну экспозицию. В рамках диссертационного исследования был исследован динамический диапазон детектора LiF с помощью высокоинтенсивных синхротронных источников. Его величина определялась как отношение максимально зарегистрированной поглощенной дозы (или дозе, при которой проявляется абляция кристалла) к порогу чувствительности детектора LiF.

#### Облучение синхротронным источником 3-го поколения

На рисунке 2.8 представлена зарегистрированная детектором LiF дифракционная картина за точечным отверстием (диаметр  $d = 5$  мкм) при распространении рентгеновского излучения энергией 500 эВ на установке PETRA III (постановка и схема эксперимента описаны в пункте 2.1.1 и на рисунке 2.16). Результаты исследования вошли в работы [78,81]. Стоит отметить, что если попытаться определить динамический диапазон кристалла LiF в рамках однократного считывания сигнала, то он будет ограничен динамическим диапазоном ФЭУ микроскопа (для Carl Zeiss LSM700 – 16-бит). Однако, если считывать одно и то же изображение при различных параметрах (напряжение на ФЭУ и мощность возбуждающего лазера), можно расширить диапазон системы *микроскоп-LiF*. Такой подход становится возможным благодаря тому, что ФЛ сигнал с кристалла LiF может быть зарегистрирован много раз без деградации сигнала. Это позволяет наблюдать как низкий, так и очень высокий сигнал в рамках одной и той же экспозиции, изменяя параметры сканирования микроскопа. Совмещая полученные изображения в одно, предварительно применив аппаратные функции микроскопа, можно получить интегральную картину в широком динамическом диапазоне. Такой подход невозможен для ПЗС-

матриц и фотолюминесцентных пластин, потому что сигнал с детектора стирается после первого считывания.

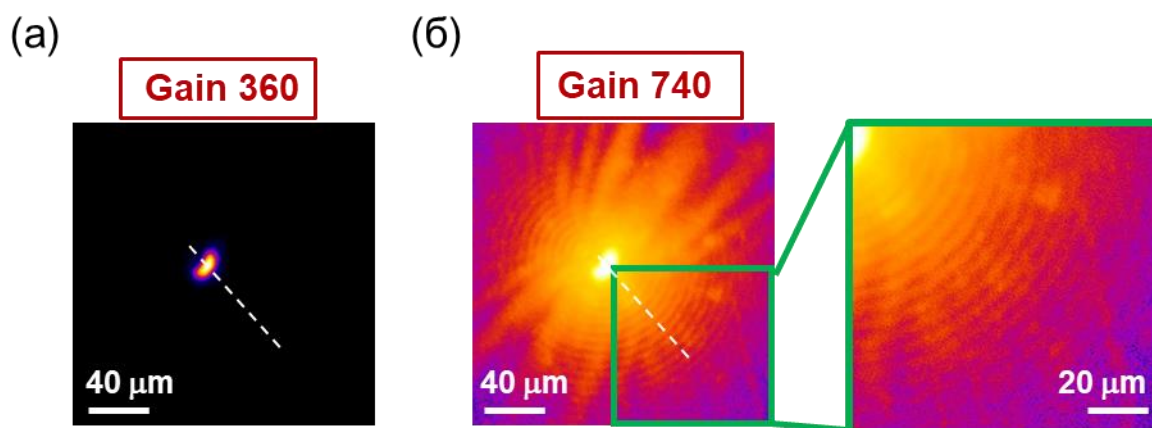


Рисунок 2.8 – ФЛ изображение дифракционной картины за точечным отверстием, полученное при экспозиции 6000 с и считанное с детектора LiF конфокальным микроскопом LSM700 с параметром усиления  $gain = 360$  (а) и  $gain = 740$  (б) [78].

Кадр на рисунке 2.8(а) был считан при параметре усиления  $gain = 360$  отн.ед. (напряжение на ФЭУ). На нем наблюдается только центральная часть пучка, в то время как дифракционные кольца не видны. При увеличении параметра  $gain$  до 740 отн.ед., в центральной области пучка пиксели находятся в насыщении, однако отчетливо становятся видны низкоинтенсивный сигнал дифракционной картины, рисунок 2.8(б).

После совмещения двух изображений, используя вышеописанный подход, было восстановлено полное распределение интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего через точечное отверстие диаметром 5 мм. На рисунке 2.9 показан дозовый профиль, восстановленный вдоль пунктирной белой линии на рисунке 2.8, который был найден с использованием ранее найденной функции отклика вида (2.4). Видно, что хорошо различимы 16 дифракционных полос. Поглощенная доза в последнем видимом кольце составляет  $\sim 20$  мДж/см<sup>3</sup>, а максимальная доза в центральной области пучка -  $2 \cdot 10^5$  Дж/см<sup>3</sup>. Таким образом величина динамического диапазона составила величину  $\sim 10^7$  в рамках однократной экспозиции.

Найденная поглощенная доза в последнем различимом дифракционном кольце ( $\sim 20$  мДж/см<sup>3</sup>) соответствует порогу чувствительности детектора LiF при считывании сигнала конфокальным микроскопом Carl Zeiss LSM700. Это значение на 4-5 порядков больше, чем для традиционных ПЗС, которые могут регистрировать дозы вплоть до  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  Дж/см<sup>3</sup>. Однако преимуществом детектора LiF является возможность его использования при облучении высокоинтенсивными рентгеновскими источниками без использования дополнительных фильтров.

Следует также подчеркнуть, что динамический диапазон LiF не зависит от энергии фотонов или накопленной дозы, а определяется только мощностью излучения (доза в единицу времени). Так при облучении традиционными синхротронными источниками 3-го поколения мощности дозы не хватает для абляции детектора LiF и он может работать при огромных накопленных дозах (~ нескольких сотен кДж/см<sup>3</sup>) [78].

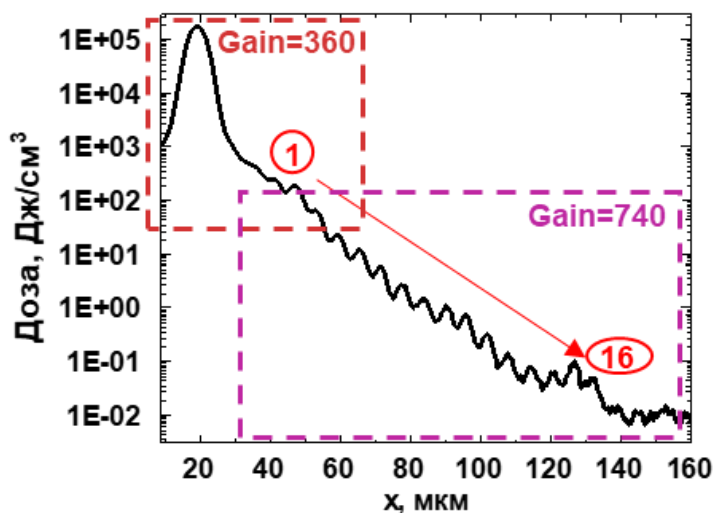


Рисунок 2.9 - Распределение поглощенной дозы, восстановленное из двух изображений LiF, считанных при параметрах усиления ФЭУ микроскопа gain=360 и gain=740. Распределение было восстановлено вдоль пунктирной белой линии на рисунке 2.8(а,б).

#### Облучение короткими фс- импульсами рентгеновского лазера на свободных электронах

При облучении детектора LiF высокоинтенсивными пучками РЛСЭ может проявляться абляция кристалла, что приводит к уменьшению динамического диапазона данного регистрирующего устройства [82,83]. В рамках диссертационной работы решалась задача определения величины поглощенной дозы, при которой начинается проявляться абляция детектора LiF, при облучении импульсами РЛСЭ фемтосекундной длительности и энергией фотонов 9 кэВ. Эксперимент проводился на Европейском Рентгеновском Лазере на Свободных Электронах (ЕРЛСЭ, Германия) на станции по физике высокой плотности энергии – HED (постановка эксперимента описана в пункте 2.1.4) сего было сделано 26 экспозиций вдоль направления распространения рентгеновского пучка (включая область наилучшей фокусировки). Чтобы точно определить в каких экспозициях начинает проявляться абляция детектора LiF поверхность кристалла после облучения была исследована с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ). На рисунке 2.10 представлены примеры РЭМ изображений поверхности кристалла LiF для экспозиций №9-17. Видно, что для одноимпульсного режима облучения абляция кристалла начинает проявляться для кадров №10 и №16, что соответствует мощности излучения  $4 \pm 0.4$  кДж/см<sup>3</sup>/импульс.

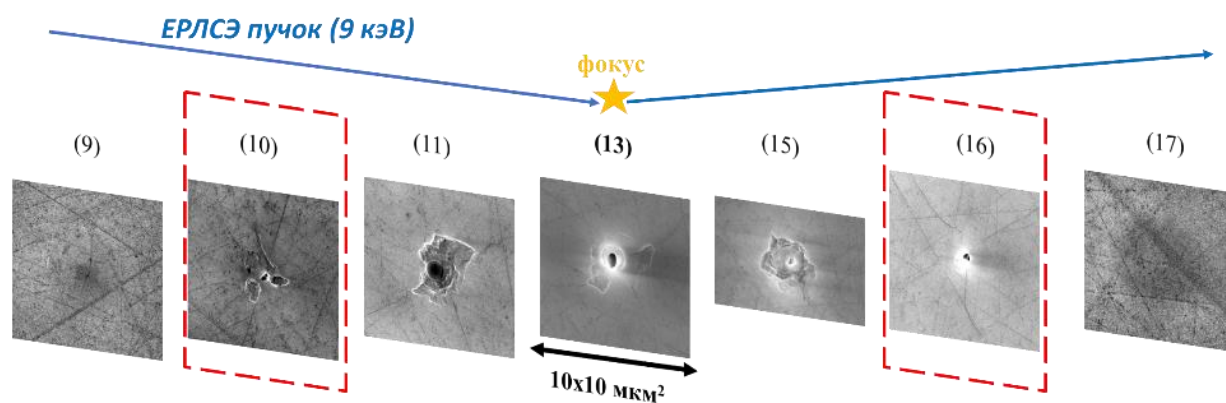


Рисунок 2.10 – Пример изображений поверхности экспонированного кристалла LiF, полученные с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) при облучении одним импульсом РЛСЭ. В красную рамку выделены экспозиции, в которых проявляется эффект абляции детектора LiF.

Достижение порога абляции кристалла LiF за счет высокой мощности падающего излучения РЛСЭ ограничивает динамический диапазон детектора. При использовании LiF в поле мощных рентгеновских лазеров он может уменьшаться до величины  $\sim 2 \cdot 10^5$ , что все равно гораздо выше, чем у традиционных детекторов рентгеновского излучения.

### 2.2.3 Пространственное разрешение детектора LiF

Фундаментально пространственное разрешение детектора LiF определяется размером дефектов кристаллической решетки (центров окраски ЦО) и составляет величину атомного масштаба [57]. Однако на практике достичь такого высокого разрешения не удастся вследствие следующих факторов:

Во-первых, разрешение LiF может ограничиваться считывающей системой. Например, при использовании конфокального микроскопа пространственное разрешение ухудшается до значений  $\sim 200$  нм. Лучшее разрешение ( $\sim 50$  нм) может быть получено для технологии ближнепольной оптической микроскопии СБОМ [59,60].

Во-вторых, пространственное разрешение может ограничиваться размером вторичного электронного облака, генерируемого под воздействием жесткого рентгеновского излучения. В работе [64] теоретически исследовался вопрос зависимости размера фотоэлектронного облака от энергии падающего рентгеновского излучения на кристалл LiF. Поскольку первичная фотоионизация и последующий оже-распад производят соответствующие каскады вторичных электронов, то в ФЛ сигнал при считывании также дают вклады центры окраски, создаваемые каскадами вторичных электронов, рисунок 2.11а. В работе предполагалось, что данный эффект сильно зависит от энергии падающих фотонов. В частности было рассчитано, что для жесткого

рентгеновского излучения с энергией 10 кэВ данный эффект приводит к ухудшению пространственного разрешения детектора LiF до  $\sim 1$  мкм, рисунок 2.11б.

В рамках диссертационной работы был исследован вопрос зависимости пространственного разрешения от энергии рентгеновского излучения. Для этого был выполнен эксперимент с использованием синхротронного источника 3-го поколения Soleil (Париж, Франция). Постановка эксперимента описана в пункте 2.1.2. Измерения проводились с тестовой сеткой, помещенной перед детектором LiF, чтобы определить ее разрешающую способность как функцию энергии фотонов в диапазоне 5-12 кэВ. Пример LiF изображения и пропись интенсивности вдоль изображения сетки для энергии фотонов 10 кэВ показаны на рисунке 2.12.

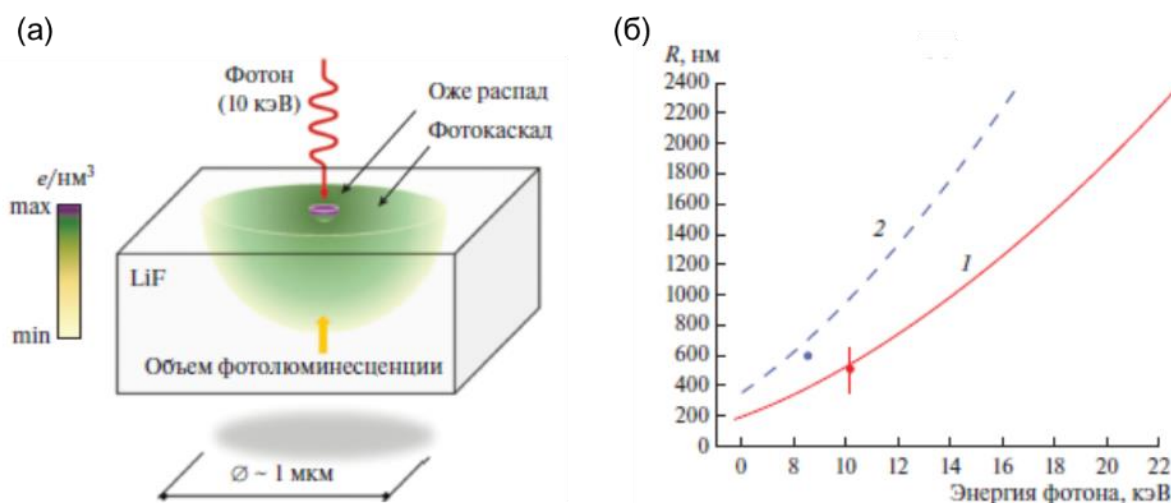


Рисунок 2.11 - Схематичное представление фотоэлектронного каскада в кристалле LiF, вызванного взаимодействием жесткого рентгеновского фотона с ионами фтора (а), и средний радиус вторичного фотоэлектронного облака (б), рассчитанный для LiF (1) и кристалла мочевины  $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$  (2) как функция энергии падающего фотона [57,64].

Стоит отметить, что в эксперименте наблюдается фазово-контрастное изображение тестовой сетки, а не абсорбционное, что затрудняет измерить истинное пространственное разрешение кристалла LiF. Разрешение по уровню сигнала ФЛ 10–90% (расстояние с 10% от минимального значения до 90% от максимального значения) измерялось по разным краям и направлениям изображения тестовой сетки. Всего разрешение было измерено в 10 точках. Этот процесс повторялся для пяти различных энергий фотонов, результаты показаны в таблице 1. Ошибки соответствуют стандартному отклонению 10 измерений, выполненных для каждой энергии. Хотя при разных энергиях видны небольшие различия, общей зависимости от энергии фотонов не наблюдается.



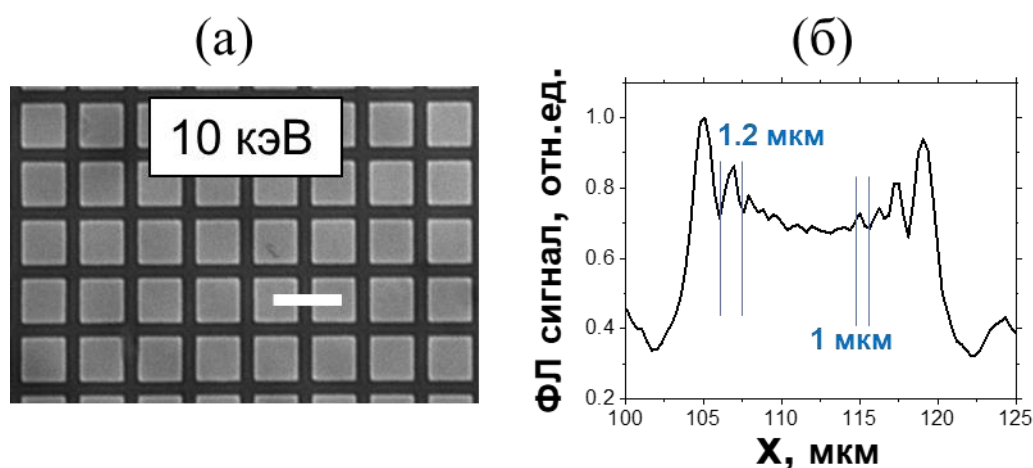


Рисунок 2.12 – (а) ФЛ изображение тестовой сетки, считанное с детектора LiF после его облучения фотонами энергий 10 кэВ синхротронным источником Soleil (б) Распределение интенсивности сигнала ФЛ вдоль белой прямой на рисунке (а).

Таблица 1 - Значения разрешения LiF по уровню ФЛ сигнала 10% –90%, измеренные с использованием тестовой сетки Au (1000 линий/дюйм) [80].

Энергия фотонов, кэВ	5	7	8.5	10	12
Разрешение, мкм	1.22±0.05	1.27±0.06	1.28±0.04	1.36±0.05	1.19±0.05

На рисунке 2.13 показаны результаты рентгенографии тестовой сетки фотонами РЛСЭ SACLA энергией 7 кэВ (постановка эксперимента описана в пункте 2.1.3). Как видно, разрешение в этом случае составило порядка 0.6 мкм.

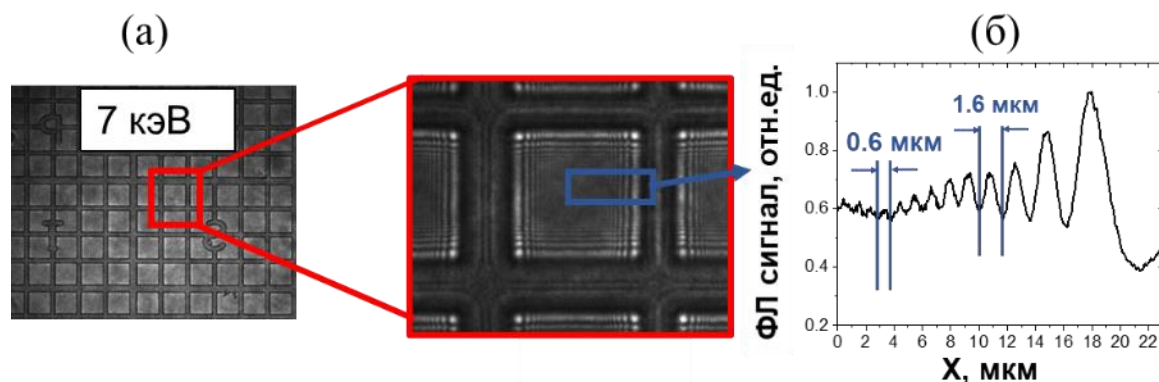


Рисунок 2.13 - (а) ФЛ изображение тестовой сетки (400 lpi), считанное с детектора LiF после его облучения пучком РЛСЭ SACLA с энергией фотонов 7 кэВ (б) Распределение интенсивности сигнала ФЛ внутри синей области на рисунке (а).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что явной зависимости разрешения LiF от энергии фотонов в диапазоне (5-12 кэВ) не наблюдается. Разрешение LiF может быть не хуже 0.6 мкм и масштабы замытия от облака вторичных фотоэлектронов менее этой величины.

### 2.3 Дифракционный метод определения параметров источников излучения в рентгеновском и оптическом диапазонах

Одним из методов восстановления волновых свойств источников излучения в рентгеновском и оптическом диапазонах является подход, основанный на исследовании дифракционной картины, полученной от таких источников [44]. Анализ картины, полученной на элементах тестовых объектов, например сетки известной геометрии, расположенных в различных участках пучка, позволяет определять спектральный состав и когерентность в соответствующих зонах [84,85]. Комбинация полученных данных дает пространственное распределение этих параметров по поперечному сечению пучка.

В рамках диссертационной работы было выполнено исследование влияния геометрии эксперимента на возможность определения волновых свойств излучения рентгеновского лазера. Основные результаты, описанные в данном разделе (пункты 2.3.1-2.3.2), опубликованы в работе [44]. Остановимся более подробно на параметрах, которые необходимо учитывать при постановке эксперимента по изучению пространственных характеристик пучка дифракционным методом. На рисунке 2.14 представлена типичная схема такого исследования. В зависимости от энергии излучения и апертуры пучка выбирается толщина проволоки и период тестовой сетки. Ключевым параметром в такой схеме является расстояние объект–детектор, при помощи которого можно варьировать размер наблюдаемой картины в плоскости регистрирующего устройства.



Рисунок 2.14 - Параметры, определяющие геометрию эксперимента по изучению волновых свойств рентгеновского излучения дифракционным методом [44].

Как правило размер исследуемого пучка на установках РЛСЭ достигает размера  $\sim 500\text{--}1000$  мкм (без режима фокусировки пучка). Для демонстрации влияния таких параметров как пространственное разрешение детектора, толщина и период сетки, расстояние объект–детектор, диаметр пучка, было выполнено моделирование прохождения рентгеновского излучения размером 500 мкм и энергией 120 эВ (10.3 нм) через медную проволочку размером 20 мкм. Результаты моделирования могут быть пропорционально перемасштабируемы при изменении энергии излучения.

### 2.3.1 Использование программного кода WavePropagator для расчета дифракционных фазово-контрастных картин

Для расчета распространения волнового фронта дифрагирующего излучения был использован открытый программный код WavePropagator (WPG) [86]. Данный программный пакет был разработан для пользователей существующих и новых установок РЛСЭ, а также синхротронных источников третьего поколения, чтобы облегчить конечным пользователям проектирование, оптимизацию и улучшение рентгеновской оптики. Пакет реализован на языке Python и использует библиотеку SRW (Synchrotron Radiation Workshop) (язык C/C++) [87] для моделирования распространения волнового фронта излучения.

Кратко рассмотрим математическое описание, используемое в Wavepropagator. Для малых углов излучения и наблюдения распространение поперечных составляющих электрического поля  $E_{\perp}$  в свободном пространстве от точки  $r_1$  до второй точки  $r_2$  можно описать согласно принципу Гюйгенса-Френеля как интеграл - путем интегрирования по плоскости  $Q$ , перпендикулярной оси пучка  $z$ .

$$E_{\perp}(r_2, \omega) \approx -\frac{i\omega}{2\pi c} \iint_{\Sigma_1} E_{\perp}(r_1, \omega) \frac{e^{-\frac{i\omega|r_2-r_1|}{c}}}{|r_2-r_1|} d\Sigma_1 \quad (2.9)$$

Волновое поле в плоскости наблюдения может быть записано более в общем виде как:

$$E_{\perp}(x_2, y_2, \omega) \approx \iint dx_1 dy_1 K(x_2, y_2, x_1, y_1, \omega) E_{\perp}(x_1, y_1, \omega) \quad (2.10)$$

где ядро  $K(x_2, y_2, x_1, y_1, \omega)$  определяется как:

$$K(x_2, y_2, x_1, y_1, \omega) \approx -\frac{ik}{2\pi z} e^{\frac{ik[(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2]}{2z}} \quad (2.11)$$

Распространение рентгеновского излучения через тестовые объекты может быть представлено в виде интеграла свертки двух функций (2.10). Полный фронт пучка может быть описан как набор пропагаторов, соответствующих отдельным оптическим компонентам, которые затем могут быть численно решены с помощью двумерного быстрого преобразования Фурье.

Тестовые объекты на пути распространения пучка могут быть описаны как тонкие оптические элементы т.е. линейные фильтры, которые меняют амплитуду волнового поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка  $z$ . Так ядро  $K(x_2, y_2, x_1, y_1, \omega)$  может быть представлено в виде:

$$K(x_2, y_2, x_1, y_1, \omega) = T(x_1, y_1, \omega) \delta(x_1 - x_2) \delta(y_1 - y_2) \quad (2.12)$$

, где  $T(x_1, y_1, \omega)$  – комплексная функция прохождения.

Таким образом, имеется возможность восстановить плоскость волнового фронта после прохождения излучением тестового объекта. Основные шаги по использованию кода

WavePropagator для расчета интенсивности дифрагирующего излучения в точке наблюдения/детектора схематично представлены на рисунке 2.15.



Рисунок 2.15 - Схема расчета дифрагирующего излучения при помощи среды WavePropagator.

### 2.3.2. Зависимость видности дифракционной картины от геометрии эксперимента

#### Зависимость от параметра расстояние «тестовый объект-детектор»

На рисунке 2.16(а-г) представлены расчетные профили дифракционной картины, наблюдаемой на расстояниях 10–40 мм от тестового объекта. Отчетливо видно, что с увеличением расстояния объект–детектор увеличивается размер наблюдаемых дифракционных полос. Пространственное разрешение используемого детектора накладывает ограничение на выбор данного расстояния при постановке эксперимента. Важно, чтобы размер зарегистрированных дифракционных полос был больше размера пикселя регистрирующего устройства. Так, например, при использовании рентгеновской пленки с пространственным разрешением 5 мкм оптимальным будет выбор расстояния объект–детектор 30 мм для нашего модельного случая, в то время как при использовании ПЗС матрицы (размер пикселя 25 мкм) необходимо выбирать расстояние не менее 40 мм.

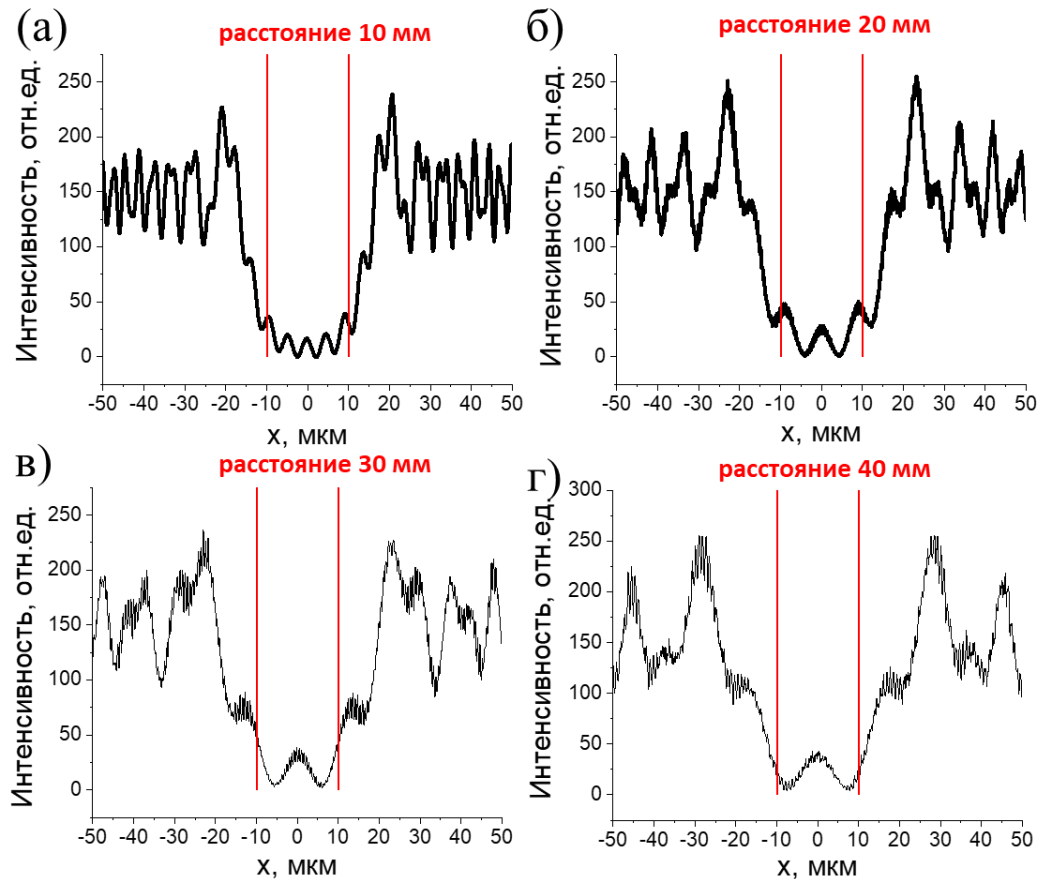


Рисунок 2.16 - Результаты моделирования дифракции рентгеновского излучения на тестовом объекте (проволочке) в зависимости от расстояния объект–детектор [44]: а) 10 мм б) 20 мм в) 30 мм г) 40 мм. Красными линиями обозначены границы проволочки шириной 20 мкм.

#### Зависимость от параметров тестового объекта

Следующим параметром, влияющим на геометрию эксперимента, является период сетки. Данная величина должна выбираться значительно больше размера ожидаемых дифракционных полос для того, чтобы максимумы от двух соседних элементов сетки не перекрывали друг друга. Согласно выполненному моделированию при расстоянии объект–детектор 30 мм характерный размер полос составляет 15 мкм, рисунок 2.16(в). Тогда можно сделать вывод о том, что период сетки должен быть не менее 100 мкм. Стоит отметить, что для определения когерентности в нескольких точках по плоскости пучка необходимо минимизировать период сетки. Так для рассматриваемого модельного случая с размером пучка в плоскости тестового объекта 500 мкм можно охарактеризовать когерентные свойства излучения в 3–4 точках (при использовании сетки с периодом 100 мкм).

#### Зависимость от спектрального состава излучения

Рассмотрим влияние наличия гармоник основного излучения в пучке на дифракционную картину, наблюдаемую на детекторе. На рисунке 2.17 представлен результат моделирования с

учетом второй гармоники ( $\lambda+\lambda/2$ ) для расстояния объект–детектор 30 мм. Видно, что период и амплитуда полос меняются по сравнению с аналогичным расчетом, где учитывалась только основная длина волны, рисунок 2.16(в). В картине появляются дополнительные максимумы. Следовательно, при выборе детектора, способном разрешить данные особенности, становится возможным восстановить спектральный состав исходного излучения.

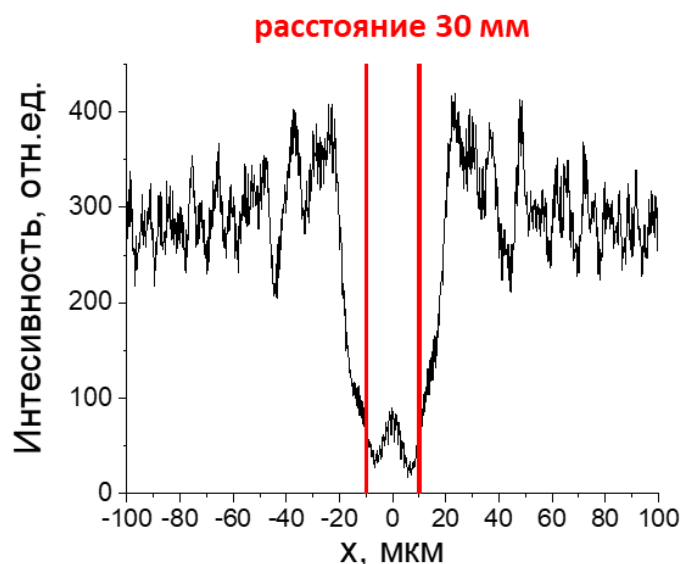


Рисунок 2.17 - Результаты моделирования дифракции рентгеновского излучения, представляющего сумму двух гармоник  $\lambda+\lambda/2$  для длины волны 10.3 нм (120 эВ) на тестовом объекте для расстояния объект–детектор 30 мм — случай, реализованный на рисунке 2.16(в) [44].

### 2.3.3 Исследование волновых свойств фемтосекундного оптического лазера интенсивностью $I=10^{18}$ Вт/см<sup>2</sup>, прошедшего через газопо-кластерную среду

В рамках диссертационного исследования вышеописанный дифракционный метод был апробирован для определения волновых свойств фемтосекундного лазерного излучения прошедшего через газопо-кластерную среду. Описанные в данном пункте результаты были опубликованы в работе [88].

Исследования взаимодействия высокоинтенсивных оптических лазеров с газопо-кластерными мишенями представляют большой интерес для многих физических приложений. Использование газопо-кластерных мишеней дает ряд определенных преимуществ в сравнении с твердотельными мишенями таких как: отсутствие осколков, высокая эффективность поглощения лазерной энергии субмикронными кластерами (вплоть до ~90%), быстрое восстановление исходных параметров мишени к каждому акту лазерного воздействия и др. Также кластерная среда обладает уникальными нелинейно-оптическими свойствами, которые приводят к филаментации фемтосекундного лазерного излучения [89], образованию плазменного канала

[90], самофокусировке лазерного излучения и генерации его гармоник [91,92]. Информация о процессах, происходящих в такой плазме, может быть использовано для оптимизации методов радиографии на основе использования излучения лазерной плазмы, а также для разработки фундаментальных физических теорий и моделей взаимодействия лазеров с кластерными мишенями.

Эксперимент проводился с использованием лазерной установки JLITE-X (Институт Фотоники Кансая, Япония) мощностью 10 ТВт. В данной установке в качестве среды накачки используется титан-сапфировый кристалл. Подробное описание устройства лазерного комплекса дано в работе [93]. В эксперименте установка генерировала лазерные импульсы с длиной волны 800 нм, длительностью 40 фс и энергией 160 мДж.

Для исследования волновых свойств фемтосекундного оптического излучения дифракционным методом использовался сфокусированный пучок лазера, рисунок 2.18. В области фокусировки лазерного излучения было установлено сверхзвуковое газовое сопло, обеспечивающая формирование газовой-кластерной среды. Кластеры образовывались путем впрыскивания сверхзвуковой струи смеси газов (90% He и 10% CO<sub>2</sub>). Геометрия сопла позволяла получать кластеры CO<sub>2</sub> больших размеров (до 1 мкм). Луч лазера фокусировался примерно на 1.5 мм выше выходного отверстия сопла. В качестве тестового объекта была выбрана периодическая медная сетка толщиной 200 мкм с ячейками в форме шестиугольника, установленная на расстоянии 5 мм от детектора LiF для формирования дифракционной картины.

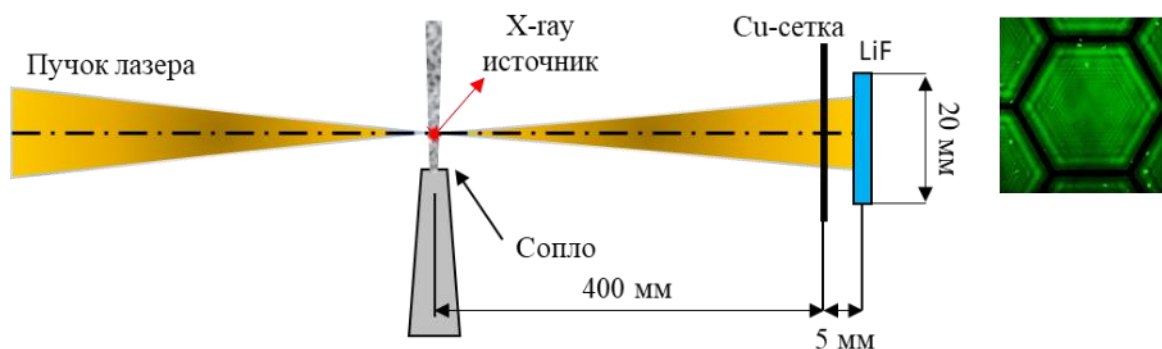


Рисунок 2.18 - Схема эксперимента по исследованию волновых свойств фемтосекундного лазерного излучения на установке JLITE-X [88]: облучение сетки расфокусированным пучком, прошедшим через кластерную среду. Справа показан пример рентгенографического изображения тестовой сетки, зарегистрированного на детектор LiF.

Следует отметить, что ожидаемая полная ширина на уровне половинной амплитуды лазерного луча (*англ. FWHM - full width at half maximum*) в плоскости детектора составляла 8 мм, что меньше размера кристалла (20 мм). Таким образом обеспечивалась возможность регистрации распределение интенсивности лазерного излучения по всей области пучка в плоскости детектора

LiF. Сигнал фотолюминесценции (ФЛ) облученного кристалла LiF был проанализирован с использованием лазерного сканирующего конфокального микроскопа.

Оценка вклада лазерно-плазменного рентгеновского источника в наблюдаемый сигнал

При распространении лазерного излучения через газовой-кластерную среду, рисунок 2.18(в), образовался лазерно-плазменный источник рентгеновского излучения, который давал вклад в ФЛ сигнал на детекторе LiF. Для выявления волновых свойств исследуемого лазерного пучка необходимо сделать оценку на величину вклада в ФЛ сигнал от рентгеновского излучения.

Радиографическое изображение тестовой сетки, считанное с детектора LiF показано на рисунке 2.19. Для получения распределения интенсивности лазерного луча в плоскости перпендикулярной оси его распространения были считаны последовательно 17 кадров вдоль направления Y (рисунок 2.19а) с увеличением объектива микроскопа  $\times 40$ . Наилучшее экспериментальное дифракционное изображение проволоки наблюдалось для кадра №8, который соответствует центральной области лазерного луча, в то время как для кадра № 1 дифракционная картина полностью отсутствует, рисунок 2.19(б,в). Чтобы удостовериться в том, что ФЛ сигнал на кадре 1 обусловлен только вкладом излучения рентгеновского лазерно-плазменного источника, была смоделирована дифракционная картина от тестовой сетки, образующаяся в плоскости детектора LiF при прохождении через неё лазерного излучения с длиной волны 800 нм (с помощью кода *WavePropagator*).

Сравнение модельного и экспериментальных (для кадров №1,8) профилей интенсивностей представлены на рисунке 2.20. Видно, что амплитуда минимума рассчитанного профиля (красный) соответствует максимальному значению интенсивности в кадре №1. Этот факт подтверждает, что для данного кадра абсорбционное изображение формируется только за счет рентгеновского излучения кластерной плазмы. Суммарный вклад в ФЛ сигнал от такого источника составляет  $\sim 80\%$  для центральной области пучка.

Таким образом, для характеристики свойств лазерного луча необходимо вычесть вклад в ФЛ сигнал от рентгеновского излучения.



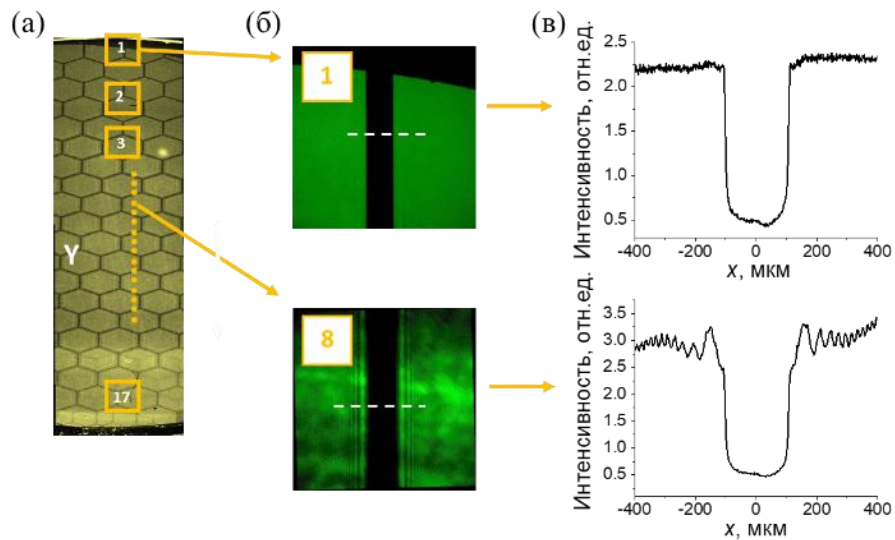


Рисунок 2.19 - (а) Радиографическое изображение гексагональной тестовой медной сетки, считанное с детектора LiF с увеличением объектива  $\times 10$  [88]; (б) увеличенные области изображения (а), считанные объективом  $\times 40$ ; (в) профили распределения интенсивности, измеренные вдоль белой прерывистой линии на кадрах 1 и 8.

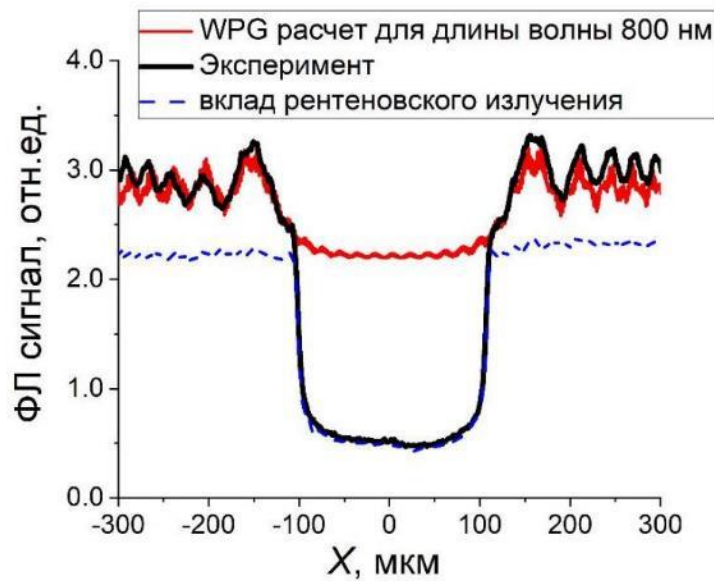


Рисунок 2.20 – Сравнение прописей интенсивности ФЛ, снятых на одних и тех же участках экспериментального и расчетного изображений для кадров №1 и №8 на рисунке 2.19б.

#### Оценка вклада второй гармоники основного лазерного излучения

Рассмотрим возможности дифракционного метода с использованием детектора LiF для выявления спектральных свойств лазерного излучения. Для анализа дифракционной картины, образовавшейся за тестовой сеткой в эксперименте с использованием газового сопла, был выбран кадр, соответствующий центральной области лазерного пучка (кадр №8 на рисунке 2.19). Смоделированное распределение интенсивности в дифракционных картинах с разным

соотношением вклада основной  $\omega$  и второй  $2\omega$  гармоник представлены на рисунке 2.21(красные кривые).

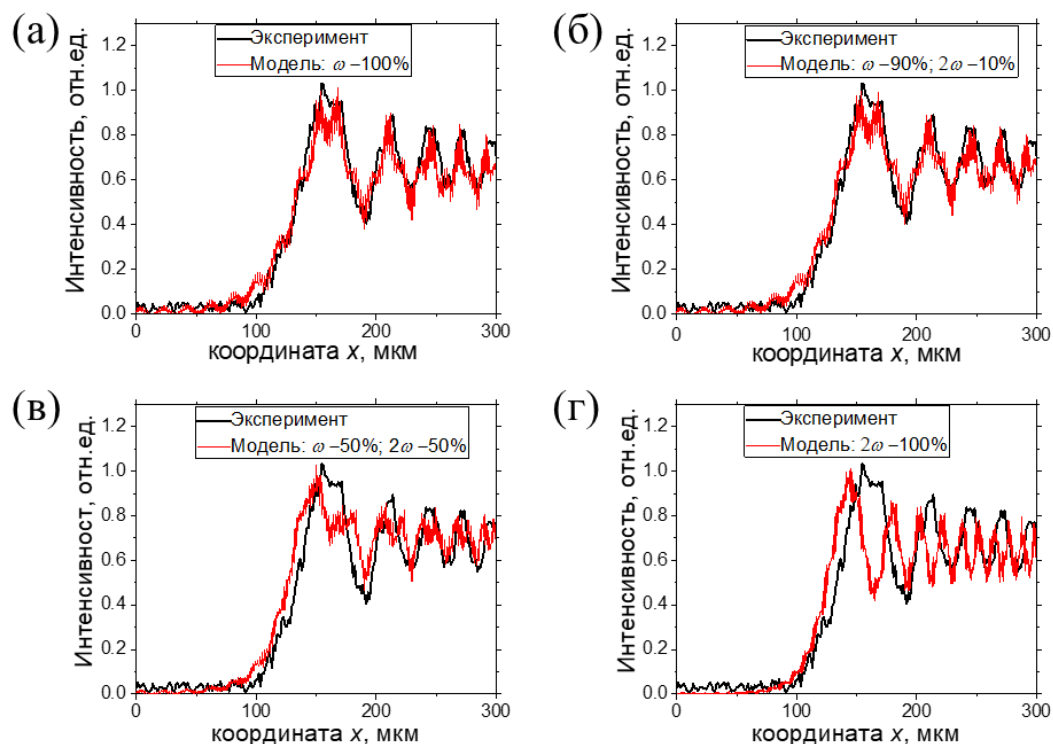


Рисунок 2.21 - Сравнение экспериментальной дифракционной картины с расчетной. Моделирование проводилось для разного вклада гармоник  $\omega$  и  $2\omega$ : (а)  $\omega$  —100%: лазерный луч состоит только из основной длины волны; б)  $\omega$  —90%,  $2\omega$  —10%; (в)  $\omega$  —50%,  $2\omega$  —50%; (г)  $2\omega$  —100%: вклад второй гармоники составляет 100%.

В общем случае особенности в распределении дифракционной картины (период, контраст, структура полос) позволяют определять спектральный состав излучения дифрагирующего излучения. Как видно из моделирования, на рисунке 2.21(а – г) такие особенности начинают проявляться, когда вклад второй гармоники (ВГ) является определяющим [см. рисунок 2.21(в, г)] для нашей экспериментальной геометрии. Видно, что периоды дифракционных картин и их интенсивности хорошо совпадают с экспериментальными для случаев моделирования, когда вклад второй гармоники был менее 10%, рисунок 2.21(а, б). Следует отметить, что в работе [94] генерация ВГ в кластерной плазме при тех же условиях эксперимента ( $I = 10^{17} - 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) была выявлена путем анализа формы излучаемых спектральных линий. Конверсия лазерного луча в  $2\omega$ -гармонику составила ~2%.

## 2.4 Диагностика системы фокусировки пучка Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах

С тех пор как РЛСЭ начали работать, традиционно применяется множество оперативных и автономных методов по контролю волновых параметров пучка [73–75,95–98]. Существуют различные подходы к характеристике волнового фронта рентгеновского излучения на РЛСЭ, включая датчики Шака – Гартмана [99], абляционный импринтинг [75,100,101], эксперимент Юнга с двумя щелями [102], решеточную интерферометрию [73,103–105], Талбо-Лау интерферометрию [106], дифракцию от аэрозолей [107], спекл-анализ когерентного рассеяния [108] и птихография [77,98]. Многие из этих методов имеют недостатки, такие как ограниченное поле зрения, ограниченный диапазон энергии рентгеновского излучения или чрезмерно высокая стоимость и сложность реализации в условиях эксперимента.

Методы диагностики волновых свойств пучка можно разделить на два класса: непрямые «вне фокуса» (диагностика производится далеко от области фокусировки пучка) и прямые «в фокусе» (диагностика параметров в области фокусировки). В настоящее время РЛСЭ демонстрируют значительные колебания спектра и распределения интенсивности от импульса к импульсу, поэтому чрезвычайно важным является развитие методов с возможностью одноимпульсного измерения волновых свойств. Диагностика высокоинтенсивных рентгеновских пучков часто ограничивается пространственным разрешением используемого детектора.

Благодаря уникальным метрологическим свойствам детектора LiF его использование является перспективным для регистрации и контроля распределения интенсивности внутри высокоинтенсивных пучков РЛСЭ, в частности, для целей рентгенографии с расходящимся зондирующим излучением. Типичная схема такого подхода показана на рисунке 2.22. Рентгеновский пучок РЛСЭ фокусируется в точку несколько сотен нм или несколько мкм с помощью преломляющих линз (например, реализовано на Европейском РЛСЭ станция HED - Германия и РЛСЭ SLAC станции MEC - США) или зеркал Киркпатрика-Баеза (реализовано на РЛСЭ SACLA). Расходящийся пучок используется для зондирования исследуемого объекта, находящимся на некотором расстоянии. Для правильной интерпретации получаемых данных с помощью вышеописанной схемы стоит задача по получению информации о распределении интенсивности внутри сфокусированного пучка суб/микронного размера в области перетяжки.

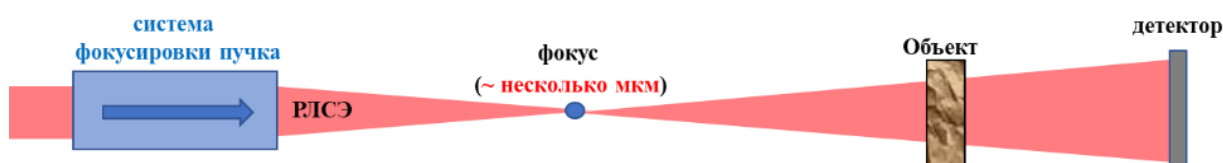


Рисунок 2.22 – Типичная схема рентгенографии с расходящимся пучком РЛСЭ.

В данном разделе описаны результаты применения методики прямого прецизионного измерения каустики и распределения интенсивности в сфокусированном пучке РЛСЭ при использовании детектора LiF. Измерения были выполнены на станции по физике высоких плотностей энергии HED Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах.

Рентгеновский пучок на станции HED ЕРЛСЭ фокусируется при помощи системы составных преломляющих линз (анг. Compound Refractive Lens - CRL) [109]. Основными элементами используемых CRL являются бериллиевые линзы. На рисунке 2.23 показана схема оптической системы транспортировки пучка ЕРЛСЭ от ондулятора до экспериментальной станции HED. В нее входит несколько блоков рефракционных бериллиевых линз (CRL1-4), монохроматор, система смещающих и коллимирующих зеркал.

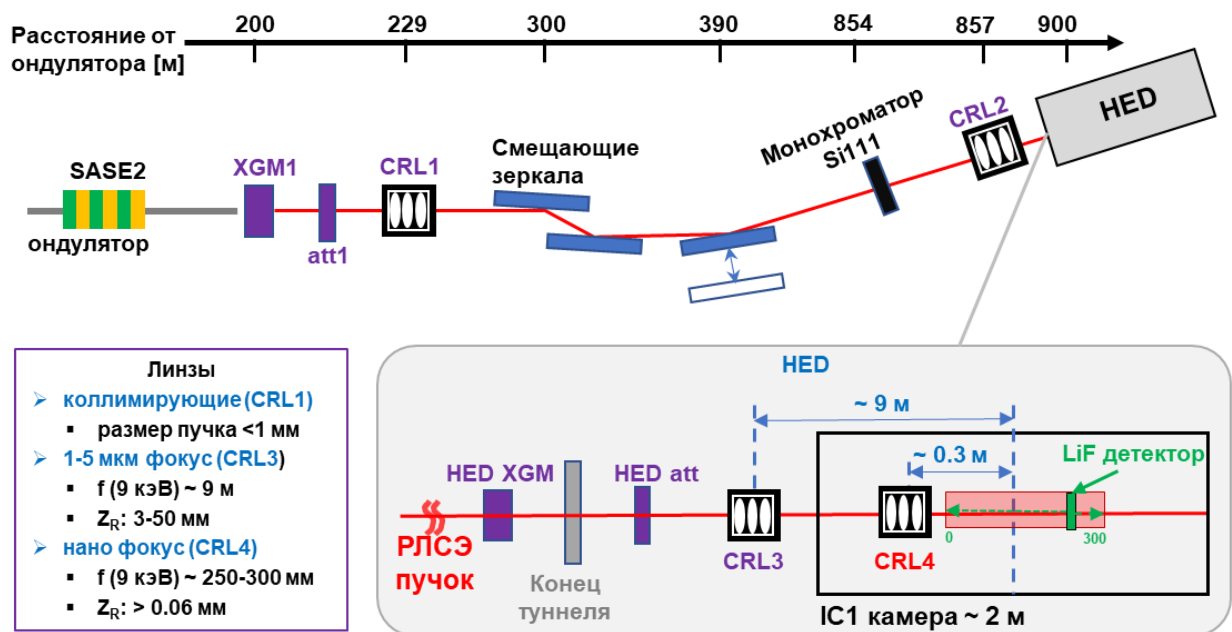


Рисунок 2.23 – Схематическое изображение транспортировки рентгеновского пучка от ондулятора SASE2 к экспериментальной камере на станции HED, а также параметры набора бериллиевых линз CRL 1, 3 и 4. Отдельно выделена в серую рамку схема экспериментальной камеры IC1, в которой располагался детектор LiF при проведении экспериментов в рамках диссертационной работы.

#### 2.4.1 Постановка эксперимента и методика измерений

Для исследования профиля интенсивности пучков РЛСЭ предлагается методика измерения с использованием детектора LiF. Технически, методика основывается на регистрации профиля пучка РЛСЭ вдоль оси его распространения детектором LiF, непосредственно установленном на пути следования излучения (см., например, рисунок 2.23), и дальнейшей обработке полученных изображений. Измерения могут быть выполнены в несколько шагов:

- Запись профиля пучка РЛСЭ на детектор LiF. Для выбора фильтров перед проведением облучения рассчитывается ожидаемая радиационная нагрузка на кристалл согласно ожидаемой энергетике пучка и его размера в области перетяжки. Далее кристалл устанавливается на моторизованный держатель внутри экспериментальной камеры с возможностью перемещения в трех направлениях XYZ. Перемещая детектор вдоль оси распространения рентгеновского пучка (ось Z), распределение интенсивности пятна регистрируется в плоскостях XY перпендикулярных оси Z.

- Считывание сигнала конфокальным микроскопом. Экспонированный кристалл LiF достается из экспериментальной камеры, после чего производится считывание сигнала в конфокальном режиме с тонкого слоя ( $z \sim 1$  мкм), чтобы уменьшить замытие изображения из-за ФЛ нижележащих слоев, как это обсуждалось ранее.

- Анализ полученного ФЛ сигнала. После считывания сигнала с детектора наблюдается двумерное изображение пучка в градациях серого. Для получения двумерного изображения пучка в значениях интенсивности/дозы зарегистрированный фотолюминесцентный (ФЛ) сигнал может быть пересчитан (после применения функции отклика LiF) с помощью разработанного алгоритма, подробно описанного в работе [110].

Для апробации методики в рамках пусконаладочных работ на вводимой в строй станции физики высоких плотностей энергий (НЭД, ЕРЛСЭ) была произведена диагностика качества фокусировки жесткого рентгеновского излучения. Исследовались два блока рефракционных Ве линз: длиннофокусные (CRL3) и короткофокусные (CRL4). Схема эксперимента представлена на рисунке 2.23.

В рамках первого пользовательского эксперимента исследовалось качество фокусировки рентгеновского пучка с размером пятна в несколько микрометров. Рентгеновский пучок размером  $\sim 1$  мм и энергией 9 кэВ фокусировался блоком длиннофокусных Ве-линз ( $f = 10.21$  м) в пятно с расчетным размером  $d = 2.5$  мкм.

В рамках второго эксперимента исследовалось качество фокусировки рентгеновского пучка с субмикронным размером пятна. Пучок размером  $\sim 1$  мм и энергией 9 кэВ фокусировался блоком короткофокусных Ве линз ( $f = 300$  мм) в пятно с расчетным размером  $d = 0.1$  мкм.

В данных экспериментах кристалл фторида лития использовался в качестве детектора для исследования каустики сфокусированного пучка. В эксперименте использовались круглые кристаллы LiF диаметром 20 мм и толщиной 2 мм, которые устанавливались на моторизованном держателе с возможностью передвижения по трем направлениям - XYZ. Распределение интенсивности сфокусированного рентгеновского излучения было измерено для последовательности плоскостей XY (перпендикулярных оси распространения пучка) вблизи области перетяжки, рисунок 2.23 (экспериментальная камера IC1). Для этого кристалл LiF

перемещался вдоль оси  $Z$  (направление распространения пучка). Считывание сигнала с детектора LiF было выполнено с помощью лазерного сканирующего конфокального микроскопа (фирмы Carl Zeiss LSM700).

#### **2.4.2 Измерение профиля сфокусированного пучка рефракционной длиннофокусной линзой с микронным размером перетяжки**

На рисунке 2.24 показано зарегистрированное изображение пучка детектором LiF после прохождения первого блока коллимирующих берилевых линз CRL1 и системы коллимирующих зеркал (схема системы транспортировки пучка представлена на рисунке 2.23). Применяя найденную ранее функцию отклика (в пункте 2.2.1) детектора LiF к зарегистрированному ФЛ сигналу, было получено, что  $\sim 98\%$  энергии излучения находится в области  $1.6 \times 0.2 \text{ мм}^2$ , рисунок 2.24а. Считывание сигнала с поверхности детектора LiF в более широком поле зрения и цифровым увеличением контраста позволило зарегистрировать наличие дифракционных максимумов в продольном направлении пучка. Таким образом, полный размер пучка с дифракционной картиной составляет 7.1 мм в продольном направлении и ограничен апертурой коллимирующих зеркал, рисунок 2.24б. При считывании сигнала с детектора LiF с большим увеличением (объектив X20) удалось различить еще одну дифракционную картину с микронным периодом, рисунок 2.24в.

Высокая чувствительность, большой динамический диапазон и микронное пространственное разрешение детектора LiF позволяет измерять не только высокоинтенсивную часть пучка РЛСЭ, но также возможные дифракционные картины, образовавшиеся при прохождении блоков рефракционных линз, коллимирующих зеркал и их апертур. Таким образом, использование детектора LiF на установках РЛСЭ позволяет контролировать выравнивание оси пучка на зеркалах фокусирующей системы, а также исследовать спектральный состав излучения по дифракционным картинам, как это было показано в пункте 2.3.

После коллимации первым блоком линз CRL1 пучок фокусировался рефракционными Веллинзами CRL3. Пример зарегистрированных на детектор LiF проекций пучка, прошедшего через блок рефракционных длиннофокусных Ве – линз (CRL3), представлен на рисунке 2.25а. В последовательности ФЛ изображений можно выделить несколько важных особенностей: (1) пучок состоит из 3-х пятен; (2) в точке предполагаемого фокуса  $z=0$  интенсивность в пучке максимальная, что приводит к абляции кристалла в одном из пятен; (3) по мере удаления от точки  $z = 0$  мм пятна начинают сходиться. Минимальное расстояние между пятнами было зарегистрировано для положения  $z = +150$  мм; (4) наблюдается сильный астигматизм сфокусированного пучка.

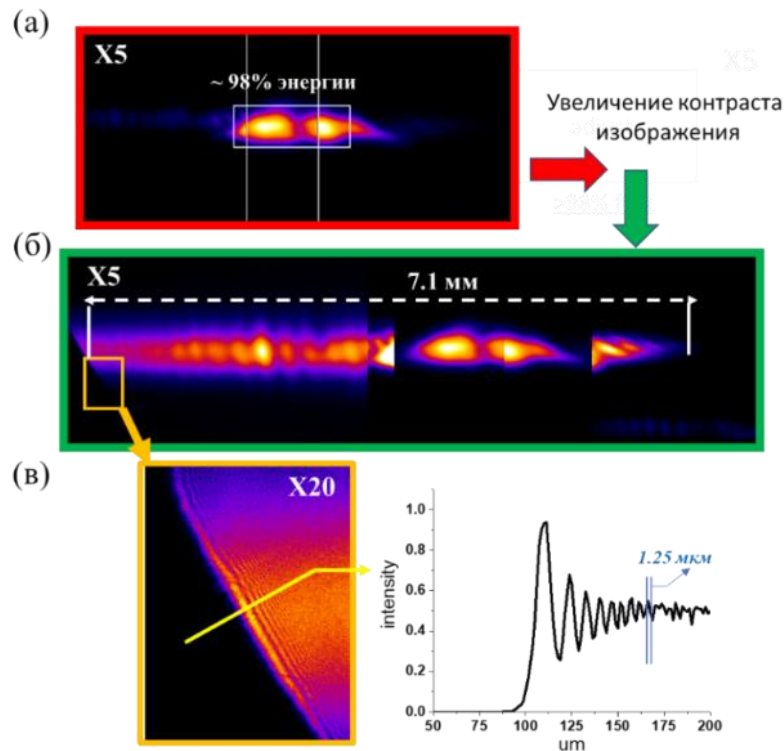


Рисунок 2.24 – (а) изображение пучка ЕРЛСЭ, прошедшего через оптическую систему коллимирующих зеркал, зарегистрированное на детектор LiF при считывании конфокальным микроскопом с увеличением  $\times 5$ . (б) (в) увеличенная часть области засветки на краю апертуры зеркала - объектив микроскопа  $\times 20$ .

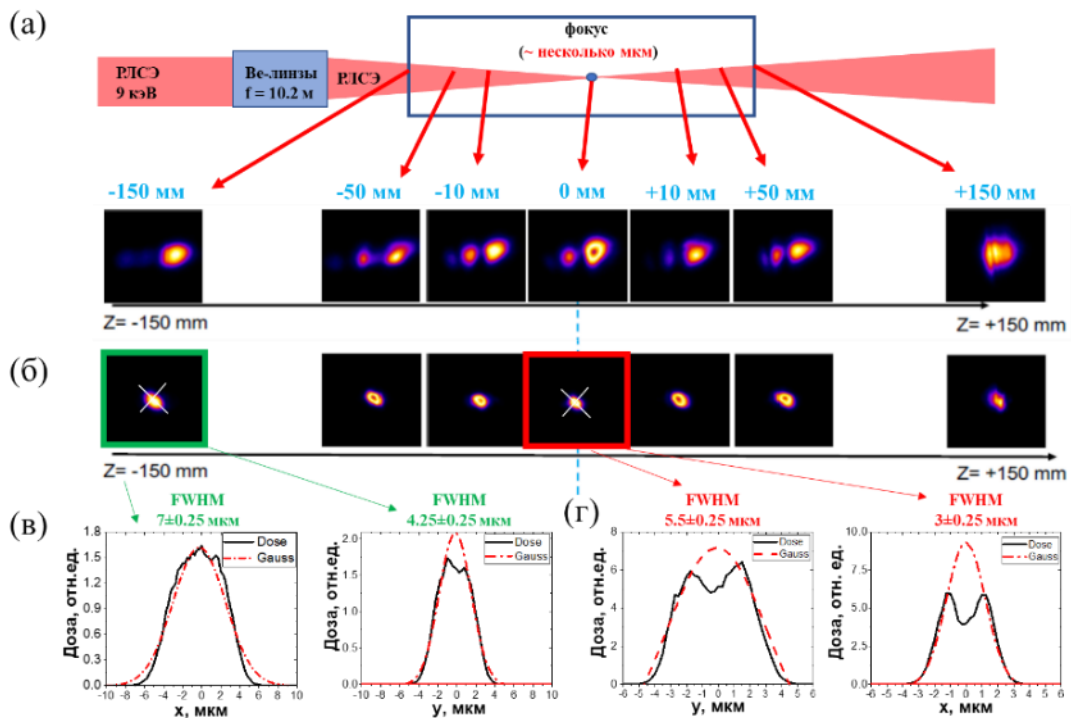


Рисунок 2.25 – Пример изображений каустики пучка ЕРЛСЭ, сфокусированного длинофокусной линзой CRL3, зарегистрированной детектором LiF: (а) проявление сильного астигматизма (б) более качественная фокусировка, минимизирующая астигматизм. Пространственные профили распределения дозы внутри сфокусированного пучка на расстоянии  $z = -150$  мм (в) и  $z = 0$  мм (г).

На рисунке 2.25б представлена последовательность ФЛ изображений проекций сфокусированного пучка после подстройки системы транспортировки (коллимирующих и смещающих зеркал, а также центральной оси блока Ве-линз). Видно, что пучок обладает меньшим астигматизмом в сравнении с предыдущим случаем, показанным на рисунке 2.25а. В точке наилучшей фокусировки  $z = 0$  интенсивность излучения была максимальной, что привело к началу абляции кристалла в центральной области пучка, рисунок 2.25б ( $z = 0$ ). Предполагая гауссово распределение интенсивности внутри пучка, был восстановлен его профиль, рисунок 2.25г. Ширина пучка в области перетяжки составляет  $5.5 \pm 0.25$  мкм и  $3 \pm 0.25$  мкм в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно. Для примера на рисунке 2.25в показаны дозовые распределения внутри пучка, где интенсивности рентгеновского излучения не хватило для абляции кристалла LiF –  $z = -150$  мм. В данном случае зарегистрированный размер пучка составил  $7.0 \pm 0.25$  мкм и  $4.25 \pm 0.25$  мкм в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно.

#### **2.4.3 Измерение профиля сфокусированного пучка рефракционной короткофокусной линзой с субмикронным размером перетяжки**

Для некоторых экспериментальных радиографических приложений рентгеновский пучок должен быть сфокусирован до нескольких десятков нанометров. Например, этот подход позволяет исследовать распространение ударной волны в твердом веществе, как это было выполнено в недавней работе [51] на Linac Coherent Light Source (LCLS) XFEL.

На рис. 2.26 показано распределение интенсивности сфокусированного рентгеновского излучения, измеренное LiF-детектором в последовательности плоскостей вблизи ожидаемой фокальной точки. Как видно на ФЛ изображениях, рентгеновский пучок фокусируется в точку  $Z = 0$  мм, а затем расходится. Благодаря высокой чувствительности и большому динамическому диапазону LiF-детектора удалось без аттенуации измерить как профиль интенсивности всего пучка в очень далеком от фокуса положении, так и в области перетяжки, где сигнал возрастает на несколько порядков. Минимальный размер пятна  $w_0 = 600$  нм был измерен в положении  $Z = 0$  мм. Это значение значительно больше теоретического ( $d \sim 100$  нм), что может быть связано с замытием сигнала от каскада вторичных фотоэлектронов, как это обсуждось в пункте 2.2.3 настоящей работы.



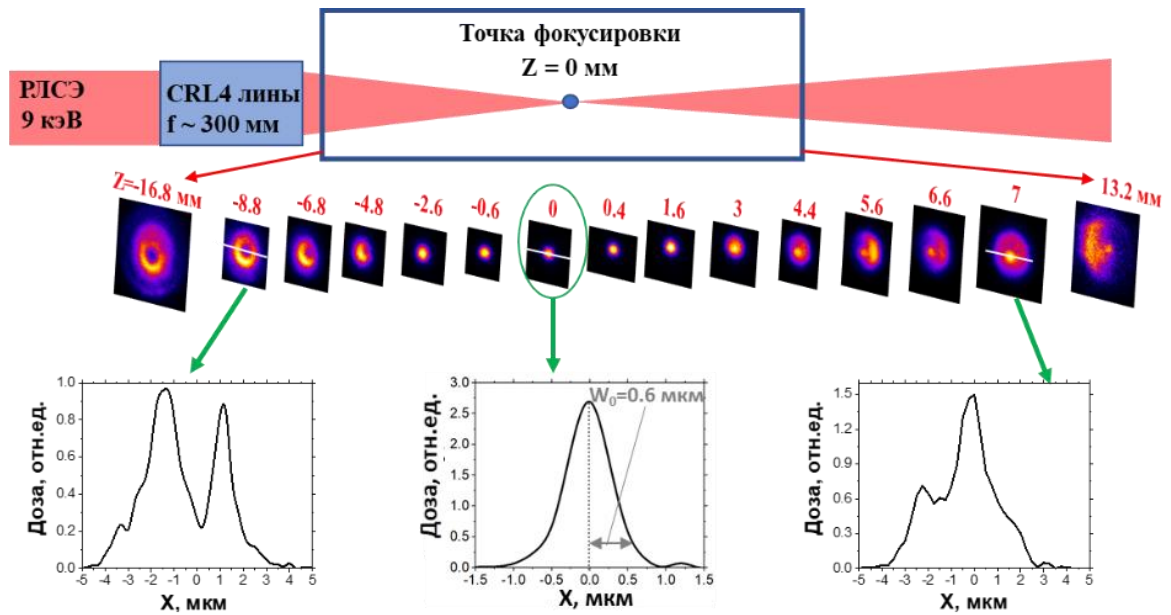


Рисунок 2.26 – Схематическое изображение измерений распределения интенсивности пучка РЛСЭ вблизи положения фокуса и последовательность изображений ФЛ, полученных за один импульс РЛСЭ на поверхности детектора LiF в разных плоскостях..

Стоит обратить внимание на распределение интенсивности в поперечных сечениях сфокусированного пучка. Наблюдается интересная эволюция пространственного профиля пучка по мере его распространения. На рисунке 2.26 виден устойчивый провал в центральной части распределения интенсивности пучка перед фокусом ( $z < 0$ ), который инвертируется в всплеск интенсивности в той же области после фокальной плоскости ( $z > 0$ ). Это указывает на то, что бериллиевые линзы как элементы блока CRL4 имеют дефекты. Такая структура распределения пучка могла появиться из-за отклонения преломляющей поверхности линзы от идеальной параболической формы, как это было рассмотрено в работах [111,112].

Для оценки реального размера пятна в фокальной плоскости мы сравнили гауссов профиль, который соответствует форме экспериментальных каустик, наблюдаемых вне фокальной области, рисунок 2.26. Трехмерный пространственный профиль сфокусированного пучка ограничен поверхностью каустики. Каустика гауссова пучка после фокусировки идеальной оптической системой представляет собой гиперболическую поверхность. Угол между асимптотами гиперболы задаёт расхожимость луча. Диаметр пучка определяет положение и размер фокуса. Распределение излучения в сечении каустики хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Следуя теории сфокусированных гауссовских лучей, размер пучка  $2w_z$  на расстоянии  $z$  от фокальной плоскости можно рассчитать с помощью уравнения [113]:

$$w_z = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda M^2}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (2.13)$$

, где  $w_0$  – размер пучка в фокальной плоскости,  $\lambda$  - длина волны фотонов,  $M^2$ - параметр качества пучка.

Расчет каустики был выполнен с использованием уравнения (2.13). На рис. 2.27 показана зависимость размера пятна  $w(z)$ , измеренного на изображениях LiF (рис. 2.26), от положения  $Z$  вдоль оси распространения рентгеновского излучения (черные точки). При расчетах варьировались радиус перетяжки и параметр качества пучка  $M^2$ . Учитывая наименьший размер пучка, измеренный на изображении LiF, была рассчитана каустика гауссова пучка для параметров  $w_0 = 0.6$  мкм и  $M^2=1$ . Как видно из рис. 2.27, в этом случае соответствующая кривая (синяя) полностью выходит за пределы экспериментальных точек, за исключением области перетяжки. Однако с учетом погрешностей размер пятна в фокальной плоскости может соответствовать значению  $w_0 = 0.3$  мкм. Расходимость пучка рассчитывалась в предположении, что размер фокального пятна  $w_0$  находится в диапазоне  $0.3 - 0.6$  мкм, а параметр  $M^2 = 1 - 4$ . Было обнаружено наилучшее совпадение экспериментальных данных для параметров  $w_0 = 0.35$  мкм и  $M^2 = 3$  (зеленая кривая на рисунке 2.27). Таким образом, можно предположить, что реальный размер пучка в положении  $Z = 0$  составлял  $w_0 = 0.35$  мкм, что соответствует размеру пучка на полной ширине на полувысоте  $\text{FWHM} = 0.41$  мкм ( $2w_0 = 1.699 \cdot \text{FWHM}$ ).

В результате проведенной диагностики для короткофокусной линзы CRL4 было определено: а) точное положение точки фокусировки пучка, б) дана оценка на размер пучка в области перетяжки, в) установлено, что форма каустики также асимметрична относительно точки наилучшего фокуса.

Таким образом, детектор LiF может использоваться для диагностики качества пучка перед проведением рентгенографии и более точно подстраивать систему транспортировки рентгеновского излучения для равномерного распределения интенсивности внутри пучка.

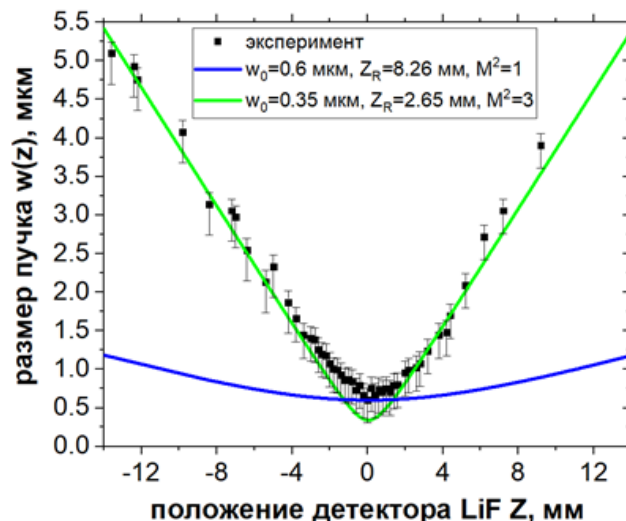


Рисунок 2.27 – Сравнение экспериментального размера пятна  $w(z)$  для набора линз CRL4, измеренного на изображениях LiF, с каустикой, рассчитанной для разных параметров  $w_0$  и  $M^2$ .

## 2.5 Заключение к Главе 2

В главе 2 определены основные метрологические характеристики кристалла LiF как детектора рентгеновского излучения в широком диапазоне поглощенных доз и интенсивностей моноэнергетических синхротронных пучков:

- порог чувствительности составляет величину  $\sim 20$  мДж/см<sup>3</sup> при считывании конфокальным микроскопом с длиной волны лазера накачки  $\lambda = 488$  нм.
- порог абляции детектора LiF при воздействии пучков РЛСЭ энергией 9 кэВ составляет величину  $4 \pm 0.4$  кДж/см<sup>3</sup>/импульс.
- динамический диапазон не менее  $10^7$  для низкой мощности дозы (традиционные синхротроны) и  $\sim 2 \cdot 10^5$  для пучков РЛСЭ, если достигается порог абляции.
- функция отклика не зависит от энергии падающих фотонов, а определяется только величиной поглощенной дозы и может быть представлена в виде показательной функции (с показателем  $n=0.75+\Delta n$ ).
- пространственное разрешение для мягкого рентгеновского излучения ограничено разрешением считывающей системы. Для жесткого рентгеновского излучения не было найдено зависимости разрешения от энергии фотонов в диапазоне 5-12 кэВ. Наилучшее значение составило 0.6 мкм.

Также детектор LiF был использован для определения параметров сверхинтенсивных рентгеновских источников для реализации когерентной фазово-контрастной радиографии лазерной плазмы. Предложена и апробирована методика определения волновых свойств высокоинтенсивных рентгеновских/оптических источников на основе анализа дифракционных картин тестовых объектов, зарегистрированных с суб/микронным пространственным разрешением на детекторе LiF. Предложена и апробирована методика прямого прецизионного измерения каустики и распределения интенсивности с субмикронной точностью в пучке РЛСЭ, сфокусированного вплоть до нескольких сотен нанометров.

Все вышеописанные результаты позволяют расширить применение детектора LiF для диагностики высокоинтенсивных рентгеновских пучков, а также в радиографических экспериментах по ФВПЭ с использованием пучков РЛСЭ.

### Глава 3 Фазово-контрастная рентгеновская радиография с субмикронным разрешением развития неустойчивостей Релея-Тейлора в лазерно-индуцированной плазме

#### 3.1 Метод фазово-контрастной рентгеновской радиографии для целей экспериментов по физике высоких плотностей энергии

Эффект фазового контраста (ФК) позволяет значительно увеличить информативность радиографических изображений малоконтрастных объектов. Проявление этого явления на изображении определяется фазовым сдвигом рентгеновских фотонов, отклоненных из области более высокой плотности в область более низкой плотности. В оптимальных условиях это проявляется на изображении в виде характерных черно-белых дифракционных полос. Схематично проявление фазового контраста представлено на рисунке 3.1. Проходящие через объект рентгеновские лучи частично поглощаются и на неоднородностях по плотности преломляются. Поскольку луч когерентен, то проявляется интерференция. В результате на детекторе наблюдается изображение, которое содержит смесь поглощения (чувствительного к плотности) и фазового контраста (чувствительного к изменению плотности).

На качество фазово-контрастной картины (ФЗК) влияет:

- когерентность и энергия рентгеновского излучения.
- геометрия рентгенографической платформы (расстояние от объекта до детектора).
- чувствительность и пространственное разрешение используемого детектора.
- градиенты плотности материала внутри исследуемого объекта.

На рисунке 3.2 в качестве примера представлены результаты моделирования распространения пучка РЛСЭ энергией 7 кэВ через тестовый объект в виде сферы, заполненной пеной СН, с плотностью 20-150 г/см<sup>3</sup> на расстоянии R = 100 мм и 500 мм от объекта (расчеты выполнены кодом WavePropogator, пункт 2.3.1). Видно, что самый высокий контраст  $I = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) \cdot 100\% = 66.7\%$  достигается на расстоянии R = 500 мм от объекта с плотностью 150 мг/см<sup>3</sup>, однако первый дифракционный максимум имеет наибольшую ширину, что будет ухудшать итоговое пространственное разрешение в рентгенографическом методе. Таким образом, перед проведением рентгенографии необходимо найти оптимальное расстояние, с одной стороны, для наблюдения ФК, а с другой - чтобы он не замывал итоговое изображение.

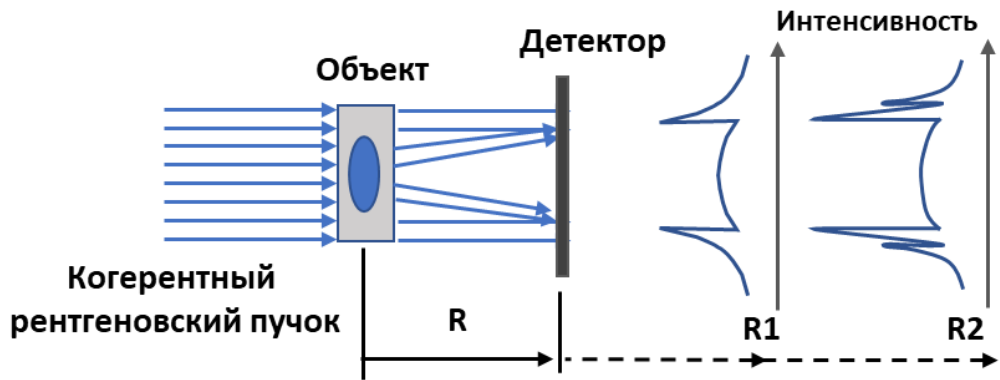


Рисунок 3.1 – Схематичное представление проявления эффекта фазового-контраста при прохождении когерентного рентгеновского излучения через малококонтрастный объект.

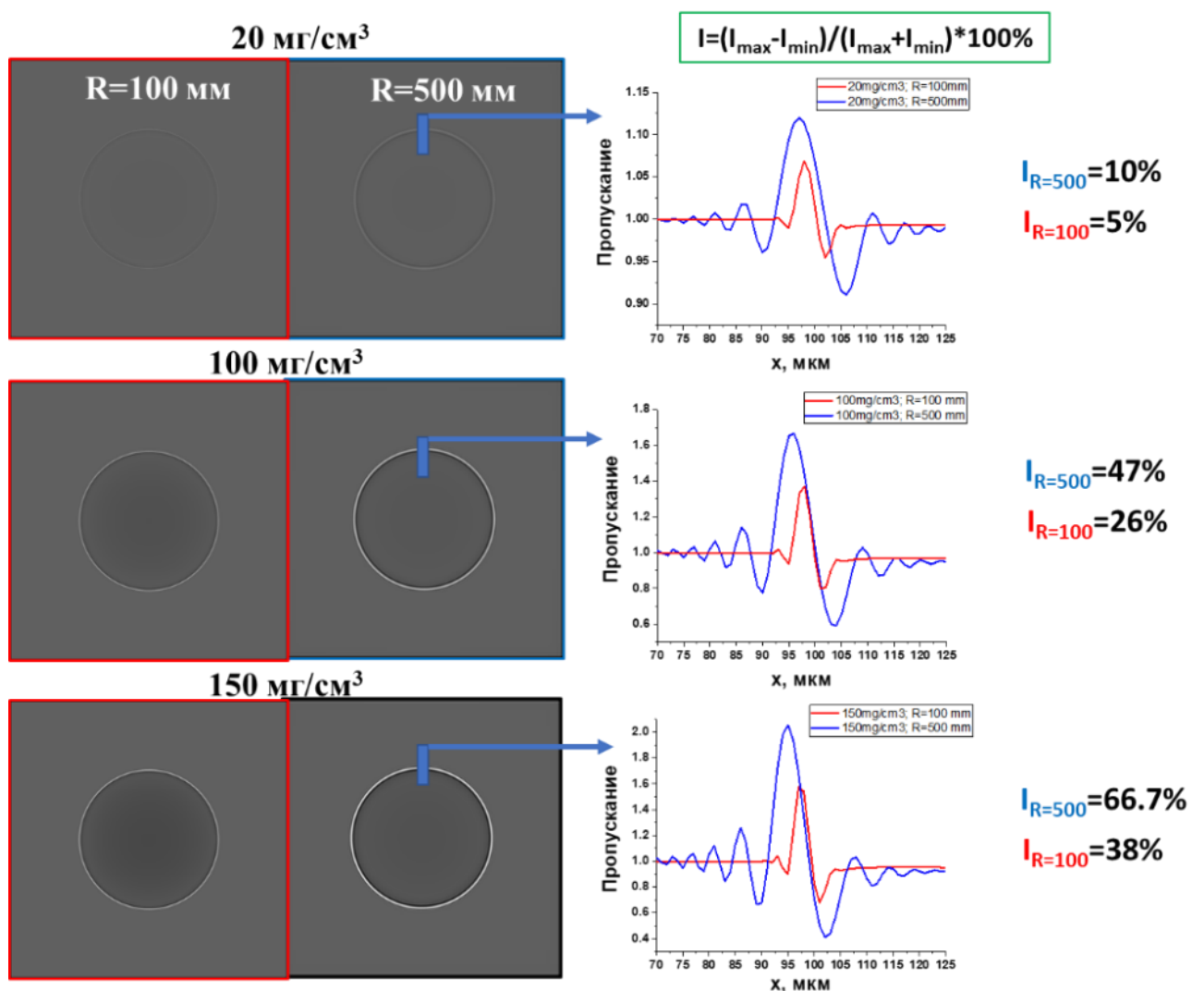


Рисунок 3.2 - Зависимость контраста фазового-контраста от расстояния до детектора и плотности материала СН.

При проведении фазово-контрастной радиографии с использованием РЛСЭ можно реализовать две геометрии эксперимента – с расфокусированным пучком, рисунок 2.22, и параллельным, рисунок 3.3.



Рисунок 3.3 – Схема рентгенографии с использованием параллельного пучка РЛСЭ.

Как было показано в Главе 2 (раздел 2.4) при использовании схемы с сфокусированным зондирующим излучением РЛСЭ необходимо точно контролировать распределение интенсивности внутри пучка, которое может быть сильно неоднородным и, как следствие, - влиять на качество получаемых рентгенографических картин.

В рамках диссертационной работы предлагается использование параллельного пучка РЛСЭ, чтобы минимизировать неоднородности распределения интенсивности внутри зондирующего излучения. В такой схеме зондирующий пучок напрямую облучает образец и регистрируется на детекторе, рисунок 3.3, поэтому увеличение схемы  $M = 1$ . Высокое разрешение будет обеспечиваться только в том случае, если использовать детектор с высоким пространственным разрешением  $\Delta x_D$ .

### **3.1.1 Апробация подхода для радиографии малококонтрастных статических мишеней, используемых для исследования плазменных неустойчивостей**

Для демонстрации изображающей способности предлагаемой платформы был проведен эксперимент по радиографии специально подготовленной мишени с модуляциями, широко используемой в исследованиях неустойчивости Рэля-Тейлора для целей лабораторной астрофизики [9,21,38,114,115].

Подготовленные мишени состояли из: слоя бромированного пластика, прикрепленного к тонкой ( $\sim 1$  мкм) золотой фольге, используемой в качестве радиационного экрана; пластикового аблятора и тонкой цилиндрической ударной трубки ( $1 \text{ г/см}^3$ ), заполненной СН-пенной низкой плотности ( $200 \text{ мг/см}^3$ ). Модуляции с синусоидальным профилем предварительно накладывалась на всю поверхность бромированного пластикового слоя ( $1.54 \text{ г/см}^3$ ). Эскиз мишени показан на рисунке 3.4.

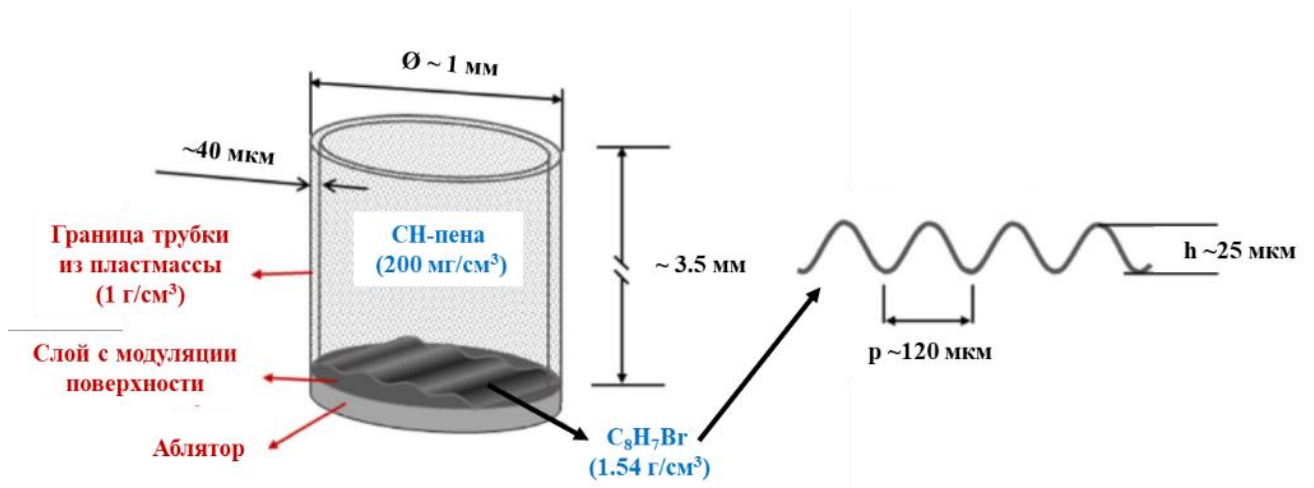


Рисунок 3.4 - Схема мишени, используемой для проверки предложенной рентгенографической платформы. Показаны состав и размеры отдельных частей мишени.

Исследование было выполнено на РЛСЭ SACLA (Япония) линии пучка BL3. Схема проведенного эксперимента и фото используемой мишени показаны на рисунке 3.5.

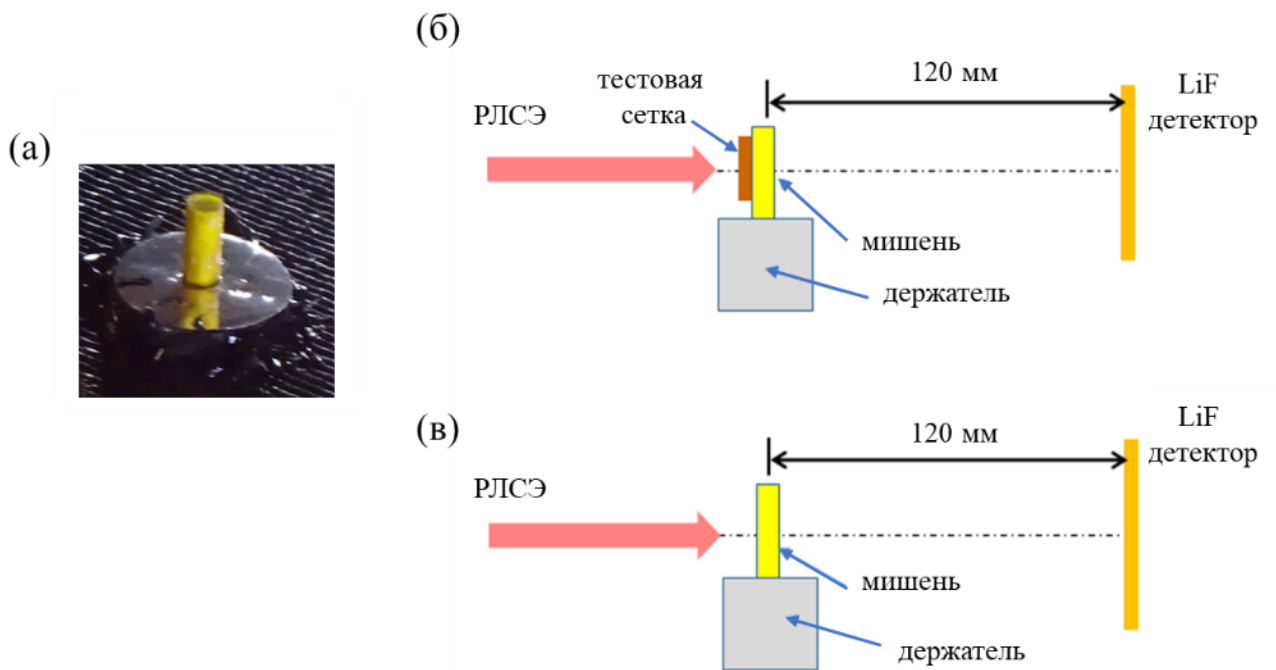


Рисунок 3.5 – (а) Фотография мишени, используемой для радиографии в эксперименте на РЛСЭ SACLA. (б) Схема эксперимента по определению величины пространственного разрешения рентгенографической платформы. (в) Схема эксперимента по получению фазово-контрастно улучшенного изображения тестовой мишени.

В качестве зондирующего мишень пучка использовалось излучение РЛСЭ, которое имело энергию фотонов 10 кэВ, энергию импульса на выходе из ондулятора  $\sim 490$  мкДж/импульс, расходимость 2.4 мкрад и размер пятна в плоскости мишени  $\sim 1$  мм. Кристалл LiF имел диаметр 20 мм, толщину 2 мм и был установлен на расстоянии 120 мм от мишени. Фотолуминесцентные

(ФЛ) изображения, записанные на детекторе LiF, наблюдались при считывании сигнала конфокальным флуоресцентным микроскопом Nikon C2 с длиной волны лазерного возбуждения 445 нм и увеличениями 4X, 10X и 40X.

На первом этапе эксперимента определялась величина пространственного разрешения используемой платформы. Для этого тестовая сетка (1500 линий/дюйм) была прикреплена к передней поверхности мишени, а LiF-детектор размещен на расстоянии 120 мм, рисунок 3.5(б). Мишень была освещена одним импульсом РЛСЭ, в результате чего были получены изображения на детекторе LiF, рисунок 3.6.

На рисунке 3.6(а) показано ФЛ изображение с полем зрения  $2.7 \times 1.6 \text{ мм}^2$ , наблюдаемое с помощью 4-х кратного увеличения объектива микроскопа. Отчетливо видны границы мишени и центральная область засветки пучка РЛСЭ. На изображении, считаном с использованием 40-кратного объектива (с полем зрения  $0.328 \times 0.328 \text{ мм}^2$ ), тестовая сетка хорошо различима (см. рисунок 3.6 б,в). За счет эффекта фазового контраста четко видна боковая граница мишени. На увеличенном фрагменте рисунка 3.6б различима дифракционная картина от линий тестовой сетки. На профиле распределения интенсивности ФЛ сигнала, представленном на рисунке 3.6г, видно, что пространственное разрешение рентгенографической платформы составило  $\sim 2 \text{ мкм}$  для данной геометрии эксперимента.

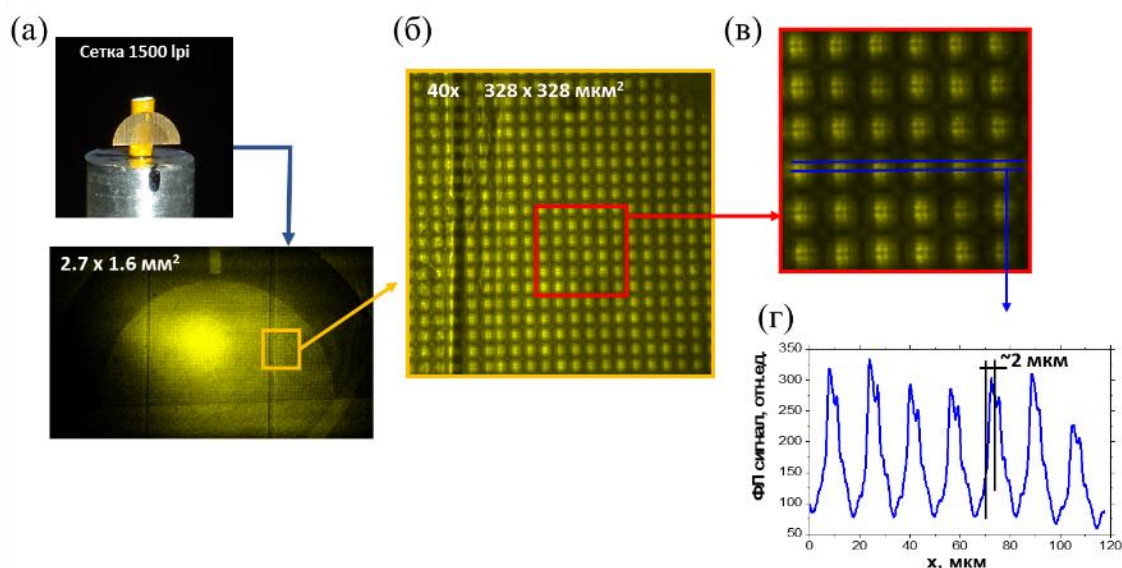


Рисунок 3.6 – Радиографическое изображение тестовой сетки (1500 линий/дюйм), полученное на LiF для оценки инструментального пространственного разрешения рентгенографической платформы [116]: (а) ФЛ изображение с полем зрения  $2.7 \times 1.6 \text{ мм}^2$ , наблюдаемое с помощью 4-кратного увеличения объектива микроскопа. (б) область размером  $0.328 \times 0.328 \text{ мм}^2$ , наблюдаемая с помощью объектива 40-кратного увеличения. (v) увеличенная область изображения (б), на котором видна дифракционная картина на открытых участках сетки. (г) профиль распределения интенсивности ФЛ сигнала вдоль синей линии на кадре (v).



На втором этапе эксперимента пучок РЛСЭ уже непосредственно облучал область мишени с модуляциями, рисунок 3.5(в). Зарегистрированное изображение на детекторе LiF показано на рисунке 3.7. Две области были увеличены (красная и синяя), чтобы лучше различить структурные детали мишени и множественные мелкие неоднородности. На рисунке 3.7 видно наличие воздушного пузыря, прикрепленного к модулированной поверхности мишени. Граница между воздушным куполом и СН-пенной различима, несмотря на низкое поглощение излучения 10 кэВ в ней (менее 1 % на краях). Видимый наклон модуляций на границе раздела «СНBr-СН» на рисунке 3.7 3.7 указывает на наличие углового смещения мишени относительно оси пучка РЛСЭ ( $5.3^\circ$  и  $3.9^\circ$  для осей  $x$  и  $y$  соответственно).

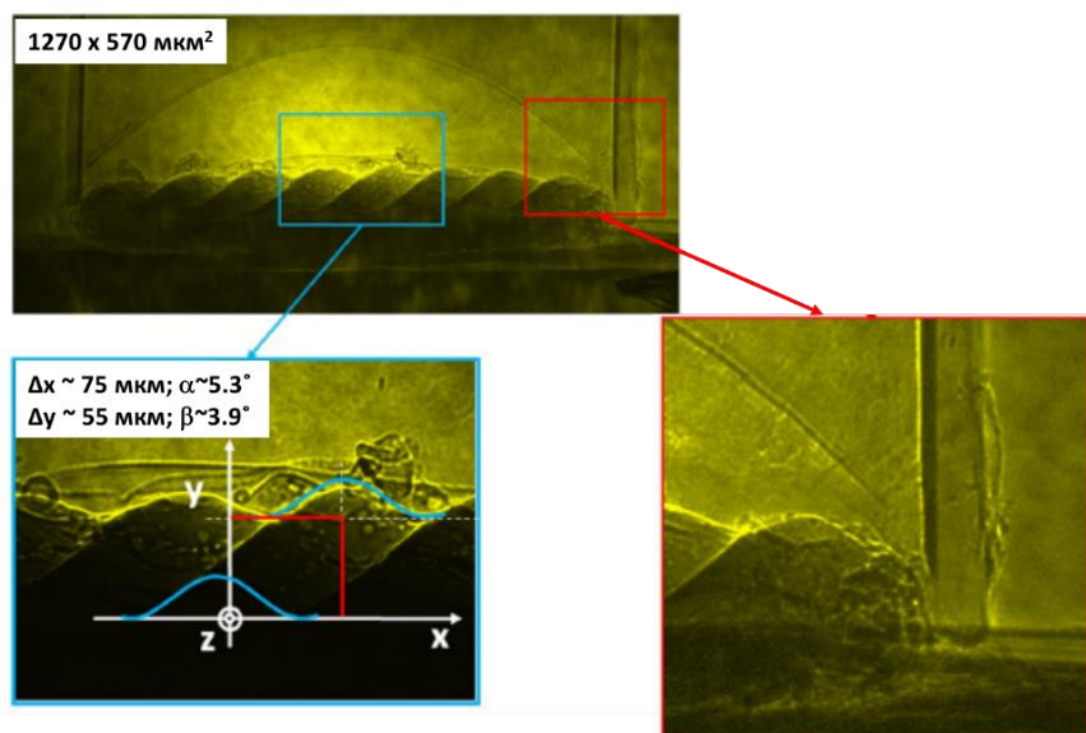


Рисунок 3.7 - ФЛ изображение границы раздела НРТ мишени, зарегистрированное на детектор LiF, при облучении одним импульсом РЛСЭ SACLA [116].

Дополнительно было произведено сравнение экспериментальных изображений с моделированием. Расчет абсорбционных и фазово-контрастных изображений осуществлялся с использованием открытого программного кода WavePropagator WPG (пункт 2.3.1). Параметры моделирования прохождения пучка РЛСЭ через мишень с модуляциями были идентичны экспериментальным условиям.

Результирующие изображения WPG-расчетов представлены на рисунке 3.8. По абсорбционным изображениям различных частей мишени, рисунок 3.8(а), видно, что переходы «граница пластика - пена», «воздушный пузырь - пена» практически неразличимы. Однако при учете фазового сдвига, рисунок 3.8(б), четко выделяются границы отдельных частей мишени.

Таким образом, принимая во внимание как поглощение, так и фазовый сдвиг, была смоделирована двумерная картина пропускания составной мишени, используемой в эксперименте, рисунок 3.8(в).

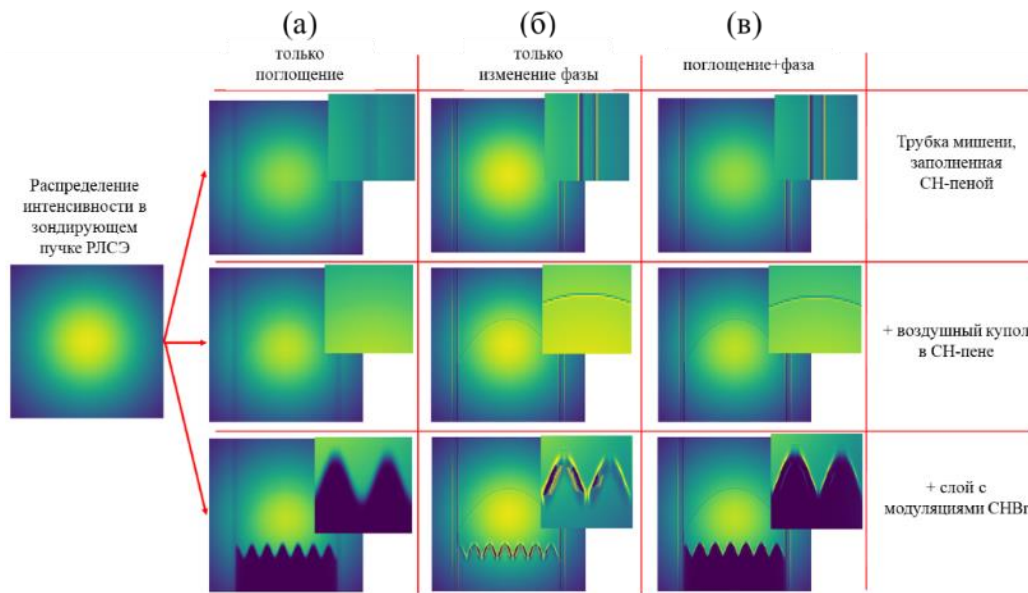


Рисунок 3.8 – Результаты моделирования прохождения пучка РЛСЭ через составные части сложной мишени с модуляциями : цилиндрическая трубка, воздушный пузырь-пена, аблятор СНВг – пена – воздушный пузырь. (а) учет только абсорбции излучения при прохождении мишени; (б) учет смещения фазы на границах мишени; (в) учет как абсорбции так и смещения фазы.

Сравнение итогового расчетного и экспериментального изображений мишени показаны на рисунке 3.9.

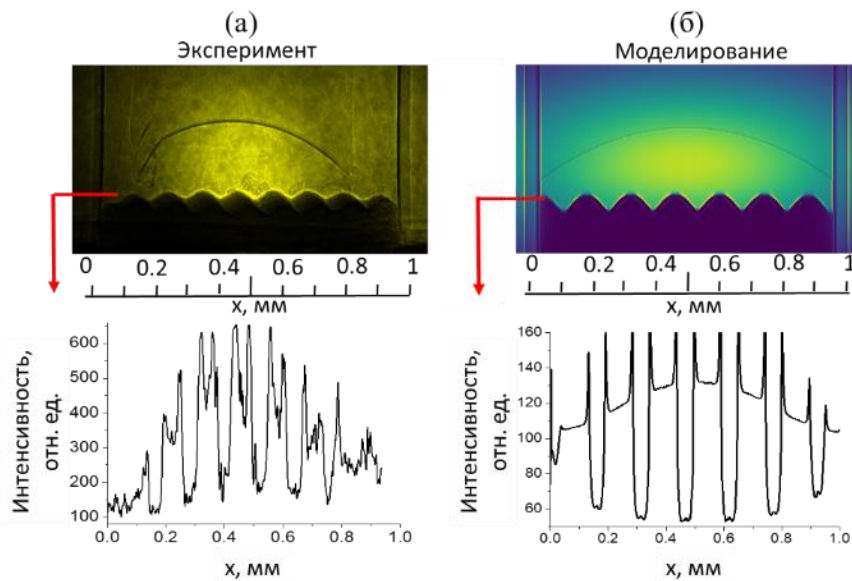


Рисунок 3.9 - Сравнение экспериментального изображения (а), полученного на кристалле LiF, с расчетным (б) [116]. Внизу представлены распределения интенсивности вдоль модуляций СНВг. В обоих случаях наблюдается усиление фазового контраста на краях мишени.

Как видно, модель очень хорошо воссоздает экспериментальное изображение с учетом поглощения различных частей мишени. Однако направление модуляций на экспериментальном изображении отличается от расчетного, что, как обсуждалось выше, связано со смещением мишени относительно оси пучка РЛСЭ.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что детектор LiF в сочетании с параллельным зондирующим пучком РЛСЭ представляет собой усовершенствование экспериментальной платформы для рентгеновской радиографии малококонтрастных объектов (с поглощением  $< 1\%$ ) с достаточно большим полем зрения (несколько  $\text{мм}^2$ ) и микронным пространственным разрешением.

### **3.2 Визуализация эволюции неустойчивостей Рэля-Тейлора, возникающих в плазме при взаимодействии высокоинтенсивного оптического излучения с пластиком**

Как уже было сказано во введении и Главе 1 турбулентность в плазме широко распространена во Вселенной. Она влияет на широкий спектр систем с высокой плотностью энергии. Экспериментальное исследование этого явления имеет решающее значение для построения и верификации теоретических предсказаний в физике высокой плотности энергии, однако из-за ограничений экспериментальных и численных методов в плазменных системах полное описание турбулентного спектра все еще отсутствует.

Для исследования турбулентных потоков удобно использовать построение так называемого одномерного пространственного энергетического спектра. В вихревой турбулентности движение потока вещества имеет характер вихрей различного масштаба  $l_k$  (определяет диаметр вихря на масштабе  $k$ ). На рисунке 3.10 схематично показан перенос энергии в несущих вихрях турбулентности вплоть до фазы их диссипации. Данный процесс хорошо описывается спектром Колмогорова, при построении которого предполагается, что перенос энергии между вихрями разных масштабов определяется величиной потока энергии  $\varepsilon$  через все масштабы системы (от больших к меньшим).

На первом этапе энергия вводится в систему на масштабах  $L$  и создаются вихри больших размеров  $l_k \sim L$  (режим генерации на рисунке 3.10). Далее происходит последовательный перенос энергии на более меньшие масштабы системы  $l_2, l_3$  и т.д. (каскадным режим), пока, начиная с некоторого малого масштаба, энергия не диссипирует в тепловое движение частиц системы (режим диссипации).

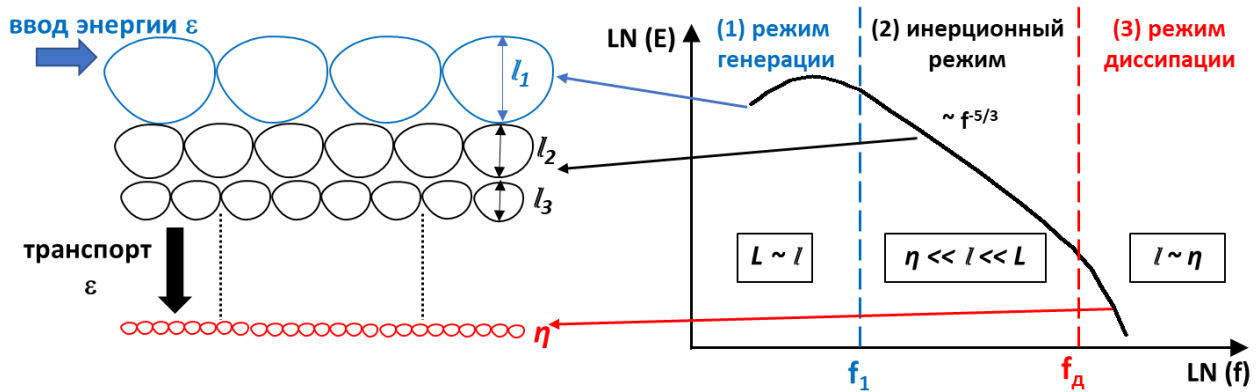


Рисунок 3.10 – Качественное представление переноса энергии внутри турбулентности (слева) и соответствующие режимы в Колмогоровском спектре (справа).

Характерный размер малых вихрей определяется колмогоровским масштабом  $\eta$ :

$$\eta = \frac{1}{f_D} = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad (3.1)$$

, где  $\varepsilon$  – скорость диссипации на единицу массы,  $\nu$  – кинематическая вязкость.

Линейный размер вихрей определяется как  $f_k = 1/l_k$ . Инерционный режим переноса энергии в турбулентности очень хорошо экспериментально исследован. На пространственном энергетическом спектре данная область может быть описана функцией  $\sim f^{-5/3}$ , рисунок 3.10 (справа). Однако область, в которой происходит диссипации энергии, еще экспериментально не изучена для лазерной плазмы. Как уже было отмечено в Главе 1, на сегодняшний день радиография с использованием рентгеновских лазерно-плазменных источников не позволяет разрешить масштабы, на которых происходит диссипация энергии при развитии неустойчивости Рэля-Тейлора.

В рамках диссертационного исследования для изучения гидродинамических неустойчивостей в лазерной плазме была применена описанная в предыдущем пункте методика фазово-контрастной рентгенографии. Ставилась цель наблюдения и исследования турбулентности в плазме при развитии неустойчивости Рэля-Тейлора в лабораторном эксперименте.

### 3.2.1 Постановка эксперимента

Схема проведенного эксперимента типа «накачка-зондирование» на установке РЛСЭ SACLA (Япония) представлена на рисунке 3.11а. Исследуемые неустойчивости, в частности, наблюдаются в остатках сверхновых и представляют интерес для верификации модельных расчетов, рисунок 3.11б.

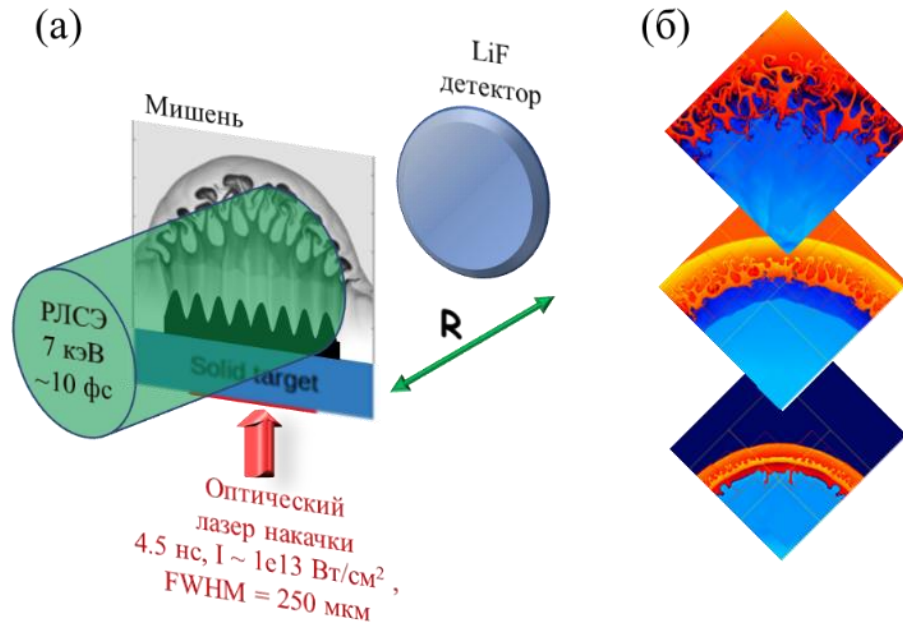


Рисунок 3.11 – (а) Схема эксперимента типа «накачка-зондирование» по исследованию гидродинамических явлений в лазерно-индуцированной плазме на РЛСЭ SACLA. (б) Модельные картины эволюции ударно-индуцированной неустойчивости, демонстрирующие сходства с развитием астрофизических объектов – остатков сверхновых [117].

Мощный лазер наносекундной длительностью (4.5 нс) использовался для возбуждения многослойной мишени с нанесенными на поверхность модуляциями, рисунок 3.12(а). В результате взаимодействия оптического лазера с мишенью индуцированная плазма расширялась в пену СН низкой плотности ( $200 \text{ мг/см}^3$ ), что приводило к развитию неустойчивостей Рихтмайера-Мешкова и Рэля-Тейлора, из которых развивалась турбулентность. Нанесение на поверхность слоя СНВг модуляций способствовало росту моды Фурье за счет неустойчивости. В качестве вариации начальных условий использовались как моно-режимная (длина волны модуляции 40 мкм), так и двухрежимная модуляция (длина волны 15 мкм и 40 мкм), рисунок 3.12(б,в).

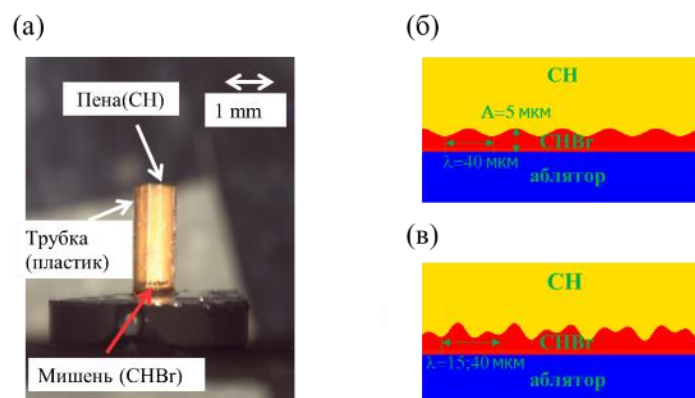


Рисунок 3.12 - (а) фотография мишени, используемой в эксперименте по визуализации гидродинамических неустойчивостей в лазерно-индуцированной плазме на РЛСЭ SACLA; схема слоев внутри мишени с мономодуляцией (а) и бимодуляцией (б) слоя СНВг.

Нестабильная граница раздела между толкателем (CHBr) и пеной была исследована с использованием импульса РЛСЭ SACLA (энергия фотонов 7 кэВ, длительность импульса 10 фс, расходимость 2.4 мкрад, размер пятна в области мишени ~ 600 мкм) и детектора LiF, рисунок 3.11. Для наблюдения наилучшей фазово-контрастной картины детектор был установлен на расстоянии ~ 100 мм от исследуемой мишени (выбор данного расстояния рассматривается в следующем пункте 3.2.2).

### 3.2.2 Влияние геометрии эксперимента на качество фазово-контрастных изображений

Предварительно было произведено моделирование распространения пучка РЛСЭ через исследуемую мишень с модуляциями, чтобы найти оптимальное расстояние объект-детектор. Моделирование было выполнено с помощью метода, разработанного в работе [116], с применением кода открытого доступа WavePropaGator.

При расчетах задавался пучок РЛСЭ с энергией фотонов 7 кэВ, проходящий через мишень напрямую, Рисунок 3.13а. Были заданы параметры импульса соответствующие эксперименту. Объект представлял сложную трехмерную мишень с модуляциями, состоящую из слоя бромированного пластика ( $C_8H_7Br$ , плотность  $1.54 \text{ г/см}^3$ ), полиамидного цилиндра диаметром 1 мм (толщина стенки 40 мкм), охватывающего бромированный слой, и пены низкой плотности (резорцинолформальдегид  $C_{15}H_{12}O_4$ , плотность  $100 \text{ мг/см}^3$ ), которая заполняет цилиндр и прикрепляет бромированный слой (имеет начальный профиль модуляций с периодом 120 мкм и максимальной амплитудой 40 мкм).

Чтобы построить функцию пропускания заданной мишени, она была разделена на две части: цилиндр из полиамида и цилиндр из созданного интерфейса материалов. Затем для каждой области мишени была построена трехмерная численная модель, которая была проинтегрирована, чтобы получить двумерные функции пропускания, включая поглощение и фазовый сдвиг волнового фронта. Результирующую функцию пропускания всего объекта можно представить как:

$$T(x, y, \omega) = \int T_{cyl}(x, y, z, \omega) dz \int T_{int}(x, y, z, \omega) dz \quad (3.1)$$

, где  $T_{cyl}(x, y, z, \omega)$  и  $T_{int}(x, y, z, \omega)$  - комплексные функции пропускания цилиндра и границы раздела соответственно;  $z$  - ось распространения луча РЛСЭ;  $\omega$  - угловая частота.

После задания падающего пучка и функции пропускания объекта с помощью кода WavePropagator было рассчитано распределение интенсивности рентгеновского излучения на различных расстояниях  $R$  после объекта (в диапазоне  $R = 10\text{--}200$  мм). Результаты моделирования показаны на рисунке 3.13б. Видно, что усиление фазового контраста на изображении границы раздела становится заметным на расстояниях  $R > 40$  мм. С увеличением  $R$  интенсивность пика

фазового контраста постепенно увеличивается (желтые линии на рисунке 3.13б). На расстояниях  $R = 80\text{--}120$  мм хорошо выражена одиночная узкая полоса, ширина которой составляет порядка 1 мкм. На больших расстояниях ширина основного (первого) пика увеличивается, а интенсивность высокочастотных полос растет. Таким образом, можно сделать вывод, что на расстояниях  $R = 80\text{--}120$  мм схема построения изображения будет удовлетворять обоим требованиям: обеспечение условий для наблюдения фазового контраста и достижение пространственного разрешения  $\sim 1$  мкм. Окончательно детектор LiF был установлен на расстоянии 100 мм от мишени, приняв во внимание геометрию экспериментальной камеры.

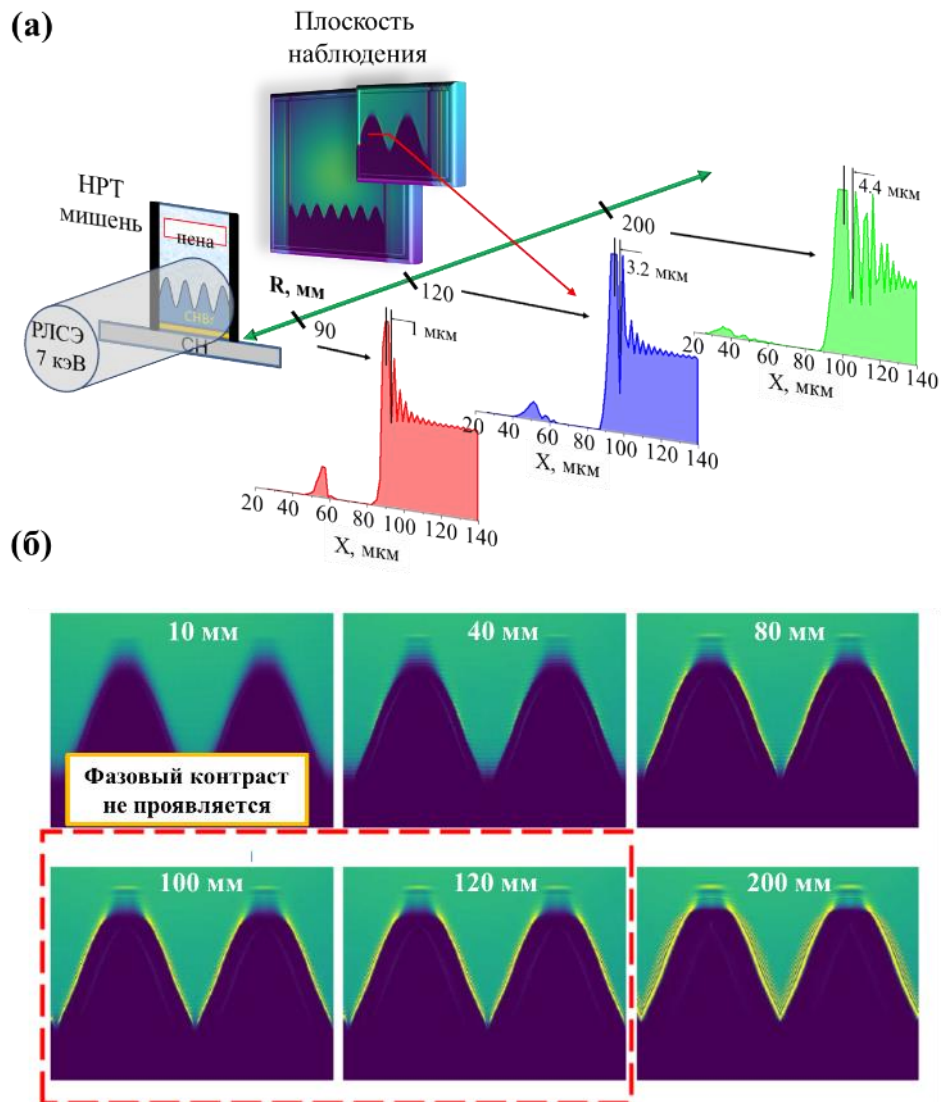


Рисунок 3.13 – (а) Схема задания геометрии эксперимента для моделирования волнового фронта рентгеновского излучения РЛСЭ прошедшего через мишень с модуляцией НРТ. Моделирование проводилось для расстояний «мишень-детектор» в диапазоне  $R=10\text{--}200$  мм. Справа представлены распределения интенсивности излучения в плоскости детектора на одной из модуляций в зависимости от расстояния  $R$ . (б) Результаты моделирования улучшения фазоконтрастного изображения статической мишени для различных расстояний «мишень-детектор»  $R = 10\text{--}200$  мм [118].

### 3.2.3 Результаты визуализации неустойчивостей Рэлея-Тейлора в нелинейном и турбулентном состоянии

На рисунке 3.14 представлены зарегистрированные на детекторе LiF фазово-контрастные изображения мишени с моно-модуляциями (слоя СНВг) для задержек между импульсом оптического лазера и пучка РЛСЭ в диапазоне 10-60 нс. Эволюция расширяющегося потока плазмы диагностировалась вплоть до 60 нс после прихода импульса оптического лазера на мишень. Неравномерность развития грибовидных структур в плоскости перпендикулярной распространению лазера накачки, наблюдаемая на LiF изображениях, связана с конечным размером фокусного пятна лазера накачки (FWHM  $\sim$  250 мкм). Как видно из рисунка 3.14, эволюция и рост грибовидных структур слоя СНВг проявляется вплоть до 40 нс. Высокое разрешение рентгенографической платформы позволяет исследовать морфологические детали наблюдаемых структур. Так на рисунке 3.15(а), благодаря эффекту фазового контраста, отчетливо различимы края переднего фронта развития модулированной поверхности. Из профиля распределения интенсивности данной структуры на рисунке 3.15(б) видно, что пространственное разрешение составляет не менее 1.4 мкм для используемой геометрии эксперимента. На более поздних временах (55-60 нс) расширяющаяся плазма на рентгенограммах выглядит размытой и хаотичной – грибовидные структуры исчезают, рисунок 3.14. Потеря начальных условий и результирующая изотропия, наблюдаемая на рисунке 3.15(в,г), согласуются с турбулентным потоком. Переход к турбулентной фазе системы происходит в момент времени  $40 \text{ нс} < t < 55 \text{ нс}$  для мишени с моно-модуляциями поверхности (изображения в красном прямоугольнике на рисунке 3.14).

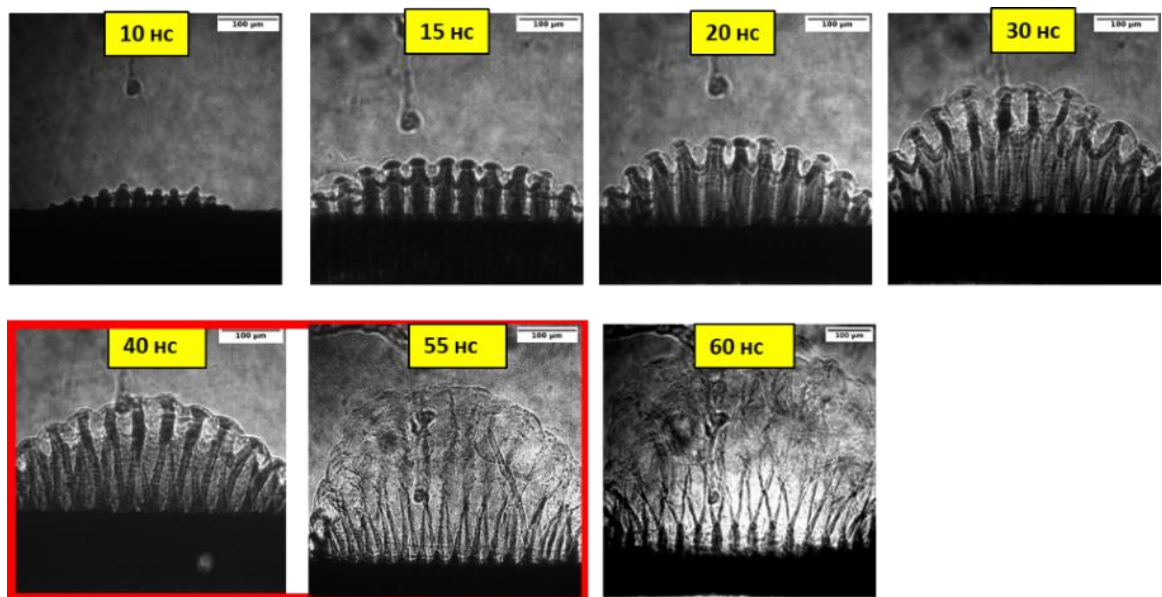


Рисунок 3.14 – Экспериментальные рентгенографические изображения на детекторе LiF для времен 10-60 нс после взаимодействия оптического лазера с мишенью с мономодулированной поверхностью (см. схему на рис. 3.12б).



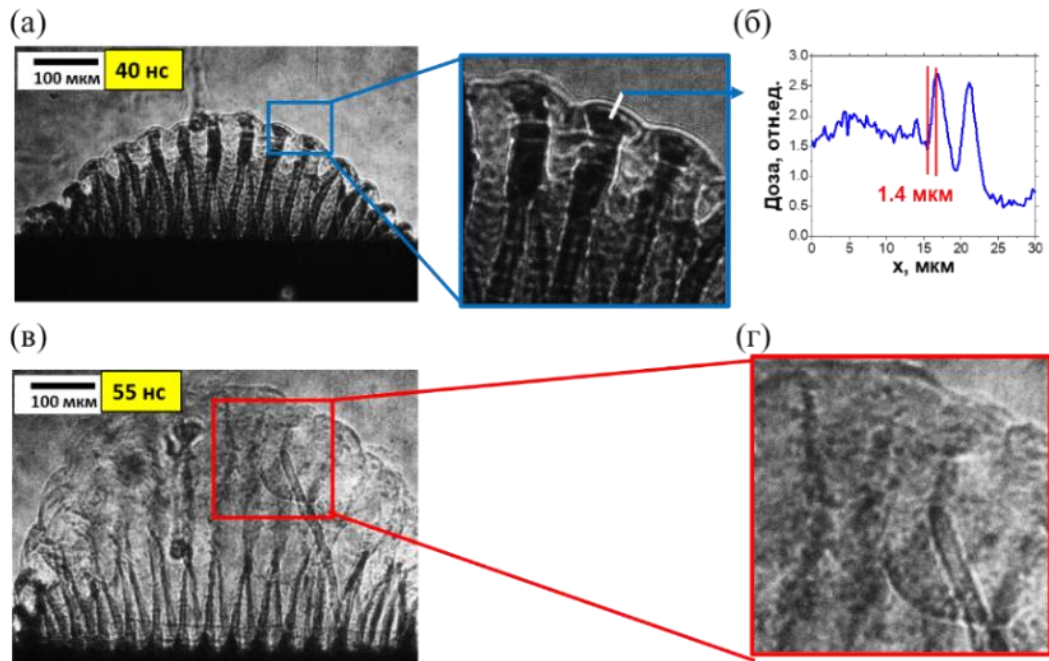


Рисунок 3.15 - Экспериментальные рентгенографические изображения на детекторе LiF, демонстрирующие переход от линейной (а) к турбулентной фазе (v) развития системы; (б) распределение интенсивности ФЛ на краю грибовидной структуры для времени 40 нс; (г) увеличенное изображение области турбулентности для 55 нс.

На рисунках 3.16 представлены зарегистрированные на детекторе LiF фазово-контрастные изображения мишени с би-модуляциями слоя СНВг для задержек между импульсом оптического лазера и пучка РЛСЭ в диапазоне 10-80 нс. Видно, что для такого типа мишени эволюция грибовидных структур слоя СНВг происходит до времен 30-40 нс после воздействия лазера накачки. Переход от линейной к турбулентной фазе происходит на временах  $30 \text{ нс} < t < 40 \text{ нс}$ . Различие во времени перехода между фазами для двух типов мишени может быть связано с усилением нелинейных эффектов и взаимодействием мод многоволновых возмущений для би-модулированной мишени.

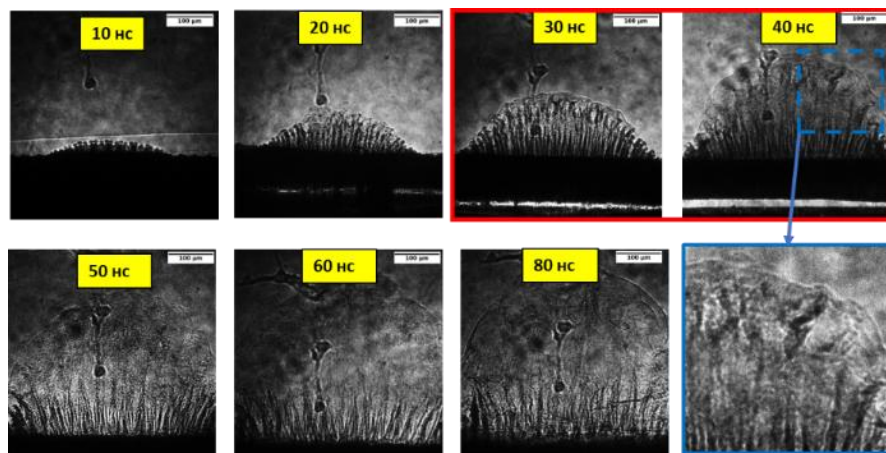


Рисунок 3.16 - Экспериментальные рентгенографические изображения на детекторе LiF для времен 10-80 нс после взаимодействия оптического лазера с мишенью с би-модулированной поверхностью (см. схему на рис. 3.12в).

Таким образом, благодаря сверхвысокому временному ( $\sim 10$  фс) и пространственному (не менее 1.4 мкм) разрешениям используемой рентгенографической платформы удалось впервые зарегистрировать развитие неустойчивостей Рэлея-Тейлора в лазерно-индуцированной плазме вплоть до турбулентной фазы, что не удавалось сделать до сих пор при использовании в качестве источника подсветки рентгеновского источника от лазерно-плазмы.

### **3.2.4 Сравнение полученных фазово-контрастных изображений мишени с результатами гидродинамического моделирования**

В рамках исследования было произведено сравнение экспериментально наблюдаемой картины развития гидродинамических неустойчивостей в лазерно-индуцированной плазме мишени с моделированием. Гидродинамическое моделирование было выполнено французскими коллегами по средствам двумерной симуляции кода FLASH [119] и одномерной симуляций кода MULTI [120] (результаты совместного исследования опубликованы в работе [121]). Были учтены параметры и геометрия выполненного эксперимента.

На рисунке 3.17 показано сравнение экспериментального и смоделированного изображений, полученными через 50 нс после взаимодействия оптического лазера накачки с моно-модулированной мишенью. Оба изображения показывают схожую морфологию с изогнутым интерфейсом мишени. Кроме того, как видно из рисунка 3.17(в), в моделировании была воспроизведена точная морфология грибовидной головки с ножкой. Основное различие между этими двумя изображениями состоит в наличие размытий внутри плазмы, наблюдаемых в эксперименте и отсутствующими в расчетной картине. Данный факт может быть связан с ограничением моделирования только двумя пространственными измерениями. Как следствие, расчетное изображение не учитывает влияния внеплоскостных возмущений, которые вносят значительный вклад в размытие конечного изображения. Также стоит отметить, что поток плазмы в моделировании не переходит в фазу турбулентности. Как видно на рисунке 3.17(а), первые эффекты турбулентности можно наблюдать для времен 50 нс при использовании моно-модулированной мишени. Таким образом, это последнее экспериментально измеренное время, для которого моделирование может дать информацию о параметрах плазменного потока. Основываясь на сходстве расчетов с экспериментом (для линейной фазы развития НРТ) из моделирования были получены основные физические параметры системы, таблица 2. В таблице расчетные параметры взяты из гидродинамических моделирований и соответствуют области пены около пиков НРТ (вблизи границы раздела). Используя данные величины, были рассчитаны дополнительные параметры системы (ионизация, вязкость,  $Re$  и др.), таблица 2.

Таблица 2 - Параметры плазмы выявленные с помощью моделирования Flash и MULTI [121].

Расчетный параметр	Формула	MULTI	FLASH
Положение границы (L)	расчет	<b>388 мкм</b>	<b>391 мкм</b>
Плотность СН ( $\rho$ )	расчет	<b>0.2 г/см<sup>3</sup></b>	<b>0.22 г/см<sup>3</sup></b>
Температура (T)	расчет	<b>1.1 эВ</b>	<b>0.8 эВ</b>
Давление (P)	расчет	<b>43 кбар</b>	<b>26 кбар</b>
Скорость струи (u)	расчет	<b>5.7 км/с</b>	<b>5.5 км/с</b>
Полученные параметры			
Ионизация ( $Z_C, Z_H, Z_O$ )	модель Томаса — Ферми	<b>0.9, 0.4, 1</b>	<b>0.8, 0.4, 1</b>
Средняя ионизация	$(15Z_C+12Z_H+4Z_O)/31$	<b>0.7</b>	<b>0.7</b>
Вязкость $\eta$	Clérouin formula [122]	<b><math>5 \cdot 10^{-4}</math> см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup></b>	<b><math>4 \cdot 10^{-4}</math> см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup></b>
Re	$uL/\eta$	<b><math>4 \cdot 10^7</math></b>	<b><math>6 \cdot 10^7</math></b>
Инерционная длина $e$	$5.31e5n_e^{-0.5}$	<b>52 нм</b>	<b>50 нм</b>
Инерционная длина ионов	$2.28e7/Z \cdot (m_i/(amu \cdot n_i))^{0.5}$	<b>7.7 мкм</b>	<b>7.4 мкм</b>
Длина диссипации	$L/Re^{3/4}$	<b>0.7 нм</b>	<b>0.6 нм</b>

Модельные расчеты с помощью кодов Flash и Multi кажутся релевантными для описания эксперимента вплоть до 50 нс для моно-модулированной мишени, и их можно использовать для определения интересующих физических параметров. Так, например, число Рейнольдса ( $Re$ ) имеет значение порядка  $10^7$ , что указывает на то, что система находится как минимум в каскадном режиме передачи энергии. Как уже говорилось, полученные параметры системы соответствуют времени непосредственно перед началом турбулентной фазы. Таким образом, можно сделать вывод о том, что система входит в турбулентную фазу развития с параметрами плазмы, отраженными в таблице 2.

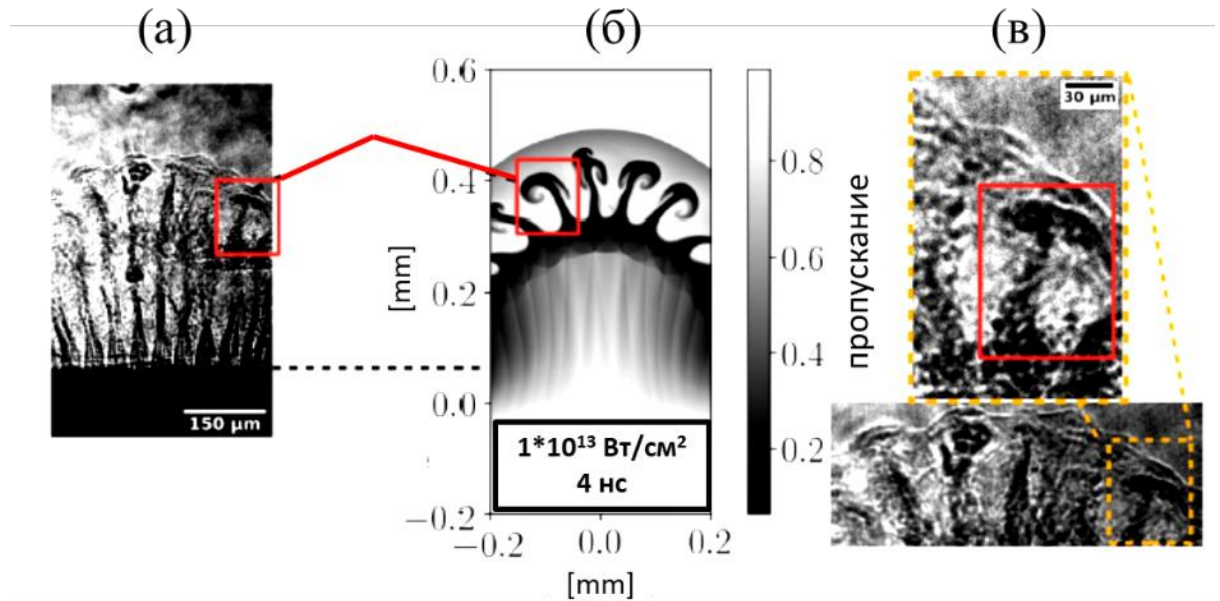


Рисунок 3.17 - Экспериментальное (а) и смоделированное (б) изображение эволюции лазерно-индуцированной плазмы мишени с моноимпульсами для времени 50 нс; (в) увеличенная часть экспериментального LiF изображения в красной области на кадре (а) [121].

### 3.2.5 Измерение пространственного спектра по фазово-контрастным изображениям

Для экспериментального исследования турбулентной фазы, которая проявляется на поздних временах, был произведен спектральный анализ полученных рентгенографических изображений LiF. Расчет пространственного энергетического спектра турбулентности по рентгенографическим изображениям LiF выполнялся в несколько шагов с использованием специально написанного скрипта на языке Python. Последовательность шагов может быть описана следующим образом:

- выбор области интереса в виде квадрата  $512 \times 512$  пикселей на фазово-контрастных изображениях для времен от  $t = 0$  нс до 80 нс.
- вычисление двумерного быстрого преобразования Фурье в выбранной области.
- расчет квадрата его нормы, а затем его отображение в полярных координатах
- и наконец, его усреднение по угловой координате для получения радиального пространственного спектра.

На рисунке 3.18а показаны области на LiF изображениях, из которых восстанавливался в дальнейшем пространственный спектр. Стоит отметить, что в качестве области интереса брались части изображений, на которых отчетливо различима расширяющаяся плазма и нет артефактов от пространственного распределения интенсивности пучка РЛСЭ. Такие артефакты не связаны с процессами в самой плазме, а могут возникать при прохождении импульса через оптическую систему транспортировки пучка (например, загрязнения на смещающих и коллимирующих

зеркала) и поэтому их не следует учитывать при построении пространственного спектра. Стоит отметить, что поскольку одномерный расчет радиального пространственного спектра восстанавливается путем усреднения двумерного (2Д) по угловой координате, то 2Д-спектр должен быть изотропен для правильной интерпретации данных.

На рисунке 3.18б показаны двумерные спектры соответствующие областям на рисунке, 3.18а. Видно что, для поздних времен в целом они изотропны ( $t = 40, 50, 60, 80$  нс), в то время как для времени  $t = 20$  нс наблюдается анизотропия, что должно отразиться на его радиальном пространственном спектре. Таким образом, вышеописанный алгоритм должен давать хорошее приближение во время турбулентной фазы ( $t > 40$  нс) в нашем случае.

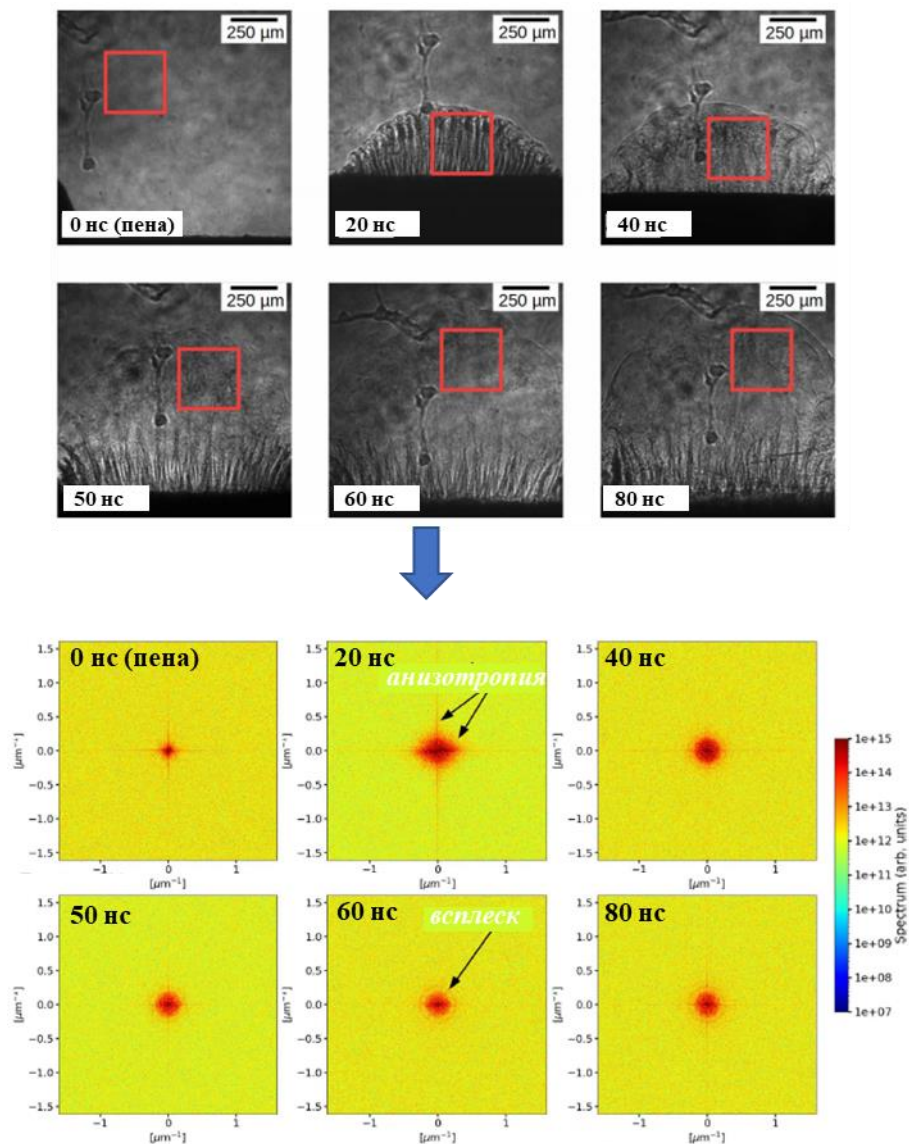


Рисунок 3.18 – (а) Положения областей интереса (красные области в форме квадрата) на LiF изображениях для времен в диапазоне  $t = 0-80$  нс, выбранные для расчета пространственного спектра мощности. (б) Полученный двумерный спектр мощности, соответствующим областям интереса для случая (а) [121].

На рисунке 3.19 показаны результаты проведенного спектрального анализа каждой из областей интереса.

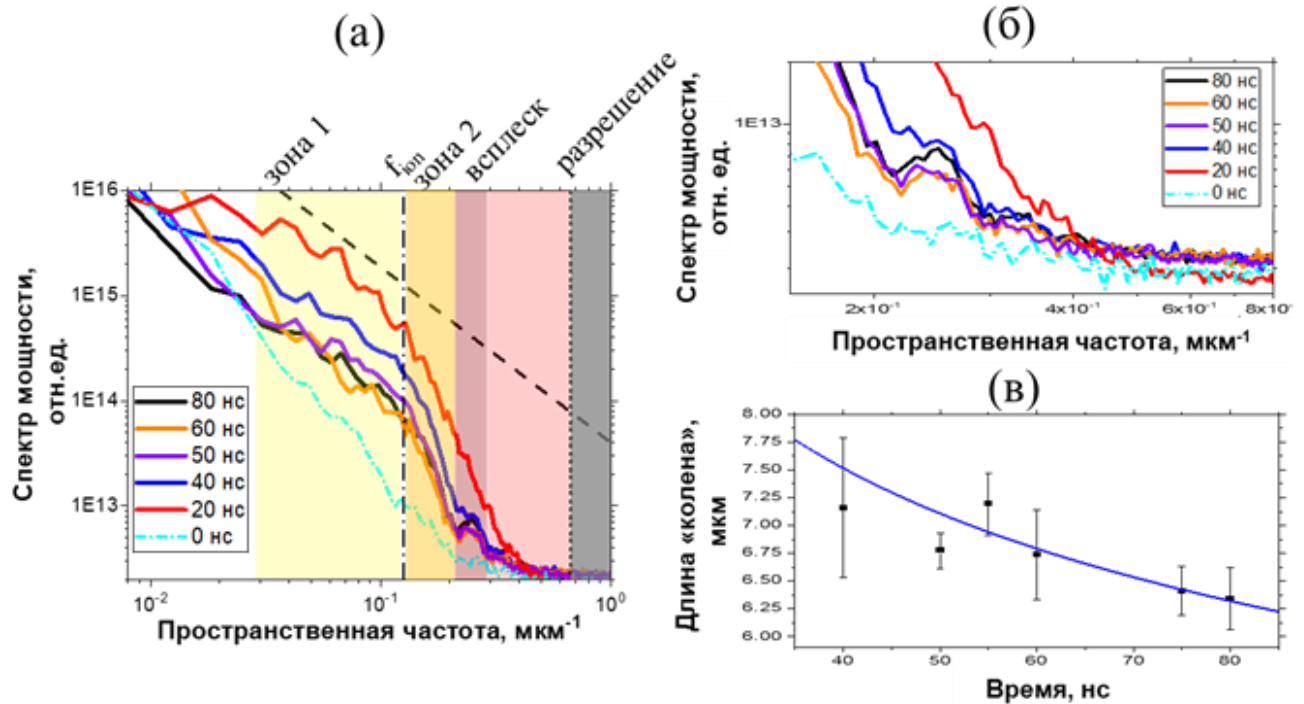


Рисунок 3.19 – (а) Пространственные спектры мощности турбулентной зоны для времен  $t = 20$ – $80$  нс. Также для сравнения изображен спектр области мишени (СН-пены) до воздействия оптического лазера накачки  $t = 0$  нс. б) увеличенная область спектра, демонстрирующая наличие всплеска на частотах  $f \sim 0.25$   $\text{мкм}^{-1}$  (в) временная эволюция положения колена  $f_k$ .

В представленном на рисунке 3.19 спектре можно выделить несколько областей:

- Низкие частоты (зона 1,  $f_k < 0.12$   $\text{мкм}^{-1}$ ): Спектр описывается степенным законом  $f^q$ , где  $q$  увеличивается со временем и стремится к  $q = -1.75 \pm 0.25$ . Это согласуется с теорией Колмогорова ( $q = -5/3$ ) и другими подходами [123] для описания развития турбулентности из неустойчивостей Рэля-Тейлора ( $q = -7/4$ ) и Рихтмайера-Мешкова ( $q = -3/2$ ). Следует отметить, что масштаб длины инжекции энергии больше, чем диапазон, в котором спектр соответствует закону Колмогорова (инерционный диапазон), как и ожидалось. Соответствующая пространственная длина изгиба (т.н. «колена»)  $f_k^{-1}$ , изменяется во времени, рисунок 3.19в, от  $f_k^{-1} = 7.2 \pm 0.6$   $\text{мкм}$  при 40 нс до  $f_k^{-1} = 6.3 \pm 0.3$   $\text{мкм}$  при 80 нс. В результате инерционный диапазон увеличивается во времени, что согласуется с теорией эволюции турбулентности.
- Средние частоты (зона 2,  $0.12$   $\text{мкм}^{-1} < f_k < 0.2$   $\text{мкм}^{-1}$ ): начинается с излома в спектре, где показатель степени меняется относительно  $q = -5/3$ , так называемое «колени». Спектр за изломом также подчиняется степенному закону, но с гораздо более высоким коэффициентом  $q = -6.6 \pm 1.3$ . Может соответствовать спектру мощности, найденному для частот больше масштаба диссипации, поскольку спектры имеют резкий наклон

относительно  $q = -5/3$ . Таким образом, потенциально, длина «колена»  $f_k^{-1} \sim 7$  мкм может соответствовать колмогоровскому масштабу  $\eta$ . Однако из расчетов, представленных в таблице 2, видно, что для рассматриваемого числа Рейнольдса длина диссипации энергии составляет масштабы нм. С другой стороны диапазон «средних частот» может соответствовать турбулентному спектру плазмы в ее суб-ионном диапазоне [124], в котором необходимо учитывать кинетические эффекты отдельных заряженных частиц.

- Промежуточная область ( $0.2 \text{ мкм}^{-1} < f_k < 0.67 \text{ мкм}^{-1}$ ): в спектре наблюдается «всплеск» на частотах  $f_k \sim 0.25 \text{ мкм}^{-1}$ , который проявляется только в поздние времена ( $t > 20$  нс), рисунок 3.19б. Стоит отметить, что проявление такой структуры в спектре не может быть связано с замытием из-за фазового контраста, поскольку он имеет больший вклад на ранних временах развития системы (когда градиенты плотности значительно выше). Таким образом, «всплеск» связан с турбулентным потоком.
- Высокие частоты  $f$  (за пределом разрешения,  $f_k > 0.67 \text{ мкм}^{-1}$ ): спектры становятся почти одной амплитуды с шумами. Данная область соответствует пределу пространственного разрешения используемой рентгенографической платформы ( $\sim 1.5$  мкм).

Стоит отметить две особенности показанных спектров:

1. перегиб между зоной 1 и зоной 2 (т.н. «колено»)
2. наличие «всплеска» в спектре на частотах  $f \sim 0.25 \text{ мкм}^{-1}$ .

Остановимся сначала на первой особенности. В случае проявления ионных эффектов переход между инерционным и суб-ионным диапазонами в спектре может происходить либо на инерционной длине ионов (отношение тепловой к магнитной энергии -  $\beta \leq 1$ ), либо на гирорадиусе ионов ( $\beta \geq 1$ ). Из таблицы 2 видно, что значение инерционной длины ионов в индуцированной плазме составляет величину  $\sim 8$  мкм, что достаточно близко к измеренному масштабу изгиба для данного диапазона спектра ( $f_k^{-1} \sim 7$  мкм). Согласно оценке, выполненной в работе [121], величина магнитного поля может достигать  $\sim 0.1$  Гаусс и создаваться внутри плазменного потока (из-за эффекта батареи Бирмана). Из-за низкого значения магнитное давление незначительно по сравнению с тепловым давлением, т.е. отношение тепловой и магнитной энергий  $\beta$  высокое. Однако ионный гирорадиус нашей системы должен быть порядка нескольких миллиметров, учитывая малое значение магнитного поля. Так что предложенная гипотеза не соответствует экспериментальным наблюдениям.

Рассмотрим теперь вторую особенность в измеренных спектрах – наличие локальной немонотонности в виде выпуклости на пространственных масштабах  $3.9 \pm 0.1$  мкм ( $f_k \sim 0.25 \text{ мкм}^{-1}$ ), которая отчетливо проявляется на поздних временах ( $t > 20$  нс). Можно сделать несколько предположений о природе данной особенности:

- «всплеск» может соответствовать масштабам инжекции энергии в физическую систему, однако природа такого явления непонятна, поскольку основным источником энергии для системы является оптический лазер. Несмотря на большой размер пятна фокусировки оптического лазера (FWHM  $\sim 250$  мкм), которое нельзя связать с «всплеском», оно может иметь множеством более мелких возмущений в распределении интенсивности. Однако выпуклость появляется только на поздних временах, а длительность лазера составляла  $\sim 4$  нс. Такое объяснение наблюдаемого явления выглядит весьма маловероятно.
- Поскольку турбулентность возникает в плазме, то в системе могут генерироваться магнитные поля, которые влияют на динамику развития турбулентности. В частности, влияние магнитного поля на динамику развития потока лазерной плазмы (при воздействии лазера с интенсивностью  $\sim 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) и развития неустойчивости Рэля-Тейлора рассматривались в работе [22]. В нашем эксперименте магнитное поле может генерироваться при взаимодействии оптического лазера с мишенью, однако время его существования не должно превышать длительность импульса ( $\sim 4$  нс). С другой стороны, магнитные поля могут возникать в результате динамики плазмы. Как было сказано выше, величина магнитного поля, согласно оценке, составляет не более 0.1 Гаусс. Следовательно магнитное поле диффундирует в плазме и может переносить энергию между пространственными масштабами, но его эффективность также должна быть низкой и не иметь влияния на таком специфическом пространственном масштабе.
- «выпуклость» в спектрах является артефактом измерений из-за возможной зернистости аблятора или пористости пены в мишени. В таком случае данная особенность спектра наблюдалась бы и на ранних временах и даже на референсном изображении мишени (до воздействия оптического лазера), чего не наблюдается в измеренных спектрах.

Таким образом, природа наблюдаемых особенностей в пространственных спектрах не ясна и не предсказывается чисто гидродинамической теорией турбулентности.



### 3.3 Заключение к Главе 3

Развита и апробирована схема фазово-контрастной рентгенографии ФЗКР с параллельным зондирующим пучком РЛСЭ и детектором LiF для получения изображений малоконтрастных мишеней с микронным разрешением, используемых в ФВПЭ для исследования гидродинамических неустойчивостей в лазерной плазме. С использованием программного кода WavePropagator продемонстрировано влияние геометрии эксперимента на качество фазово-контрастных изображений посредством расчета прохождения излучения РЛСЭ заданной энергии через тестовую мишень.

С помощью вышеупомянутой схемы рентгенографии впервые экспериментально визуализировано развитие неустойчивостей Рэля-Тейлора вплоть до турбулентной фазы в наносекундной лазерно-индуцированной плазме. Получены радиографические изображения эволюции плазменного потока вплоть до 80 нс после воздействия мощного наносекундного лазера интенсивностью  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> на модулированную мишень. Путем сравнения полученных изображений с гидродинамическим моделированием выявлены основные параметры индуцированного лазерно-плазменного потока (ионизация, ионная плотность, вязкость, число Рейнольдса и др.). Измерен пространственный спектр вплоть до микронных масштабов при развитии ударной волны внутри модулированной мишени. Полученные спектры в целом согласуются с существующей турбулентной теорией, но имеют неожиданные особенности на пространственном масштабе  $3.9 \pm 0.4$  мкм.

#### Глава 4 Фазово-контрастная рентгеновская радиография процесса распространения лазерно-индуцированной ударной волны в твердом веществе

Динамическое сжатие и ударное нагружение веществ является уникальным инструментом экспериментального изучения состояний вещества при сверхвысоких давлениях в миллионы и миллиарды атмосфер, характерных, в частности, для планетарных ядер. Понимание процессов, происходящих в веществах при таких экстремальных состояниях, необходимо при изучении широкого спектра физических явлений, включая образование планет и межзвездных пылевых облаков, пластических деформаций при производстве высокоэффективной керамики [26].

При высоких давлениях нагрузки на вещество возможен переход от упругого к неупругому отклику вещества. На графике ударной адиабаты, рисунок 4.1(слева), давление, при котором происходит такой переход, обозначается  $p_{HEL}$ . При давлениях выше  $p_{HEL}$  материал теряет большую часть своей прочности и начинает вести себя как жидкость. В данной фазе возможно существование двух ударных волн – упругий предвестник и следующая за ним более медленная пластическая УВ. До сегодняшнего дня исследование распространения упругопластических УВ исследовалось в основном методом VISAR [32,33], с помощью которого можно измерять скорость УВ на выходе из вещества. Однако такой подход не позволяет проводить прямые измерения, а дает лишь ограниченное представление о том, как сложные волны ведут себя внутри образца. Таким образом, о состоянии вещества по мере распространения УВ внутри можно судить только косвенными методом. Рентгенографические методы на основе лазерной плазмы не могут разрешить пластическую УВ ввиду малого поглощения и градиента плотности на фронте волны.

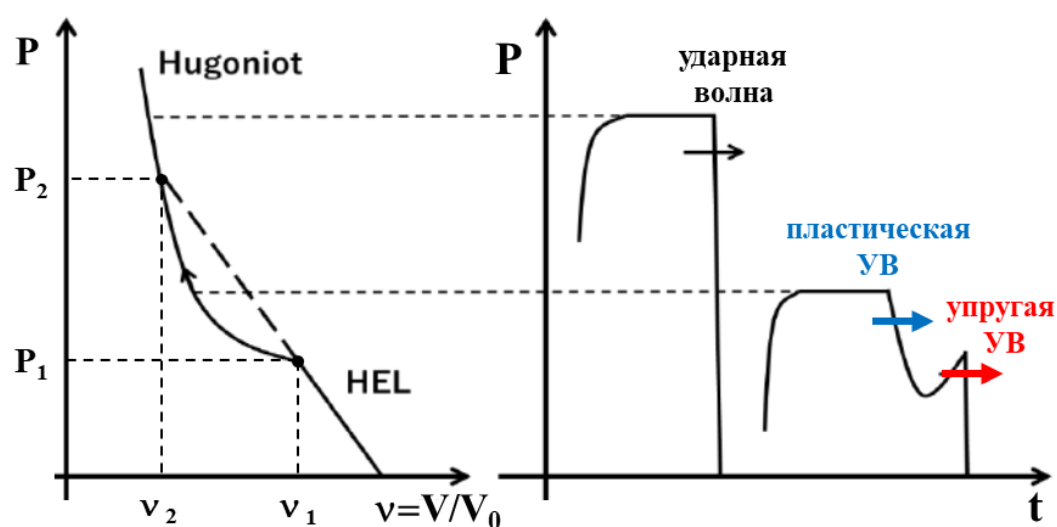


Рисунок 4.1 – Схематичное представление ударной адиабаты (слева), на которой показана область существования парной волновой структуры.

Как уже упоминалось в Главе 1, определение уравнений состояния материалов при высоких давлениях и температурах является актуальной задачей. Наибольшее количество измерений выполнено для металлов и часто встречающихся химических соединений, например, Та [46], сплавов алюминия [125], Cu [126], как элементов, знание о которых необходимо для задач геофизики, астрофизики и термоядерного синтеза, для прогнозирования эффектов сверхскоростных столкновений космических тел с планетами и космическими аппаратами и т. д. Эти измерения охватили широкий диапазон фазовых диаграмм этих материалов. Из неметаллов широко используется алмаз для исследования ударных волн в твердотельных мишенях, поскольку его уникальное сочетание сверхвысокой жесткости, твердости, оптической прозрачности и теплопроводности делает его популярным в исследованиях по достижению высоких давлений в веществе [127–131].

В рамках данной главы была решена задача исследования морфологии и эволюции малоконтрастной парной волновой структуры (упругий предвестник – пластическая УВ) в алмазе с использованием метода когерентной фазово-контрастной рентгеновской радиографии.

#### 4.1 Постановка эксперимента

Схема эксперимента типа «накачка-зондирование» для исследования эволюции ударных волн УВ в алмазе методом фазово-контрастной рентгенографии представлена на рисунке 4.2. Эксперимент проводился на установке РЛСЭ SACLA в Японии.

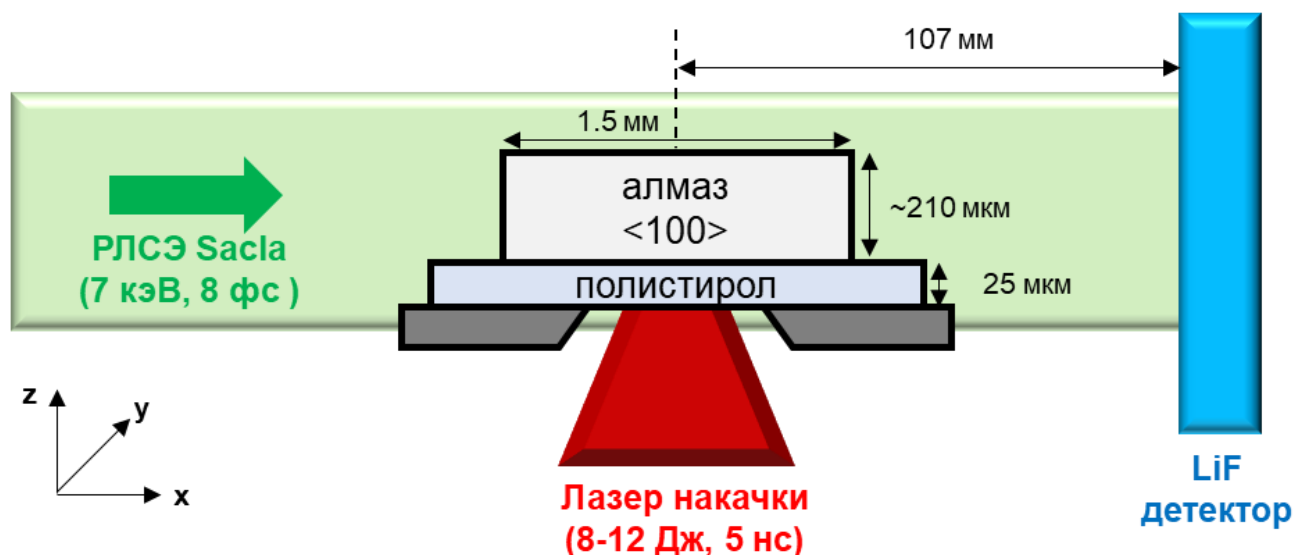


Рисунок 4.2 - Схема эксперимента типа «накачка-зонд» по исследованию распространения УВ в алмазе на РЛСЭ SACLA.

Ударная волна инициировалась возбуждающим лазером накачки гауссовой формы с длительностью 5 нс (FWHM) с длиной волны  $\lambda = 532$  нм и энергией  $E = 8.5-12$  Дж на импульс. Оптический луч фокусировался на алмазной мишени в пятно размером 250 мкм (FWHM), что

соответствовало максимальной пиковой интенсивности  $I \approx 5.9-8.3$  ТВт/см<sup>2</sup>. Временной и пространственный профили оптического лазера накачки показаны на рисунке 4.3. Распределение интенсивности лазера накачки  $I(x, y, t)$  можно представить в виде:

$$I(x, y, t) = B \cdot f(t) \cdot sg(x, y) \quad (4.1)$$

, где  $B$ - коэффициент пропорциональности;  $f(t)$  и  $sg(x, y)$  временной и пространственный профиль интенсивности лазера соответственно.

Экспериментальный временной профиль был аппроксимирован функцией вида:

$$f(t) = \begin{cases} e^{-\frac{(t-1.8)^2}{2 \cdot 0.65^2}}, & 0 < t < 1.8 \text{ нс} \\ -0.085 \cdot t + 1.154, & 1.8 \leq t < 5.45 \text{ нс} \\ 0.69 \cdot e^{-\frac{(t-5.45)^2}{2 \cdot 0.2^2}}, & 5.45 \leq t < 6 \text{ нс} \end{cases} \quad (4.2)$$

Пространственной профиль был аппроксимирован супергауссовой функцией 3-го порядка:

$$sg(x, y) = e^{-\left(\frac{x^2}{2R^2}\right)^3 - \left(\frac{y^2}{2R^2}\right)^3} = e^{-\left(\frac{x^2}{2 \cdot 125^2}\right)^3 - \left(\frac{y^2}{2 \cdot 125^2}\right)^3} \quad (4.3)$$

Коэффициент  $B$  для уравнения (4.1) может быть найден нормировкой на энергию лазера накачки. Так, например, для энергии 9 Дж, используя уравнения (4.2) - (4.3) можно записать:

$$\begin{aligned} E = 9 \text{ Дж} &= \iiint I(x, y, t) dx dy dt = B \int_0^{6 \text{ нс}} f(t) dt \cdot \iint_{-225 \text{ мкм}}^{+225 \text{ мкм}} sg(x, y) dx dy = \\ &= \mathbf{B} [\mathbf{W/cm^2}] \cdot 1.44e-12 [\mathbf{s \cdot cm^2}] \Rightarrow \mathbf{B} = 6.23e12 [\mathbf{W/cm^2}] \end{aligned} \quad (4.4)$$

Таким образом, окончательно распределение интенсивности оптического лазера для энергии 9 Дж можно представить:

$$I(x, y, t) = 6.23e12 \cdot f(t) \cdot sg(x, y) \quad (4.5)$$

Мишень в эксперименте состояла из аблятора (полистирол с плотностью 1 г/см<sup>3</sup> и размером  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 5000 \text{ мкм} \times 5000 \text{ мкм} \times 25 \text{ мкм}$ ) над которым находился алмаз (плотностью 3.51 г/см<sup>3</sup> и размером  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 1500 \text{ мкм} \times 1500 \text{ мкм} \times 210 \text{ мкм}$ ), рисунок 4.2. Кристаллографическая ориентация алмаза была  $\langle 100 \rangle$  вдоль направления распространения оптического лазера накачки.

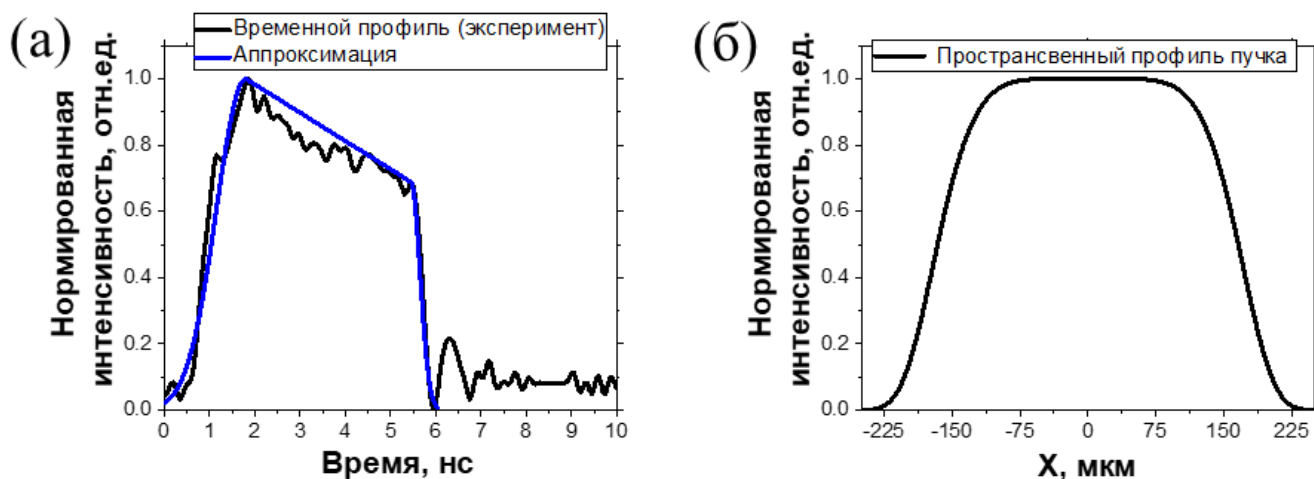


Рисунок 4.3 - Распределение интенсивности лазера накачки  $I(x, y, t)$ : (а) временное распределение оптического лазера. (б) пространственное распределение интенсивности сфокусированного лазера в плоскости аблятора из полистирола.

Развитие ударной волны в алмазе визуализировалось с использованием пучка РЛСЭ SACLA (энергия фотонов 7 кэВ, длительность импульса  $\sim 8$  фс, расходимость 2.4 мкрад, размер пучка в области мишени FWHM  $\sim 600$  мкм) и детектора LiF, установленном на расстоянии 107 мм от мишени. Зондирующий пучок распространялся в направлении  $\rightarrow e_x$ , в то время как ударный лазерный импульс фокусировался в мишень в перпендикулярном направлении  $\rightarrow e_z$ , рисунок 4.2. Луч РЛСЭ распространялся с задержкой относительно импульса лазера накачки для того, чтобы наблюдать эволюцию УВ в разные моменты времени. Рентгенографическое изображение регистрировалось через сторону образца алмаза толщиной 1500 мкм (пропускание  $\sim 3\%$  для фотонов энергии 7 кэВ).

#### 4.2 Радиографические данные по динамике распространения ударной волны в алмазе на временах 1-12 нс.

На рисунке 4.4а показана серия фазово-контрастных изображений, зарегистрированных на детекторе LiF, для времен задержки в диапазоне от 3 до 12 нс (для интенсивности лазера накачки  $6 \pm 0.3$  ТВт/см<sup>2</sup>). Благодаря эффекту фазового контраста и микронному разрешению рентгенографической экспериментальной платформы фронт генерируемых ударных волн четко разрешен (разница в поглощении в ударной и невозмущенной области алмаза составляет менее 1 %).

Из полученных рентгенографических изображений на детектор LiF и соответствующих им распределениям интенсивности на рисунке 4.4(а,б) можно заключить:

- В момент времени  $t = 3$  нс наблюдается только одна УВ, вероятно, упругопластическая
- В момент времени  $3 \text{ нс} < t < 5 \text{ нс}$  происходит расщепление ударной волны в алмазе на упругий предвестник и более медленную пластическую УВ. Такая парная структура наблюдаются вплоть до времени  $t = 10$  нс.
- В момент времени между  $10 \text{ нс} < t < 12 \text{ нс}$  пластическая УВ полностью ослабляется волной разгрузки и исчезает.

Стоит отметить, что при увеличении интенсивности лазера накачки до  $\sim 7 \text{ ТВт/см}^2$  пластическая УВ еще наблюдается в момент времени  $t = 12$  нс, рисунок 4.5. Из профиля интенсивности, полученного на изображении LiF, рисунок 4.5б, отчетливо видно, что пластическая УВ еще не успевает исчезнуть в момент времени  $t = 12$  нс при увеличении интенсивности лазера с  $5.9 \text{ ТВт/см}^2$  до  $7 \text{ ТВт/см}^2$ .

На рисунке 4.6 представлены измеренные положения ударных волн в алмазе в разные моменты времени. Видно, что расстояние между упругим предвестником и более медленной пластической УВ увеличивается со временем, пока последняя не исчезает. Для определения скорости наблюдаемых в эксперименте волн необходимо иметь информацию о времени выхода лазерно-индуцированной ударной волны из аблятора. Поскольку на фазово-контрастных LiF изображениях область аблятора не разрешена (рентгеновское излучение полностью поглощается), то данную информацию можно получить только с помощью моделирования.

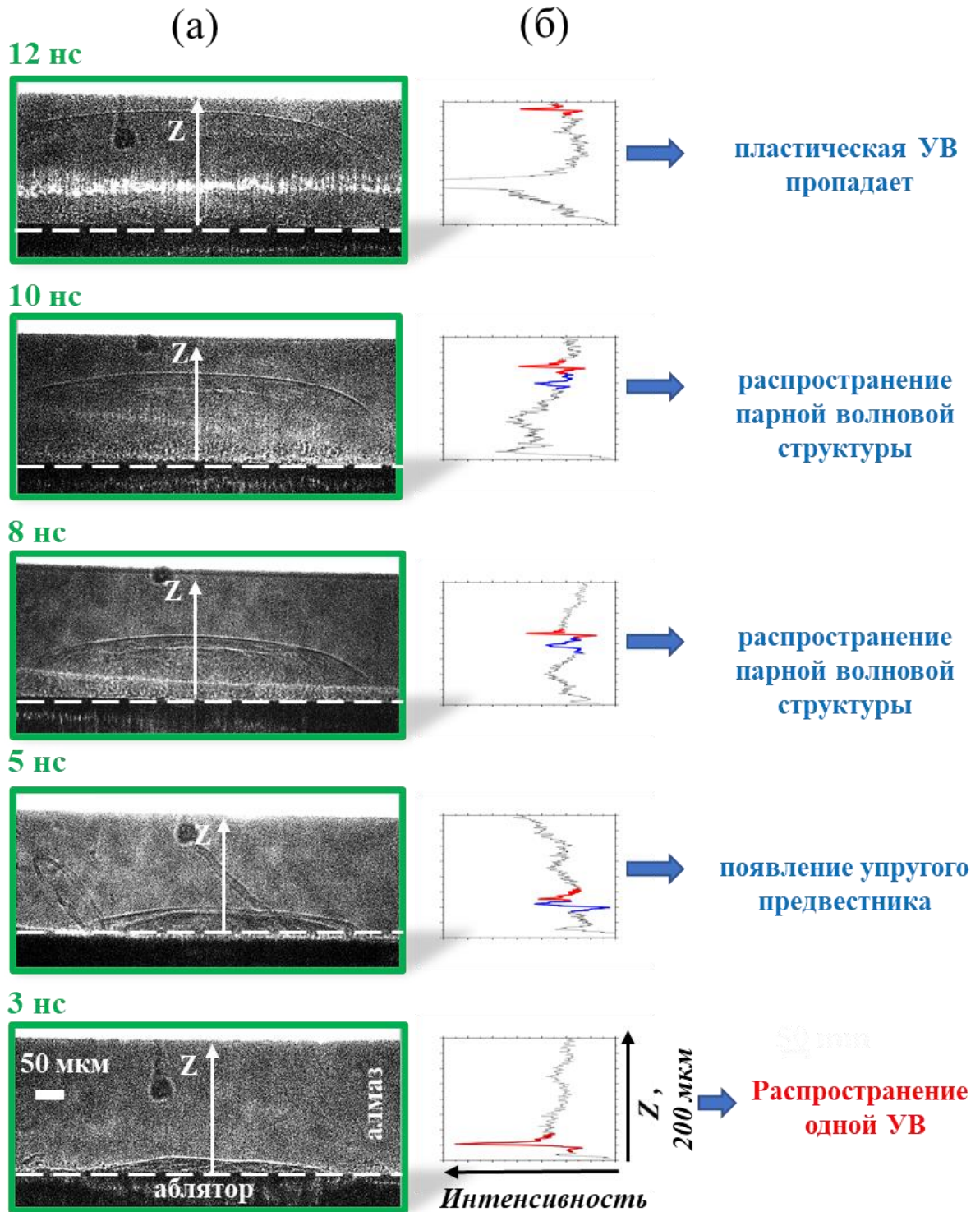


Рисунок 4.4 - Динамика развития ударных волн в алмазе для времен  $t = 3 - 12$  нс после воздействия оптического лазера на мишень: (а) фазово-контрастные изображения эволюции УВ в алмазе, зарегистрированные на детекторе LiF, расположенном на расстоянии 107 мм от мишени. (б) соответствующие распределения интенсивности фазово-контрастных LiF изображений вдоль направления Z, демонстрирующие проявление фазового контраста на фронтах ударных волн.

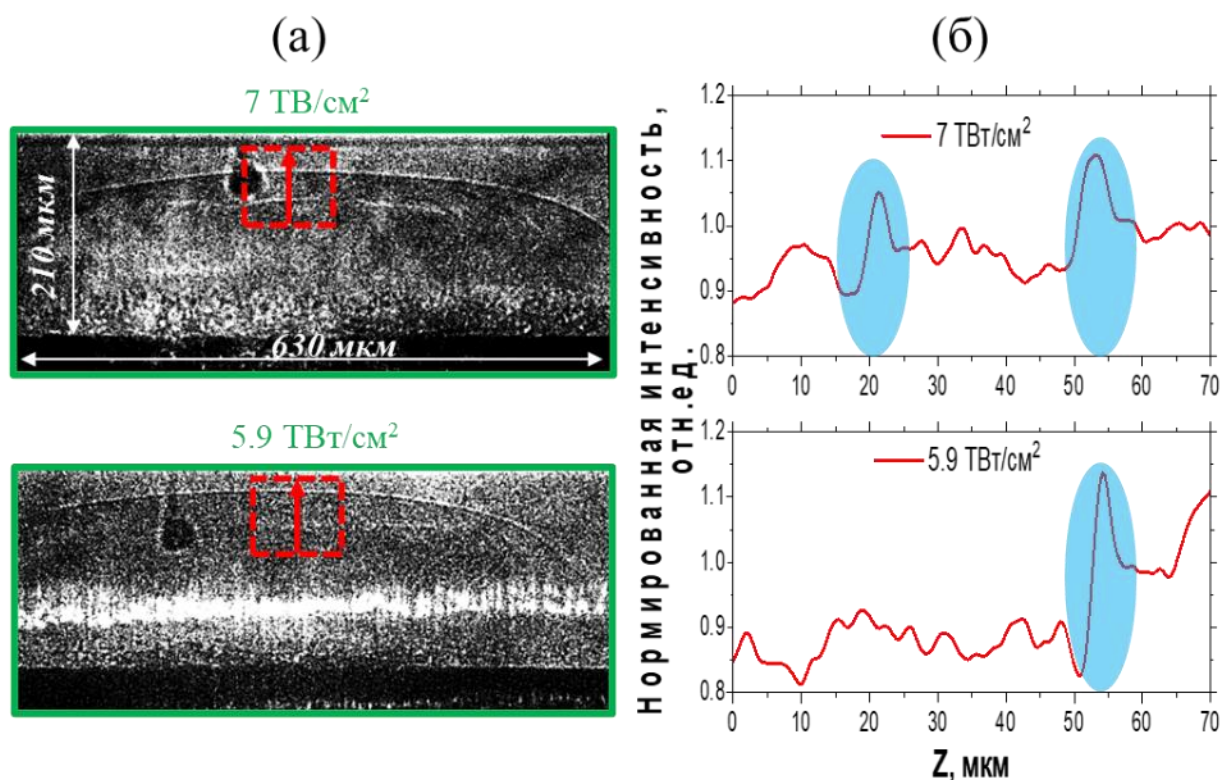


Рисунок 4.5 - Структура ударной волны в алмазе для момента времени  $t = 12$  нс после воздействия оптического лазера на мишень с интенсивностью  $I = 5.9 \text{ TBt/cm}^2$  и  $I = 7 \text{ TBt/cm}^2$ : (а) фазово-контрастные изображения, зарегистрированные на LiF (б) соответствующие распределения интенсивности сигнала на LiF изображении, взятые вдоль красной стрелки на изображениях (а).

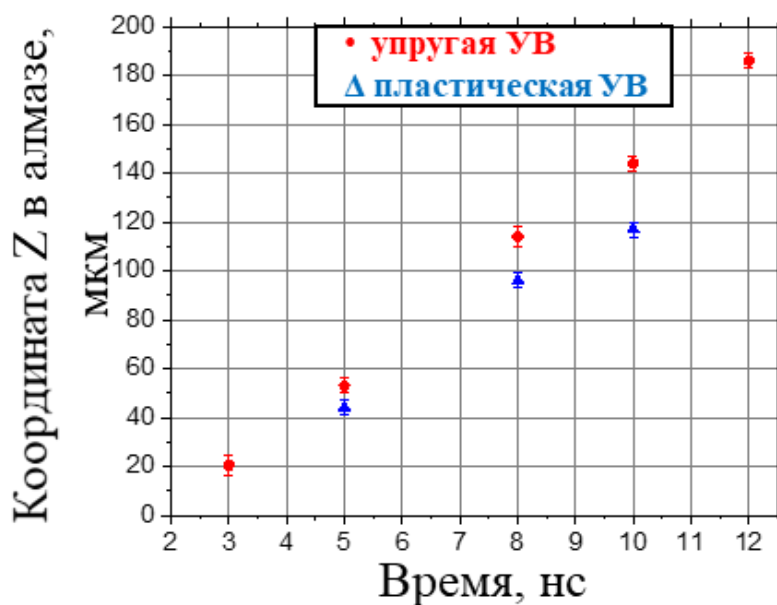


Рисунок 4.6 – Положение центральной части УВ в алмазе в разные моменты времени. Расстояние измерялось от границы аблятор-алмаз на изображениях LiF вдоль направления Z на рисунке 4.4а.



### 4.3 Сравнение полученных ФЗР изображений с результатами одномерных и двумерных гидродинамических расчетов

В рамках исследования было произведено сравнение экспериментальных картин эволюции УВ в алмазе с результатами гидродинамических расчетов, выполненных методом сглаженных частиц (анг. SPH – Smoothed-particle hydrodynamics) [132]. Предварительно было выполнено одномерное моделирование процессов лазерной абляции и генерации УВ в абляторе (полистирол  $(C_8H_8)_n$ ,  $\rho=1.1$  г/см<sup>3</sup>) толщиной 25 мкм с использованием одномерного гидродинамическим кода MULTI [120]. Чтобы в точности воспроизвести эксперимент в расчетах также был задан алмаз ( $\rho_2 = 3.52$  г/см<sup>3</sup>), установленный сразу за пластиком. Стоит отметить, что моделирование MULTI было выполнено для диапазона интенсивностей  $0.1-1e13$  Вт/см<sup>2</sup>, чтобы аппроксимировать отклик аблятора согласно пространственному распределению интенсивности оптического лазера, представленному на рисунке 4.3б. Далее выходные данные MULTI использовались как начальные для SPH-расчетов в одномерной и двумерной геометриях.

Рассмотрим сначала гидродинамические процессы внутри аблятора на основе расчетов кода MULTI. Карты распределений давления и плотности внутри мишени на временном и пространственном масштабах  $t=0-10$  нс и  $x=0-100$  мкм соответственно показаны на рисунке 4.7(а,б) для интенсивности лазера  $6$  ТВт/см<sup>2</sup>. Эволюция состояния вещества внутри аблятора может быть описано в несколько стадий:

- На первом этапе лазерный импульс (ЛИ) поглощается во фронтальном слое пластика, что вызывает его абляцию. Далее ЛИ продолжает поглощаться в области лазерной короны с критической плотностью (плотность плазмы пластика составляет  $\sim 1\%$  от начальной плотности в  $1$  г/см<sup>3</sup>). При интенсивности ЛИ  $6 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> давление в короне составляет примерно  $1.7$  Мбар, рисунок 4.7а. По пластику начинает бежать ударная волна, толщина оставшегося слоя уменьшаться с исходных  $25$  мкм до значений  $\sim 6-8$  мкм, при этом происходит его сжатие примерно в  $3-3.5$  раза, а давление приблизительно равно давлению на фронте лазерной абляции. Этот тонкий слой находится между траекториями фронтами абляции и ударной волны.
- В момент времени  $t \approx 2.2$  нс УВ достигает границы раздела пластик-алмаз, как это видно из распределения давления и плотности, рисунок 4.7(в,г). Давление достигает значения  $\sim 3.5$  Мбар, в то время как плотность алмаза возрастает до  $\sim 5$  г/см<sup>3</sup>. По алмазу начинает распространяться УВ, и в то же время по уже сжатому пластику начинает распространяться вторая волна, движущаяся в обратном направлении от границы алмаза к фронту абляции. После этого УВ отражается от границы и бежит обратно по пластику, но уже в виде волны разрежения: плотность вещества за фронтом такой волны падает. Далее волна разрежения

доходит до поверхности алмаза, входит в него также в виде волны разрежения в момент времени  $t \approx 2.7$  нс и бежит по возмущенному алмазу вслед за первой УВ.

- После окончания действия лазерного импульса ( $t = 5$  нс) давление в короне на пластик прекращается. Поэтому несгоревшая часть аблятора разгружается в вакуум слева волной разрежения. Давление на поверхности алмаза держится ещё несколько десятых долей наносекунды, пока “сигнал” об окончании лазерного нагрева короны и падении до нуля давления на краю несгоревшего аблятора не доходит до алмаза.

Из моделирования MULTI было получено, что лазерно-индуцированная УВ достигает границы аблятор-алмаз (25 мкм) в момент времени  $t = 2.2$  нс после воздействия оптического импульса на мишень. Используя данные о положении фронтов ударных волн, определенные по радиографическим LiF изображениям, рисунок 4.6, были восстановлены скорости наблюдаемых в эксперименте УВ по мере их распространения внутри алмаза. На рисунке 4.8 красными и синими маркерами отмечены полученные значения скоростей для упругой и пластической ударных волн соответственно. Видно, что скорость предвестника не изменяется по мере прохождения внутри алмаза ( $V_{\text{упругая}} = 19 \pm 0.5$  км/с), в то время как пластическая УВ замедляется ( $V_{\text{пластическая}} = 17.2 \pm 0.5$  км/с  $\rightarrow$   $15.2 \pm 0.5$  км/с) и пропадает на временах  $10$  нс  $< t < 12$  нс для интенсивности лазера  $6$  ТВт/см<sup>2</sup>.

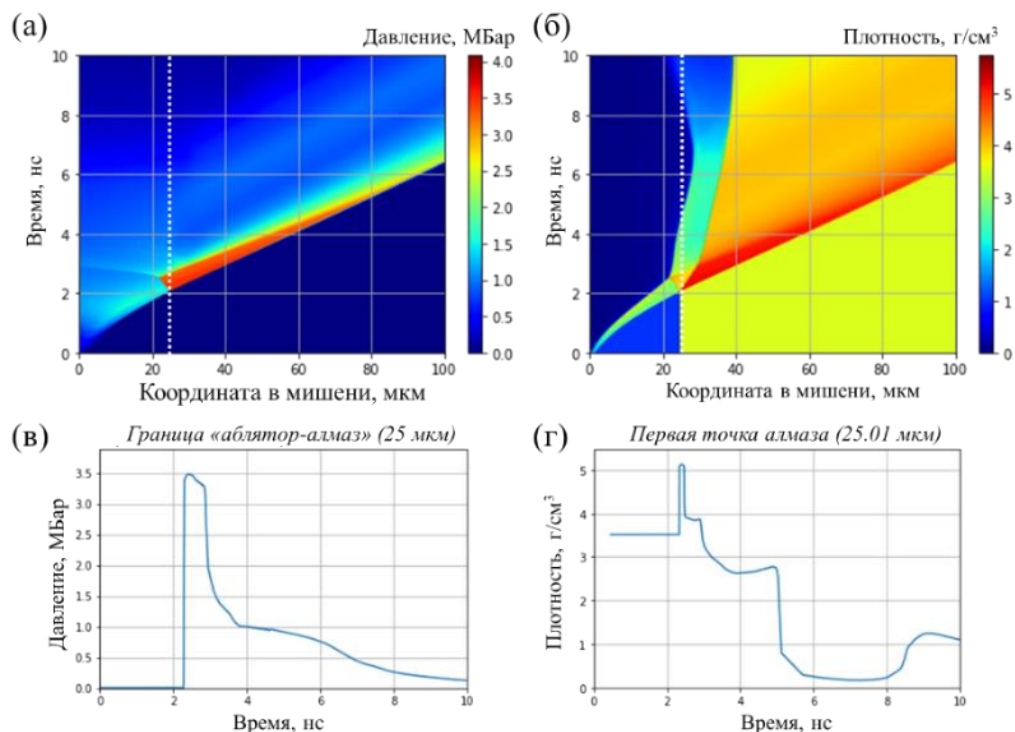


Рисунок 4.7 – Результаты расчетов MULTI, выполненных для интенсивности лазера накачки  $6$  ТВт/см<sup>2</sup>. Показаны полученные распределения давления (а) и плотности (б) внутри мишени на временном и пространственном масштабах  $t=0-10$  нс и  $x=0-100$  мкм. Изменение давления (в) и плотности (г) на границе аблятор-алмаз в моменты времени  $t=0-10$  нс (вдоль белых прерывистых линий на кадрах (а)-(б)).

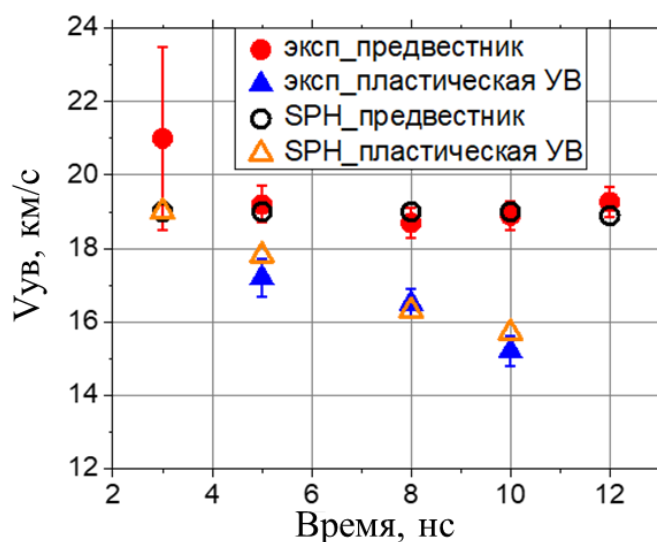


Рисунок 4.8 - Скорости наблюдаемых в алмазе ударных волн в разные моменты времени после воздействия оптического лазера на мишень. Красными и синими маркерами обозначены данные, полученные из рентгенографических изображений LiF; черными и оранжевыми – из SPH моделирования.

Рассмотрим теперь результаты гидродинамического моделирования SPH, которое было выполнено в двумерной геометрии для воспроизведения эволюции парной волновой структуры в образце алмаза. Путем калибровки параметров в модели (коэффициент Пуассона = 0.15; предел текучести = 70 ГПа; модуль объемного сжатия 481 ГПа; модуль сдвига 439 ГПа) были получены скорости ударных волн в разные моменты времени, которые хорошо согласуются с экспериментальными значениями, рисунок 4.8 (черные и оранжевые маркеры). На рисунке 4.9 показаны результаты двумерного SPH моделирования для калиброванной модели. Расчетные картины, представленные на рисунке 4.9а, хорошо воспроизводят появление упругого предвестника на временах  $3 \text{ нс} < t < 5 \text{ нс}$  и исчезновение упругой пластической УВ в момент времени  $10 \text{ нс} < t < 12 \text{ нс}$ , что согласуется с экспериментальными радиографическими изображениями на рисунке 4.4а. На профилях плотности и давления, рисунок 4.9(б,в), также отчетливо видна парная волновая структура на временах от 5 нс до 10 нс. В таблице 3 представлены параметры среды в области наблюдаемых ударных волн («1-упругий предвестник» и «2-пластическая УВ»): скорость частиц среды  $u_1$  и  $u_2$ , плотность алмаза  $den_1$  и  $den_2$ , давление  $P_1$  и  $P_2$ .

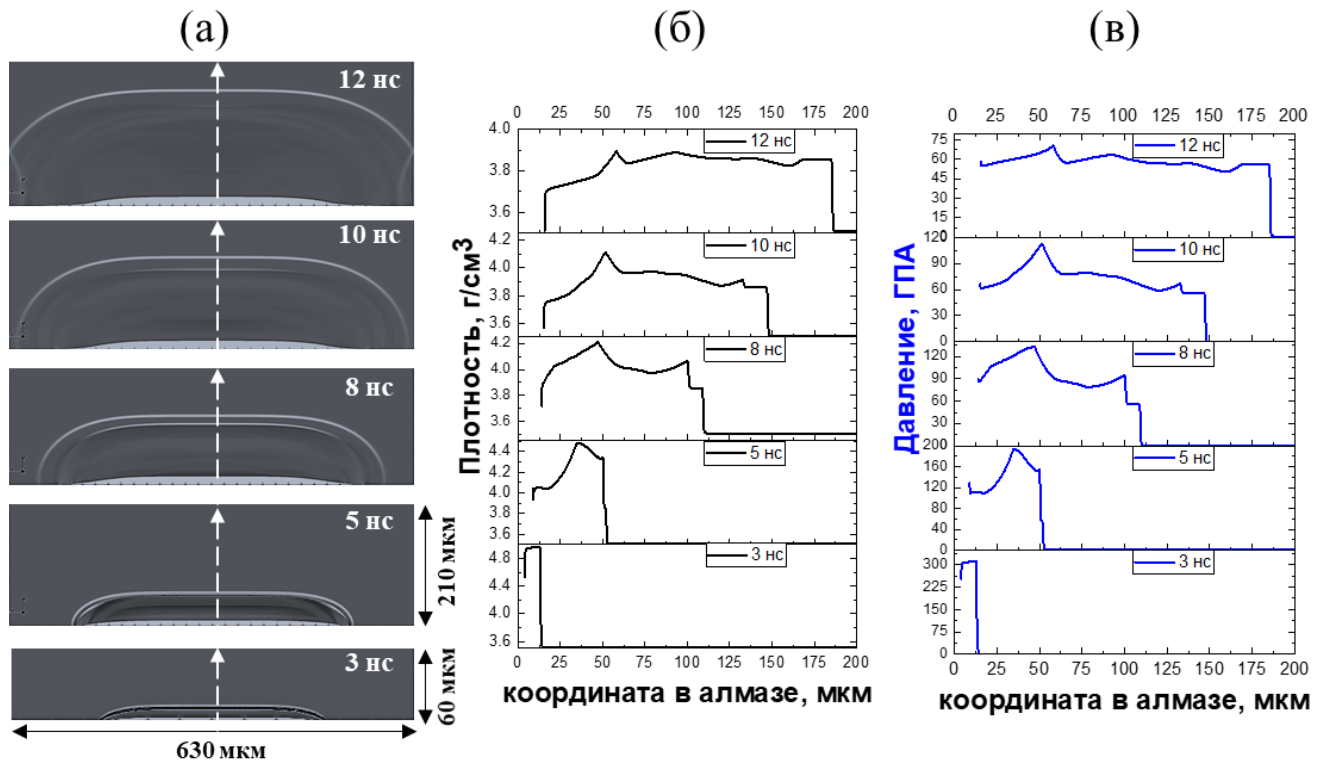


Рисунок 4.9 – (а) Результаты двумерного SPH моделирования эволюции УВ в алмазе для времен 3-12 нс. Распределения плотности (б) и давления (в) внутри алмаза вдоль белой линии, отмеченной на изображениях (а).

Таблица 3 – Параметры волн, полученные из гидродинамического моделирования методом сглаженных частиц в одномерной геометрии. Для монокристаллического алмаза  $\langle 100 \rangle$  использовалось предельное значение упругости Гюгонио  $Y = 70$  ГПа [129].

Время, нс	$u_1$ , км/с	$V_1$ , км/с	$den_1$ , г/см <sup>3</sup>	$P_1$ , ГПа	$u_2$ , км/с	$V_2$ км/с	$den_2$ , г/см <sup>3</sup>	$P_2$ , ГПа
3	5.5	19	4.97	310	5.5	19	4.97	310
5	1.67	19	3.88	56	3.33	17.2	4.35	154
8	1.67	19	3.88	56	2.38	16.3	4.06	95
10	1.67	19	3.86	56	1.86	15.7	3.91	66
12	1.67	19	3.88	56	1.67	0	3.88	56

#### 4.4 Оценка ширин передних фронтов ударных волн

В рамках исследования морфологии наблюдаемых в эксперименте ударных волн также выполнялась оценка на ширину градиента плотности их передних фронтов. Для анализа были выбраны изображения, соответствующие временам  $t = 3$  нс (наблюдается одна УВ) и  $t = 8$  нс (четко различимы две УВ), рисунок 4.4. На двумерном фазово-контрастном изображении LiF бралась область, в которой фронт ударных волн можно приближенно считать плоским, чтобы минимизировать эффект замытия по всему объему алмаза (красная область на рисунке 4.10а). С помощью кода WavePropagator были произведены расчеты фазово-контрастных картин для

сравнения с экспериментальными данными. Для моделирования прохождения зондирующего рентгеновского пучка SACLA через нагруженный образец алмаза был введен ряд параметров: плотность сжатого материала, градиенты плотности ударной волны и амплитуды УВ. При задании объекта в расчетах WavePropagator использовались следующие параметры, рисунок 4.10б:

- углы  $\alpha$  и  $\gamma$ , задающие ширины  $\Delta Z$  фронтов упругого предвестника и пластической УВ соответственно.
- угол  $\theta$ , задающий градиент плотности задней части пластической УВ.
- амплитуды плотности упругой и пластической УВ.

Зафиксировав 3 параметра (угол  $\theta = 80^\circ$  и амплитуды плотности для упругой  $\rho_{\text{упр}} = 3.88 \text{ г/см}^3$  и пластической УВ  $\rho_{\text{пласт}} = 4.1 \text{ г/см}^3$ , которые были взяты из результатов моделирования с помощью кода SPH), варьировались 2 параметра - углы  $\alpha$ ,  $\theta$  (определяют ширины двух УВ) для нахождения наилучшего соответствия с экспериментальными фазово-контрастными изображениями. На рисунке 4.10(в,г) в качестве примера продемонстрированы экспериментальная и расчетная картины для момента времени  $t = 8 \text{ нс}$ .

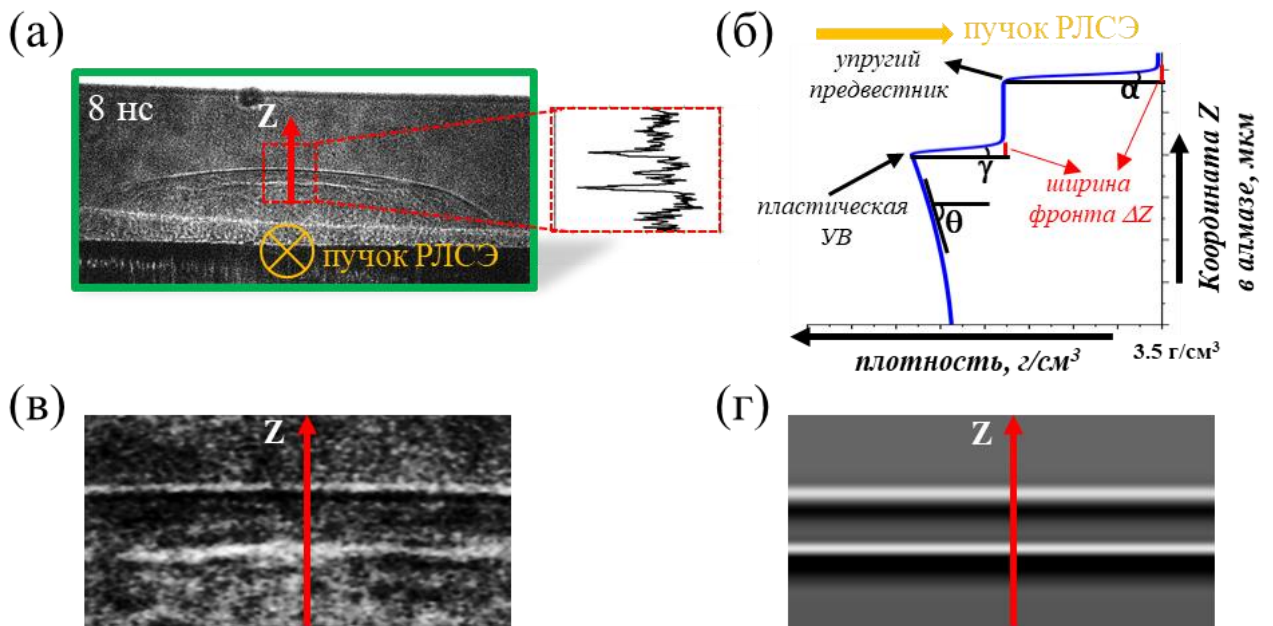


Рисунок 4.10 – Определение ширины фронтов ударных волн с использованием кода WavePropagator: (а) фазово-контрастное LiF изображение УВ в алмазе для момента времени 8 нс. Показано направление распространения зондирующего пучка РЛСЭ, а также распределение интенсивности внутри области интереса, выбранной для анализа. (б) Схема задания плотности мишени для моделирования с отмеченными параметрами, которые учитывались в расчетах. (в) увеличенный кадр внутри красного прямоугольника на изображении (а). (г) расчетная фазово-контрастная картина, соответствующая экспериментальной области на изображении (в).

Рассмотрим сначала момент времени  $t = 3$  нс, когда парной волновой структуры ещё не наблюдается. На рисунке 4.11а показано сравнение экспериментального и расчетного распределения интенсивности в плоскости детектора LiF при задании ширины фронта УВ в диапазоне  $\Delta Z = 25-75$  нм. Наилучшее совпадение между данными наблюдается для ширины  $\Delta Z = 50$  нм. Для момента времени 8 нс было получено, что ширина фронта упругого предвестника составляет  $\Delta Z_{\text{elast}} = 40$  нм, а более медленной пластической УВ -  $\Delta Z_{\text{plast}} = 70$  нм.

Стоит отметить, что выполненные расчеты позволяют сделать только оценки на ширины фронтов УВ, поскольку при моделировании рассматривается двумерная карта плотности и существует неопределенность в значениях линейной плотности.

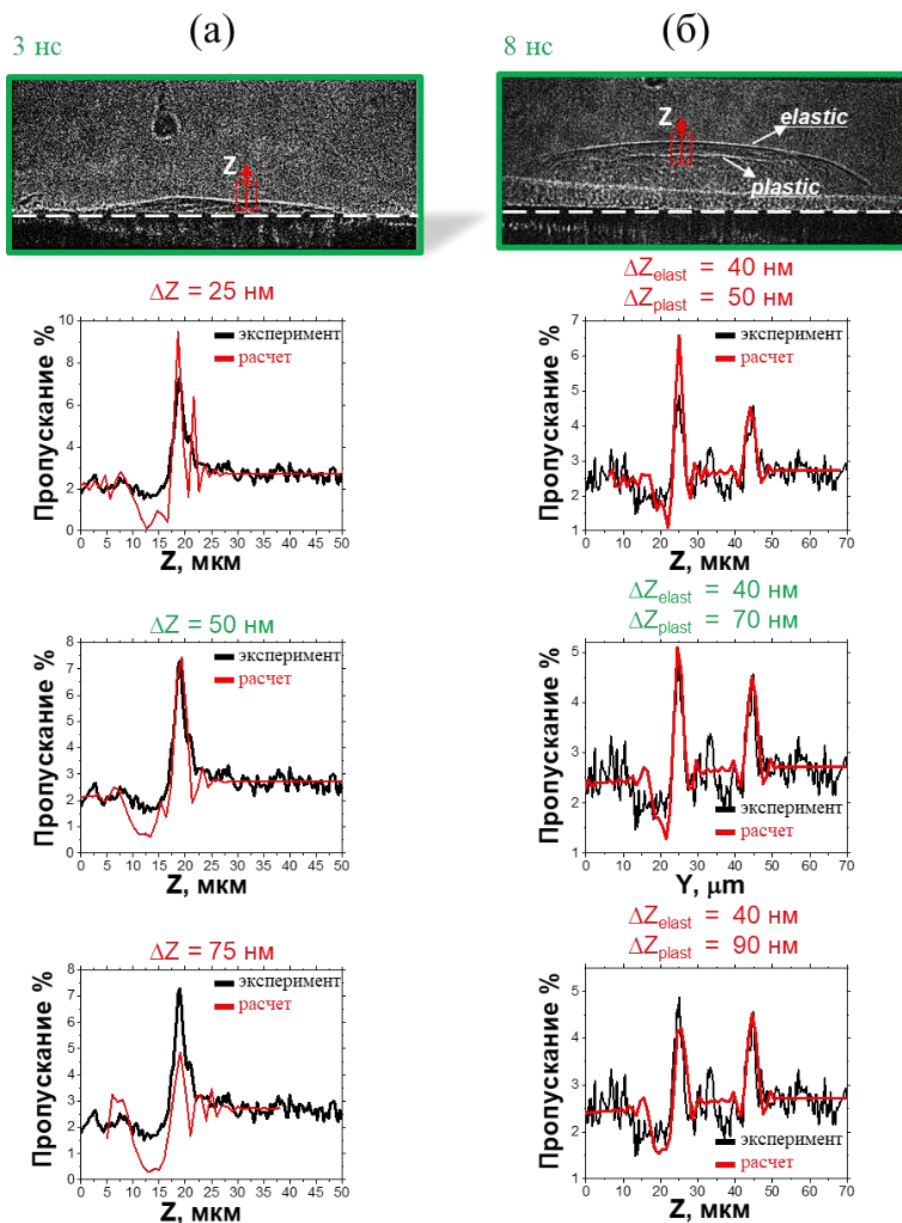


Рисунок 4.11 – Результаты оценки ширины фронтов  $\Delta Z$  ударных волн, наблюдаемых в алмазе в моменты времени  $t = 3$  нс (а) и  $t = 8$  нс (б). На верхних изображениях отмечены области, в которых бралось распределение интенсивности для экспериментального профиля.

#### 4.5 Заключение к Главе 4

Развитая в главе 3 методика когерентной рентгеновской радиографии сверхвысокого разрешения успешно применена для исследования гидродинамических явлений в лазерно-нагруженном твердом веществе. Впервые прямым методом зарегистрировано распространения парной волновой структуры «упругий предвестник – пластическая УВ» в алмазе при воздействии высокоинтенсивного оптического лазера наносекундной длительности. С микронным разрешением получены радиографические изображения эволюции УВ в алмазе на временах вплоть до 12 нс после воздействия мощного наносекундного лазера (5 нс) интенсивностью  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхность мишени (полистирол + алмаз). Выполнен анализ, зарегистрированных фазово-контрастных изображений, в результате которого получены основные параметры УВ: скорость, компрессия, ширина фронта, времена появления упругого предвестника и замытия пластической УВ.

### Заключение

В результате выполнения диссертационного исследования были получены следующие основные результаты:

- развита методика фазово-контрастной рентгенографии сверхвысокого разрешения для исследования быстропротекающих малоконтрастных явлений (с пропусканием менее 1 %) в лазерной плазме. Найдено оптимальное расстояние, на которое необходимо установить детектор от мишени, чтобы эффект фазового контраста начал проявляться, но не замывал итоговое разрешение в рентгенографическом изображении.
- исследованы функции отклика и разрешающей способности флуоресцентного кристаллического детектора LiF в широком диапазоне энергий, интенсивностей и поглощенных доз когерентного моноэнергетического рентгеновского излучения (РИ). Продемонстрирована возможность регистрации сигнала с субмикронным пространственным разрешением от таких источников при энергии фотонов несколько кэВ. Дополнительно определена величина мощности РИ, при которой происходит абляция детектора.
- разработан подход, позволяющий по дифракционным изображениям тестовых объектов, зарегистрированных с суб/микронным разрешением на детектор LiF, исследовать волновые свойства высокоинтенсивных рентгеновских/оптических источников, которые используются в методе радиографии. Исследован спектральный состав фемтосекундного оптического излучения и вклад рентгеновского лазерно-плазменного источника, образовавшегося при взаимодействии лазера интенсивностью  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> с кластерной мишенью.
- продемонстрировано, что применение детектора LiF в экспериментах с использованием высокоинтенсивного сфокусированного излучения РЛСЭ позволяет измерять каустику и распределение интенсивности внутри таких пучков с субмикронным разрешением и динамическим диапазоном не менее  $\sim 2 \cdot 10^5$ .
- впервые с микронной точностью исследовано развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора до турбулентной фазы в плазме, индуцированной взаимодействием оптического лазера интенсивностью  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 5$  нс с модулированной мишенью (полистирол + СНBr). Произведено сравнение с результатами гидродинамического моделирования для линейной фазы развития неустойчивости, в результате чего определены физические параметры лазерно-плазменной системы (ионизация, вязкость, число Рейнольдса, инерционная длина ионов и электронов и др.). Впервые измерен



пространственный спектр вплоть до стадии диссипации энергии вихрей турбулентности, а также выявлена в нем локальная немонотонность на масштабах нескольких микрон.

- впервые прямым методом зарегистрирована парная волновая структура «упругий предвестник – пластическая ударная волна», генерируемая при воздействии оптического лазера интенсивностью  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 5$  нс на алмаз. Исследованы морфология и основные параметры образовавшихся ударных волн от момента появления упругого предвестника до затухания пластической УВ (скорость, плотность, давление, ширина фронта, времена появления предвестника и замытия пластической УВ). Выполнена калибровка и валидация упругопластической модели, описывающей данный процесс в двумерной геометрии.

В заключении автор выражает глубокую признательность всем тем, кто помогал в выполнении данной работы. В первую очередь своему научному руководителю за ценные указания и обсуждения данных, полученных в рамках диссертационной работы. Неоценимую помощь в обучении использованию кода WavePropagator для расчетов дифракционных картин оказал Алексей Владимирович Бузмаков из института Кристаллографии РАН. Также автор благодарит команду Наиля Алимовича Иногамова и Василия Викторовича Жаховского за множественные и длительные плодотворные дискуссии по поводу правильной интерпретации данных по распространению ударных волн в алмазе. Хочется также выразить благодарность Сергею Александровичу Дьячкову (ОИВТ РАН) за предоставленное гидродинамическое моделирование эволюции ударных волн для сравнения с экспериментальными данными.

**Список обозначений и сокращений**

CRL (*анг. Compound refractive lense*) – составная преломляющая линза, используемая для фокусировки пучка на рентгеновских лазерах на свободных электронах.

LiF – кристалл фторида лития.

НРТ – неустойчивость Рэля-Тейлора.

НРМ – неустойчивость Рихтмайера-Мешкова.

РИ – рентгеновское излучение.

РЛСЭ – рентгеновский лазер на свободных электронах.

СИ – синхротронный источник.

УРС – уравнение состояния вещества.

УТС – управляемый термоядерный синтез.

ФВПЭ – физика высокой плотности энергии.

ФЗК – фазово-контрастная картина.

ФЛ сигнал – сигнал фотолюминесценции.

ЦО – центр окраски.

## Литература

1. Fortney J.J., Marley M.S., Barnes J.W. Planetary Radii across Five Orders of Magnitude in Mass and Stellar Insolation: Application to Transits // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 659, № 2. P. 1661–1672.
2. Kane J. et al. Scaling supernova hydrodynamics to the laboratory // *Phys. Plasmas.* 1999. Vol. 6, № 5 I. P. 2065–2071.
3. Filippov E.D. et al. Parameters of supersonic astrophysically-relevant plasma jets collimating via poloidal magnetic field measured by x-ray spectroscopy method // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 774, № 1.
4. Loupiau B. et al. Supersonic-jet experiments using a high-energy laser // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99, № 26. P. 1–4.
5. Srebro Y. et al. Modeling turbulent mixing in inertial confinement fusion implosions // *Laser Part. Beams.* 2003. Vol. 21, № 3. P. 355–361.
6. Thomas V.A., Kares R.J. Drive asymmetry and the origin of turbulence in an ICF implosion // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109, № 7. P. 1–5.
7. Weber C.R. et al. Inhibition of turbulence in inertial-confinement-fusion hot spots by viscous dissipation // *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* 2014. Vol. 89, № 5. P. 1–5.
8. Martinez D.A. et al. Evidence for a bubble-competition regime in indirectly driven ablative rayleigh-taylor instability experiments on the NIF // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 114, № 21. P. 1–5.
9. Casner A. et al. From ICF to laboratory astrophysics: Ablative and classical Rayleigh-Taylor instability experiments in turbulent-like regimes // *Nucl. Fusion.* 2019. Vol. 59, № 3.
10. Ryutov, D. et al. Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 518, № 2. P. 821–832.
11. Ryutov D.D., Drake R.P., Remington B.A. Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2000. Vol. 127, № 2. P. 465–468.
12. Tikhonchuk V.T. et al. Laboratory modeling of supersonic radiative jets propagation in plasmas and their scaling to astrophysical conditions // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2008. Vol. 50, № 12.
13. Фортнов В.Е. Экстремальные Состояния Вещества На Земле И В Космосе // *Успехи Физических Наук.* 2009. Том. 179, № 6. P. 653–687.
14. Lazicki A. et al. Metastability of diamond ramp-compressed to 2 terapascals // *Nature. Springer US,* 2021. Vol. 589, № 7843. P. 532–535.
15. Smith R.F. et al. Ramp compression of diamond to five terapascals // *Nature.* 2014. Vol. 511, № 7509. P. 330–333.
16. Brambrink E. et al. Short-pulse laser-driven x-ray radiography // *High Power Laser Sci. Eng.* 2016. Vol. 4. e30.
17. Dizière A. et al. Formation and propagation of laser-driven plasma jets in an ambient medium studied with X-ray radiography and optical diagnostics // *Phys. Plasmas.* 2015. Vol. 22. Article number: 012702.
18. Filippov E.D., Makarov S. S., Burdonov K. F. et al. Enhanced X-ray emission arising from laser-plasma confinement by a strong transverse magnetic field // *Sci. Rep.* 2021. Vol. 11. Article number: 8180.
19. Antonelli L. et al. Laser-driven shock waves studied by x-ray radiography // *Phys. Rev. E.* 2017.

- Vol. 95, № 6. P. 1–8.
20. Antonelli L. et al. X-ray absorption radiography for high pressure shock wave studies // *J. Instrum.* 2018. Vol. 13, № 1. P. 1–8.
  21. Nagel S.R. et al. A platform for studying the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities in a planar geometry at high energy density at the National Ignition Facility // *Phys. Plasmas*. 2017. Vol. 24, № 7.
  22. Khiar B., Revet G., Ciardi A., Burdonov K., Filippov E., Béard J., Cerchez M., Chen S. N., Gangolf T., Makarov S.S. et al. Laser-Produced Magnetic-Rayleigh-Taylor Unstable Plasma Slabs in a 20 T Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 2019. Vol. 123. Article number: 205001.
  23. Crab Nebula [Electronic resource]. URL: [http://www.nasa.gov/sites/default/files/images/430453main\\_crabmosaic\\_hst\\_big\\_full.jpg](http://www.nasa.gov/sites/default/files/images/430453main_crabmosaic_hst_big_full.jpg).
  24. NASA APOD: 2012 - Plasma Jets from Radio Galaxy Hercules A [Electronic resource]. URL: [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/hubble/science/hercules-a.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/science/hercules-a.html).
  25. Sakagami H., Nishihara K. Rayleigh-Taylor instability on the pusher-fuel contact surface of stagnating targets // *Phys. Fluids B*. 1990. Vol. 2, № 11. P. 2715–2730.
  26. Chen M.W. et al. Dynamic plasticity and failure of high-purity alumina under shock loading // *Nat. Mater.* 2006. Vol. 5, № 8. P. 614–618.
  27. Katagiri K. et al. Shock Response of Full Density Nanopolycrystalline Diamond // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2020. Vol. 125, № 18. P. 185701.
  28. Sekine T. et al. Shock compression response of forsterite above 250 GPa // *Sci. Adv.* 2016. Vol. 2, № 8. P. 1–8.
  29. А. С. Мартыненко, С. А. Пикуз, С. Н. Рязанцев и др. Определение параметров пикосекундной лазерной плазмы на начальных этапах её формирования методами высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии // *Вестник Объединенного института высоких температур*. 2019. Том. 3. стр. 50–52.
  30. Martynenko A.S., Skobelev I.Y., Pikuz S.A. Possibility of estimating high-intensity-laser plasma parameters by modelling spectral line profiles in spatially and time-integrated X-ray emission // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* Springer Berlin Heidelberg, 2019. Vol. 125, № 2. P. 1–8.
  31. Е.Д. Вовченко, А.П. Кузнецов, Савёлов А.С. Лазерные методы диагностики плазмы. 2008.
  32. Barker L.M. The development of the VISAR, and its use in shock compression science. 2003. Vol. 11. P. 11–18.
  33. Ziborov V.S., Rostilov T.A. Application of the Visar Method To Study the Interaction of the Shock Front in the Gas and Solid Surface // *Bull. Moscow State Reg. Univ. (Physics Math.)* 2019. № 1. P. 68–73.
  34. Shelkovenko T.A. et al. Point-projection x-ray radiography using an X pinch as the radiation source // *Rev. Sci. Instrum.* 2001. Vol. 72, № 1 II. P. 667–670.
  35. Budil K.S. et al. Point projection radiography with the flexible x-ray imager // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. Vol. 68, № 1. P. 796–798.
  36. Bullock A.B. et al. X-ray induced pinhole closure in point-projection x-ray radiography // *J. Appl. Phys.* 2006. Vol. 100, № 4.
  37. Gales S.G., Bentley C.D. Image plates as x-ray detectors in plasma physics experiments // *Rev. Sci. Instrum.* 2004. Vol. 75, № 10 II. P. 4001–4003.
  38. Rigon G. et al. Rayleigh-Taylor instability experiments on the LULI2000 laser in scaled

- conditions for young supernova remnants // *Phys. Rev. E*. 2019. Vol. 100, № 2. P. 1–6.
39. Mabey P. et al. Laboratory study of stationary accretion shock relevant to astrophysical systems // *Sci. Rep.* 2019. Vol. 9, № 1. P. 1–9.
40. Sauppe J.P. et al. Demonstration of Scale-Invariant Rayleigh-Taylor Instability Growth in Laser-Driven Cylindrical Implosion Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2020. Vol. 124, № 18. P. 185003.
41. Wilkins S.W. et al. Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays // *Nature*. 1996. Vol. 384, № 6607. P. 335–338.
42. Barbato F. et al. Quantitative phase contrast imaging of a shock-wave with a laser-plasma based X-ray source // *Sci. Rep.* 2019. Vol. 9, № 1. P. 1–11.
43. Barbato F. et al. Quantitative phase contrast imaging of a shock-wave with a laser-plasma based X-ray source // *Sci. Rep.* 2019. Vol. 9, № 1. P. 1–11.
44. Макаров С.С., Пикуз С.А., Пикуз Т.А. Бузмаков А.В. Выбор геометрии эксперимента при определении волновых свойств излучения рентгеновского лазера дифракционным методом // *Вестник Объединенного института высоких температур*. 2018. Том. 1. стр. 136–139.
45. Fletcher L.B. et al. Ultrabright X-ray laser scattering for dynamic warm dense matter physics // *Nat. Photonics*. 2015. Vol. 9, № 4. P. 274–279.
46. Albertazzi B. et al. Dynamic fracture of tantalum under extreme tensile stress // *Sci. Adv.* 2017. Vol. 3, № 6. P. 1–7.
47. Mukharamova N. et al. Probing dynamics in colloidal crystals with pump-probe experiments at LCLS: Methodology and analysis // *Appl. Sci.* 2017. Vol. 7, № 5. P. 1–13.
48. Mukharamova N. et al. Femtosecond laser produced periodic plasma in a colloidal crystal probed by XFEL radiation // *Sci. Rep.* 2020. Vol. 10, № 1. P. 1–11.
49. Kluge T. et al. Observation of Ultrafast Solid-Density Plasma Dynamics Using Femtosecond X-Ray Pulses from a Free-Electron Laser // *Phys. Rev. X*. 2018. Vol. 8, № 3. P. 31068.
50. Vagovič P. et al. Megahertz x-ray microscopy at x-ray free-electron laser and synchrotron sources // *Optica*. 2019. Vol. 6, № 9. P. 1106.
51. Schropp A. et al. Imaging Shock Waves in Diamond with Both High Temporal and Spatial Resolution at an XFEL // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. P. 1–8.
52. Baldacchini G. et al. Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF // *Rev. Sci. Instrum.* 2005. Vol. 76, № 11. P. 1–12.
53. Bonfigli F. et al. Point defects in lithium fluoride films for micro-radiography, X-ray microscopy and photonic applications // *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.* 2005. Vol. 202, № 2. P. 250–255.
54. Baldacchini G. et al. Lithium fluoride as a novel X-ray image detector for biological  $\mu$ -world capture // *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2003. Vol. 3, № 6. P. 483–486.
55. Bonfigli F., Faenov A., Flora F. et al. High-Resolution Water Window X-Ray Imaging of In Vivo Cells and Their Products Using LiF Crystal Detectors // *Microsc. Res. Tech.* 2008. Vol. 71, № 2. P. 146–157.
56. Reale L. et al. Contact X-ray microscopy of living cells by using LiF crystal as imaging detector // *J. Microsc.* 2015. Vol. 258, № 2. P. 127–139.
57. Макаров С.С. и др. Исследование параметров высокоинтенсивных тепловых и когерентных рентгеновских источников с помощью кристаллов фторида лития (Обзор) //

- Теплофизика высоких температур. 2020. Том. 58. № 4. P. 670–688.
58. Montekali R.M. et al. Refractive index change in photoluminescent patterns based on color centers generated in lithium fluoride by EUV radiation // *Integr. Opt. Photonic Integr. Circuits*. 2004. Vol. 5451. P. 393.
  59. Oliva C. et al. SNOM images of X-ray radiographs at nano-scale stored in a thin layer of lithium fluoride // *J. Microsc.* 2008. Vol. 229, № 3. P. 490–495.
  60. Ustione A. et al. Scanning near-field optical microscopy images of microradiographs stored in lithium fluoride films with an optical resolution of  $\lambda/2$  // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88, № 14.
  61. Gasilov S. et al. Conventional and propagation-based phase contrast imaging of nanostructures using femtosecond laser driven cluster plasma source and LiF crystal soft x-ray detectors // *Contrib. to Plasma Phys.* 2009. Vol. 49, № 7. P. 488–495.
  62. Baldacchini G. et al. Point defects in lithium fluoride by EUV and soft X-rays exposure for X-ray microscopy and optical applications // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2004. Vol. 10, № 6. P. 1435–1445.
  63. Pikuz T. et al. Optical features of a LiF crystal soft x-ray imaging detector irradiated by free electron laser pulses // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 4. P. 3424.
  64. Grum-Grzhimailo A.N. et al. On the size of the secondary electron cloud in crystals irradiated by hard X-ray photons // *Eur. Phys. J. D*. 2017. Vol. 71, № 3.
  65. Baldacchini G. et al. Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF // *Review of Scientific Instruments*. 2005. Vol. 76, № 11. P. 1–12.
  66. Bonfigli F. et al. Characterization of LiF-based soft X-ray imaging detectors by confocal fluorescence microscopy // *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* 2010. Vol. 15. P. 012025.
  67. Heidari Bateni S. et al. Optical characterisation of lithium fluoride detectors for broadband X-ray imaging // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 2013. Vol. 720. P. 109–112.
  68. Viehhaus J. et al. The Variable Polarization XUV Beamline P04 at PETRA III: Optics, mechanics and their performance // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 2013. Vol. 710. P. 151–154.
  69. Idir M. et al. Metrology and test beamline at SOLEIL // *Synchrotron Radiat. News*. 2006. Vol. 19, № 4. P. 18–23.
  70. Tono K. et al. Beamline, experimental stations and photon beam diagnostics for the hard x-ray free electron laser of SACLA // *New J. Phys.* 2013. Vol. 15. Article number: 083035.
  71. Bonfigli F., Hartley N., Inubushi Yu., Koenig M., Matsuoka T., Makarov S. et al. Photoluminescence properties and characterization of LiF-based imaging detector irradiated by 10 keV XFEL beam // *SPIE Proceedings*. 2019. Vol. 11035. Article number: 110350N.
  72. The High Energy-Density instrument at the European XFEL [Electronic resource]. URL: [https://www.xfel.eu/sites/sites\\_custom/site\\_xfel/content/e35165/e46561/e46886/e46963/e63038/xfel\\_file63079/Posters\\_merged\\_eng.pdf](https://www.xfel.eu/sites/sites_custom/site_xfel/content/e35165/e46561/e46886/e46963/e63038/xfel_file63079/Posters_merged_eng.pdf).
  73. Makita M. et al. Double grating shearing interferometry for X-ray free-electron laser beams // *Optica*. 2020. Vol. 7, № 5. P. 404.
  74. Nagler B. et al. Focal Spot and Wavefront Sensing of an X-Ray Free Electron laser using Ronchi shearing interferometry // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 1–10.
  75. Chalupský J. et al. Imprinting a focused X-ray laser beam to measure its full spatial characteristics // *Phys. Rev. Appl.* 2015. Vol. 4. Article number: 014004.

76. Pikuz T. et al. 3D visualization of XFEL beam focusing properties using LiF crystal X-ray detector // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. P. 1–10.
77. Sala S. et al. Ptychographic imaging for the characterization of X-ray free-electron laser beams // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. Vol. 849, № 1.
78. Makarov S. et al. Soft X-ray diffraction patterns measured by a LiF detector with sub-micrometre resolution and an ultimate dynamic range // *J. Synchrotron Radiat.* 2020. Vol. 27. P. 625–632.
79. Bonfigli F. et al. Characterization of LiF-based soft X-ray imaging detectors by confocal fluorescence microscopy // *IOP Conf. Ser. Mater.* 2010. Vol. 15. P. 012025.
80. Mabey P., Albertazzi B., Michel Th., Rigon G., Makarov S. et al. Characterization of high spatial resolution lithium fluoride X-ray detectors // *Rev. Sci. Instrum.* 2019. Vol. 90, Article number: 063702.
81. Макаров С.С., Пикуз С.А., Черняев А.П. In-situ измерение профиля сфокусированного пучка синхротронного излучения флуоресцентным детектором с динамическим диапазоном 1е6 // *Ученые записки физического факультета московского университета.* 2019. Выпуск 1. элек. №: 1910401.
82. Faenov A.Y. et al. Low-threshold ablation of dielectrics irradiated by picosecond soft x-ray laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94, № 23. P. 2–4.
83. Inogamov N.A. et al. Spallative ablation of metals and dielectrics // *Contrib. to Plasma Phys.* 2009. Vol. 49, № 7. P. 455–466.
84. Ivanov K. A., Gozhev D. A., Rodichkina S. P., Makarov S. V., Makarov S. S. et al. Nanostructured plasmas for enhanced gamma emission at relativistic laser interaction with solids // *Appl. Phys. B: Lasers and Opt.* 2017. Vol. 123. Article number: 252.
85. Pikuz T., Faenov A., Ozaki N., Matsuoka T., Albertazzi B., Hartley N. J., Miyanishi K., Katagiri K., Matsuyama S., Yamauchi K., Habara H., Inubushi Y., Togashi T., Yumoto H., Ohashi H., Tange Y., Yabuuchi T., Yabashi M., Grum-Grzhimailo A. N., Casner A., Skobelev I. Yu., Makarov S. et al. Development of new diagnostics based on LiF detector for pump-probe experiments // *Matter Radiat. Extrem.* 2018. Vol. 3. P. 197–206.
86. Samoylova L. et al. WavePropaGator: Interactive framework for X-ray free-electron laser optics design and simulations // *J. Appl. Crystallogr. International Union of Crystallography*, 2016. Vol. 49, № 4. P. 1347–1355.
87. Erko A., Krist T., Michette A.G. Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics // *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics.* 2008. 69–89 p.
88. Makarov S.S. et al. Properties of laser beam passed through cluster plasma studied with diffraction pattern method // *J. Phys. Conf. Ser.* 2020. Vol. 1556. Article number: 012007.
89. Alexeev I. et al. Self-Focusing of Intense Laser Pulses in a Clustered Gas // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 90, № 10. P. 4.
90. Sarkisov G.S. et al. Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a he jet // *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 1999. Vol. 59, № 6. P. 7042–7054.
91. Makarov S. et al. Ion pinhole imaging diagnostics on fast ion source in femtosecond laser plasma of cluster targets // *Opt. Express.* 2017. Vol. 25. № 14. P. 16419.
92. Donnelly T.D. et al. High-Order Harmonic Generation in Atom Clusters // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76, № 14. P. 2472–2475.
93. Mori M. et al. Development of beam-pointing stabilizer on a 10-TW Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser system

- JLITE-X for laser-excited ion accelerator research // *Laser Phys.* 2006. Vol. 16. № 7. P. 1092–1096.
94. Oks E. et al. Revealing the second harmonic generation in a femtosecond laser-driven cluster-based plasma by analyzing shapes of Ar XVII spectral lines // *Opt. Express.* 2015. Vol. 23, № 25. P. 31991.
  95. Schropp A. et al. Hard x-ray nanobeam characterization by coherent diffraction microscopy // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96, № 9.
  96. Takeda M., Ina H., Kobayashi S. Computer-Based Topography and Interferometry // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1982. Vol. 72, № 1. P. 156–160.
  97. Schropp A. et al. Full spatial characterization of a nanofocused X-ray free-electron laser beam by ptychographic imaging // *Sci. Rep.* 2013. Vol. 3. P. 1–5.
  98. Daurer B.J. et al. Ptychographic wavefront characterisation for single-particle imaging at X-ray lasers // *arXiv.* 2020. Vol. 8, № 4.
  99. Keitel B. et al. Hartmann wavefront sensors and their application at FLASH // *J. Synchrotron Radiat.* 2016. Vol. 23. P. 43–49.
  100. Chalupsky J. et al. Comparing different approaches to characterization of focused X-ray laser beams // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. Elsevier*, 2011. Vol. 631, № 1. P. 130–133.
  101. Pickworth L.A. et al. The National Ignition Facility modular Kirkpatrick-Baez microscope // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. Vol. 87, № 11.
  102. Vartanyants I.A. et al. Coherence properties of individual femtosecond pulses of an x-ray free-electron laser // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, № 14. P. 1–5.
  103. Rutishauser S. et al. Exploring the wavefront of hard X-ray free-electron laser radiation // *Nat. Commun.* 2012. Vol. 3.
  104. Schneider M. et al. In situ single-shot diffractive fluence mapping for X-ray free-electron laser pulses // *Nat. Commun.* 2018. Vol. 9. Article number: 214.
  105. Liu Y. et al. High-accuracy wavefront sensing for x-ray free electron lasers // *Optica.* 2018. Vol. 5. № 8. P. 967.
  106. Valdivia M.P. et al. X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through Talbot-Lau deflectometry // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. Vol. 89, № 10.
  107. Loh N.D. et al. Sensing the wavefront of x-ray free-electron lasers using aerosol spheres // *Opt. Express.* 2013. Vol. 21, № 10. P. 12385.
  108. Sikorski M. et al. Focus characterization at an X-ray free-electron laser by coherent scattering and speckle analysis // *J. Synchrotron Radiat.* 2015. Vol. 22. P. 599–605.
  109. [www.xfel.eu/sites/sites\\_custom/site\\_xfel/content/e35165/e46561/e46886/e46963/e46964/xfel\\_file\\_46965/TR-2013-003\\_CDR\\_HED\\_eng.pdf](http://www.xfel.eu/sites/sites_custom/site_xfel/content/e35165/e46561/e46886/e46963/e46964/xfel_file_46965/TR-2013-003_CDR_HED_eng.pdf)
  110. Bonfigli F., Hartley N. J., Inubushi Y., Katagiri K., Koenig M., Matsuoka T., Makarov S. et al. Photoluminescent radiation-induced color centers in lithium fluoride for detection of pulsed 10 keV XFEL beam // *IL NUOVO CIMENTO C.* 2021. Vol. 44. Article number: 146.
  111. Zverev D. et al. X-ray refractive parabolic axicon lens // *Opt. Express.* 2017. Vol. 25, № 23. P. 28469.
  112. Celestre R. et al. Modelling phase imperfections in compound refractive lenses // *J. Synchrotron Radiat. International Union of Crystallography*, 2020. Vol. 27, № December 2018. P. 305–318.



113. Self S.A. Focusing of spherical Gaussian beams // *Appl. Opt.* 1983. Vol. 22, № 5. P. 658.
114. Kuranz C.C. et al. Progress Toward the Study of Laboratory Scale, Astrophysically Relevant, Turbulent Plasmas // *Astrophysics and Space Science.* 2005. Vol. 208. P. 9–16.
115. Remington B.A. et al. Rayleigh–Taylor instabilities in high-energy density settings on the National Ignition Facility // *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 2019. Vol. 116, № 37. P. 18233–18238.
116. Faenov A. Y., Pikuz T. A., Mabey P., Albertazzi B., Michel Th., Rigon G., Pikuz S. A., Buzmakov A., Makarov S. et al. Advanced high resolution x-ray diagnostic for HEDP experiments // *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8. Article number: 16407.
117. Miles A.R. The blast-wave-driven instability as a vehicle for understanding supernova explosion structure // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 696, № 1. P. 498–514.
118. Makarov S.S. et al. X-ray radiography based on the phase-contrast imaging with using LiF detector // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. Vol. 1787. Article number: 012027.
119. Fryxell B. et al. FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2000. Vol. 131, № 1. P. 273–334.
120. Ramis R., Schmalz R., Meyer-Ter-Vehn J. Multi - A computer code for 1D multigroup radiation hydrodynamics // *Comput. P.* 1988. Vol. 49. P. 475–505.
121. Rigon G., Albertazzi B., Pikuz T., Mabey P., Bouffetier V., Ozaki N., Vinci T., Barbato F., Falize E., Inubushi Y., Kamimura N., Katagiri K., Makarov S. et al. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma // *Nat. Commun.* 2021. Vol. 12. Article number: 2679.
122. Robey H.F. Effects of viscosity and mass diffusion in hydrodynamically unstable plasma flows // *Phys. Plasmas.* 2004. Vol. 11, № 8. P. 4123–4133.
123. Zhou Y. A scaling analysis of turbulent flows driven by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities // *Phys. Fluids.* 2001. Vol. 13, № 2. P. 538–543.
124. Kiyani K.H., Osman K.T., Chapman S.C. Dissipation and heating in solar wind turbulence: From the macro to the micro and back again // *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 2015. Vol. 373, № 2041.
125. Rodriguez-millan M., Arias A. Influence of Stress State on the Mechanical Impact and Deformation Behaviors of Aluminum Alloys // *Metals.* 2018. Vol. 8. Article number: 520.
126. Maron Y. et al. Tensile stresses in copper and aluminum under dynamic tension // *Journal of Applied Physics.* 1982. Vol. 53. P. 356–364.
127. Smith R.F. et al. Ramp compression of diamond to five terapascals // *Nature.* 2014. Vol. 511, № 7509. P. 330–333.
128. Eggert J.H. et al. Melting temperature of diamond at ultrahighpressure // *Nat. Phys.* 2010. Vol. 6, № 1. P. 40–43.
129. McWilliams R.S. et al. Strength effects in diamond under shock compression from 0.1 to 1 TPa // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81. Article number: 014111.
130. Knudson M.D., Desjarlais M.P., Dolan D.H. Shock-wave exploration of the high-pressure phases of carbon // *Science.* 2008. Vol. 322. № 5909. P. 1822–1825.
131. Hicks D.G. et al. High-precision measurements of the diamond Hugoniot in and above the melt region // *Phys. Rev.* 2008. Vol. 78. Article number: 174102.
132. Мурзов С.А. и др. Моделирование стационарных ударных волн в пористой меди методом сглаженных частиц (SPH) // *Теплофизика высоких температур.* 2021. Том. 59, № 2. P. 221–230.