

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ  
ФИЗИКИ ИМ. А.В. ГАПОНОВА-ГРЕХОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

(ИПФ РАН)

УДК 533.95

Per № НИОКТР 121112300123-3

Per.№ ИКРБС

УТВЕРЖДАЮ

Директор ИПФ РАН

Академик РАН



Г. Г. Денисов

2023 г.

ОТЧЕТ

О ВЫПОЛНЕННЫХ РАБОТАХ ПО РЕАЛИЗАЦИИ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ  
ПРОГРАММЫ

по теме:

«НОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕЙТРОНОВ НА  
ПРИНЦИПАХ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ»  
(итоговый, этап 3)

Федеральная научно-техническая программа развития синхротронных и нейтронных  
исследований и исследовательской инфраструктуры  
на 2019-2027 годы

Соглашение о предоставлении из федерального бюджета гранта в форме субсидии от  
07.10.2021 г. № 075-15-2021-1361 с Минобрнауки России

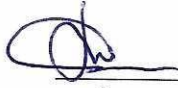

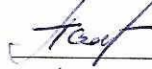


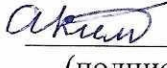





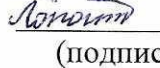


Руководитель НИР  
Зам.директора ИПФ РАН по научной работе,  
д-р.физ.- мат.наук

М.В. Стародубцев

Нижний Новгород 2023

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

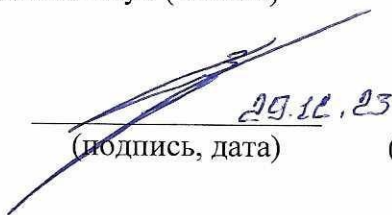
Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН):

Руководитель НИР Зам. директора по научной работе ИПФ РАН, д-р физ.-мат.наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	М.В. Стародубцев (введение, заключение)
Исполнители		
Зам. директора по научной работе ИПФ РАН, д-р физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	В.А. Скалыга (раздел 11,19)
Зав.отделом, канд. физ.-мат. наук, доцент	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	О.В. Палашов (раздел 14)
Зав .отделом., д-р физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	М.Ю. Третьяков (раздел 14)
Зав. лаб., проф., д-р физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	С.В. Голубев (раздел 11,19)
Зав.лаб., канд. физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	А.В. Ким (раздел 10)
Зав. лаб., д-р физ.– мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	С.Ю. Миронов (раздел 24)
Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	А.Н. Степанов (раздел 10)
Ст. науч. сотр., канд.физ.-мат.наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	В.Н. Гинзбург (раздел 24)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 <u>29.12.2023</u> (подпись, дата)	А.В. Коржиманов (раздел 1)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	А.А. Соловьев (раздел 14)
Науч. сотр.	 <u>29.12.2023</u> (подпись, дата)	А.Я. Лопатин (раздел 22)
Мл. науч. сотр.	 <u>29.12.2023</u> (подпись, дата)	С.А. Гарахин (раздел 15)
Мл. науч. сотр.	 <u>29.12.23</u> (подпись, дата)	С.Е. Перевалов (раздел 17,23)

Соисполнители:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Руководитель НИР  
главный науч. сотр., д-р физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

В.Ю. Быченков  
(введение, раздел 3, 6, 7,  
заключение)

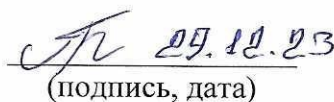
Отв. исполнитель,  
ведущий науч. сотр, д-р физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.В. Брантов  
(введение, раздел 6,  
заключение)

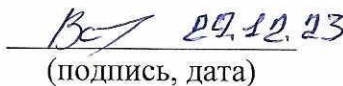
Исполнители:

ст. науч. сотр., канд. физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

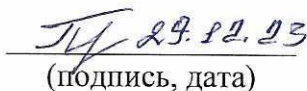
С.Г. Бочкарев  
(раздел 3,6)

науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

О.Е. Вайс  
(раздел 3)

науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

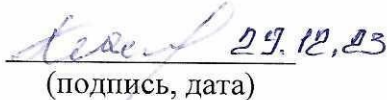
С.И. Глазырин  
(раздел 3)

мл. науч. сотр.

  
(подпись, дата) 29.12.23

Д.А. Гожев  
(раздел 3,6)

науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

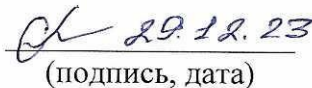
К.А. Иванов  
(раздел 4,5)

ведущий науч. сотр., д-р физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

В.Ф. Ковалев  
(раздел 7)

мл. науч. сотр.

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.С. Куратов  
(раздел 3)

ст. науч. сотр., канд. физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

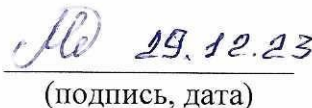
М.Г. Лобок  
(раздел 6)

мл. науч. сотр.

  
(подпись, дата) 29.12.23

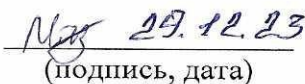
И.Г. Мордвинцев  
(раздел 4,5)

науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

И.И. Метельский  
(раздел 7)

мл. науч. сотр.

  
(подпись, дата) 29.12.23

М.А. Ракитина  
(раздел 3)



главный науч. сотр., д-р физ.-мат.  
наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.Б. Савельев-Трофимов  
(раздел 2,4,5)

Нормоконтроль

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.В. Голубцова

Министерство здравоохранения Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего  
образования «Приволжский исследовательский медицинский университет»  
Министерства здравоохранения Российской Федерации ( ПИМУ)

Руководитель НИР, зав.кафедрой  
онкологии,  
лучевой терапии и  
диагностики ПИМУ,  
д-р.мед.наук

  
(подпись, дата) 22.11.23

А.В. Масленникова  
(раздел 12,20)

Зам.директора по науке НИИ ЭО  
и БТМ ПИМУ, канд. биол.наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

М.В. Ширманова  
(раздел 12,20)

Зав. лаб. оптич. когерентной  
томогр., НИИ ЭО и БМТ ПИМУ,  
д-р.мед. наук

  
(подпись, дата) 29.11.23

Н.Д. Гладкова  
(введение, раздел 12,20)


Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

Руководитель НИР МИФИ,  
д-р. физ.-мат.наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

С.В.Попруженко  
(Введение,  
заключение)

Ведущий научн.сотр. МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.А. Тищенко  
(раздел 4)

Младший научн.сотр. МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
(подпись, дата) 29.12.23

А.А. Савченко  
(раздел 4)



Старший научн.сотр. МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
29.12.23  
(подпись, дата)


Д.Ю. Сергеева  
(раздел 4)

Младший научн.сотр. МИФИ

  
29.11.23  
(подпись, дата)


А.А. Пономаренко  
(раздел 4)

Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат. наук

  
29.12.23  
(подпись, дата)

А.Р. Каримов  
(раздел 18)

Доцент МИФИ, канд. техн. наук

  
29.11.23  
(подпись, дата)


М.А. Гусарова  
(раздел 18)

Доцент МИФИ, канд. техн. наук,  
снс

  
29.12.23  
(подпись, дата)

В.И. Рашиков  
(раздел 18)

Доцент МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
29.12.23  
(подпись, дата)

А.В. Самошин  
(раздел 18)

Доцент МИФИ

  
29.12.23  
(подпись, дата)

Г.Г. Новиков  
(раздел 18)

Инженер-конструктор

  
29.12.23  
(подпись, дата)

О.А. Иванов  
(раздел 18)

Инженер

  
29.12.23  
(подпись, дата)

С.В. Мацневский  
(раздел 18)

Инженер

  
29.11.23  
(подпись, дата)

С.А. Терехов  
(раздел 18)

Инженер

  
29.12.23  
(подпись, дата)

Г.А. Царев  
(раздел 18)

Студент

  
29.12.23  
(подпись, дата)

В.К. Богданов  
(раздел 18)

## РЕФЕРАТ

Отчет 372 с., 188 рис., 6 табл., 369 источн.

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ, ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ, НЕЙТРОНЫ, ИЗОТОПЫ, КЛАСТЕРЫ, ВЫСШИЕ ГАРМОНИКИ, ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, МНОГОМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, КОД PIC, КОД GEANT4, D-D НЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК, БОР-НЕЙТРОНЗАХВАТНАЯ ТЕРАПИЯ

В отчете представлены результаты исследований, проведенных в 2023 году в рамках выполнения проекта ФНТП СиН №075-15-2021-1361. Отчет включает описание комплекса работ по развитию методов лазерного ускорения электронов, оптимизации параметров лазерно-плазменного взаимодействия с точки зрения увеличения яркости вторичного рентгеновского излучения, создания и применения нейтронных источников. Продемонстрирована перспективность предложенных подходов к созданию компактных источников рентгеновского и гамма-диапазонов, реализованы схемы рентгеновского имиджинга на их основе. Приведены результаты экспериментов на суб-ПВт лазерной установке PEARL и ТВт лазерной установке ФИАН-МГУ по созданию лазерно-плазменных источников гамма-излучения на основе прямого лазерного ускорения электронов в мишенях субкритической плотности, а также по генерации нейтронов в реакциях фоторасщепления вблизи порога. Представлен цикл расчетно-теоретических и экспериментальных исследований новых источников рентгеновского излучения и нейтронов на основе взаимодействия лазерного излучения релятивистской интенсивности с газовой-кластерными мишенями. Разработана аналитическая теория генерации высших гармоник лазерного излучения на неоднородном профиле плотности при учете нелинейных эффектов лазер-плазменного взаимодействия, включая релятивистские. Исследована полностью лазерная схема томсоновского рассеяния на двух встречных фс пучках. Изучены возможности использования мультитераваттных лазерных систем следующего поколения для задач создания синхротронных и нейтронных источников. Представлен микроскоп для имиджинга лазерного факела. Приведены результаты создания и использования нейтронного генератора на основе ЭЦР разряда с использованием непрерывного гиротрона для задач БНЗТ.

Отчет обосновывает полное выполнение работ по задачам, запланированным на 2023 г. в соответствии с Планом-графиком выполнения Соглашения № 075-15-2021-1361 от 07.10.2021г. с Минобрнауки России.

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ.....	12
ВВЕДЕНИЕ.....	14
1 Сравнение результатов численного моделирования синхротронной генерации в кильватерной плазменной волне с экспериментальными результатами.....	23
2 Экспериментальное исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до $1e21$ Вт/см <sup>2</sup> .....	38
2.1 Введение .....	38
2.2 Численные расчеты .....	40
2.3 Экспериментальные исследования .....	43
2.3.1 Экспериментальное исследование характеристик плазмы лазерной искры.....	45
2.3.2 Экспериментальные исследования излучения конвертера.....	52
2.4 Выводы к главе 2.....	65
3 Сравнение результатов численного моделирования с экспериментами на установках класса PEARL, обоснование оптимальных параметров источника излучения.....	68
3.1 .....	Введение.....68
3.2 Параметры 3D PIC-моделирования взаимодействия лазерных импульсов с плазмой околосубкритической плотности электронов.....	68
3.3 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA фемтосекундным лазерным импульсом в протяженных мишенях околосубкритической плотности.....	70
3.4 Сравнение результатов численного моделирования с экспериментами на установке PEARL, анализ оптимальных параметров.....	77
4 Исследование квантовых эффектов в излучении закрученных электронов в периодическом поле лазера .....	80
4.1 Введение.....	80
4.2 Вычисление сечения.....	82
4.3 Заключение.....	86
5 Анализ возможных приложений лазерно-индуцированных магнитных полей в схемах ускорения частиц.....	87
5.1 Введение.....	87
5.2 Особенности работы оптических генераторов магнитных полей и их использования в схемах генерации ярких пучков заряженных частиц.....	88



5.3	Возможность использования оптических генераторов магнитных полей для получения пучков лазерно-ускоренных частиц высокой яркости.....	92
5.4	Перспективы использования сверхмощных ультракоротких импульсов для управления пучками быстрых частиц.....	98
5.5	Заключение.....	103
6	Исследование генерации потоков нейтронов с использованием фотоядерных реакций вблизи порога .....	107
6.1	Вводные замечания.....	107
6.2	Схема экспериментальной установки и результаты эксперимента.....	109
6.3	Заключение.....	117
7	Исследование генерации вторичного излучения из облучаемой лазером кластерной/пылевой среды.....	119
7.1	Введение .....	119
7.2	РС моделирование генерации лазерно-нагретых электронов.....	120
7.3	Результаты моделирования.....	122
7.4	Характеристики вторичного излучения.....	125
7.5	Заключение.....	132
8	Исследование томсоновского излучения на основе рассеяния мощного лазерного импульса на пучке электронов на установке лазерного центра ФИАН-МГУ.....	134
8.1	Вводные замечания.....	134
8.2	Исследование томсоновского рассеяния.....	135
8.3	Выводы.....	142
9	Исследование формирования импульсного гамма-излучения высокой яркости электронным пучком при облучении вторичного конвертора.....	143
9.1	Введение.....	143
9.2	Схема эксперимента и исследования генерации тормозных квантов.....	146
9.3	Выводы.....	150
10	Анализ эффективности генерации рентгеновского и гамма излучения в сильнофокусированной многопучковой конфигурации лазерных полей.....	151
10.1	Графики.....	160
11	Отработка методов диагностики нейтронного потока. Тестовые облучения биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронозахватной терапии.....	164
12	Эксперименты in vitro (на культурах опухолевых клеток) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения D-D генератора ИПФ РАН.....	175

13	Оценка эффективности использования кластерной плазмы для генерации нейтронов.....	182
13.1	Введение.....	182
13.2	Зональная схема расчета большого объема лазер-кластерного взаимодействия.....	184
13.3	Моделирование нагрева кластеров и ускорения ионов.....	185
13.4	Характеристики ускоренных дейтронов и DD нейтронов во всей области взаимодействия.....	189
13.5	Моделирование генерации нейтронов.....	191
13.6	Алгоритм расчета выхода дейтронов и нейтронов для больших объемов лазер-плазменного взаимодействия.....	193
13.7	Выводы.....	196
13.8	Заключение.....	197
14	Экспериментальная оптимизация параметров генерации при DLA.....	199
15	Создание микроскопа для имиджинга лазерного факела .....	205
15.1	Характеристики прибора.....	205
15.2	Описание прибора.....	205
15.3	Изготовление объектива.....	207
15.4	2D детектор.....	209
15.5	Пленочные фильтры.....	211
15.6	Тестирование ЭУФ микроскопа.....	212
16	Разработка имиджинга на основе кластерного источника .....	217
16.1	Введение.....	217
16.2	Разработка имиджинга на основе кластерного источника.....	219
16.2.1	Имиджинг в мягком рентгеновском диапазоне при $E_{\text{phot}} < 1500$ эВ.....	220
16.2.2	Имиджинг в рентгеновском диапазоне при $E_{\text{phot}} > 1500$ эВ.....	228
16.3	Выводы к Главе 16.....	237
17	Разработка и тестирование экспериментального стенда для рентгеновского имиджинга .....	240
18	Исследование возможности создания плазменных каналов с параметрами, оптимизирующими ускорение ярких сгустков электронов в квазилинейном и нелинейном режимах .....	244
18.1	Постановка задачи.....	244
18.2	Выбор параметров плазменного канала и лазерного импульса, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов.....	244

18.3 Физико-техническое обоснование концепции импульсного плазменного ускорителя .....	247
18.4 Заключение.....	259
19 Разработка элементов систем нагрева плазмы. Тестирование макетов электродинамических систем.....	261
20 Эксперименты <i>in vitro</i> (на культурах клеток нормальных тканей) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения D-D генератора ИПФ РАН..	268
21 Развитие теоретической модели генерации высших гармоник лазерного света в нелинейном плазменном резонансе.....	271
21.1 Введение.....	271
21.2 Основные уравнения для электромагнитного поля.....	273
21.3 Амплитуды гармоник в вакууме.....	278
21.4 Спектральный состав излучения.....	282
21.5 Угловые зависимости спектров излучения и сравнение с теорией возмущений...	287
21.6 Выводы.....	290
22 Разработка и синтез лазерных мишеней капсульного типа.....	294
22.1 Изготовление лазерных мишеней капсульного типа.....	295
22.2 Исследование физико-механических свойств лазерных мишеней капсульного типа.....	296
23 Разработка системы контроля пространственной однородности спектральной фазы лазерного импульса .....	299
24 Аттестация формы и шероховатости поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела.....	304
24.1 Разработка методики исследования формы поверхности оптических элементов и волновых аберраций оптических систем.....	304
24.1.1 Методика измерений формы поверхности вогнутых сферических поверхностей.....	304
24.1.2 Методика измерений формы выпуклых сферических поверхностей.....	306
24.1.3 Методика измерений формы плоских поверхностей.....	307
24.1.4 Методика измерений волновых аберраций объективов.....	309
24.2 Разработка методики исследования шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа.....	311
24.2.1 Методика исследования шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа.....	311



24.2.2	Определение среднеквадратической шероховатости и функции спектральной плотности мощности.....	312
24.3	Аттестация формы и шероховатости поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела.....	313
25	Технология генерации яркого источника ионизирующего излучения на базе лазерного криогенно-кластерного модуля.....	320
25.1	Актуальность технологии.....	320
25.2	Требования, накладываемые на систему формирования газово-кластерного потока, лазерный импульс и условия их взаимодействия.....	321
25.2.1	Требования к параметрам вакуумной системы.....	321
25.2.2	Требования к криогенной газово-кластерной системе.....	322
25.2.3	Требования на параметры лазерных импульсов и оптических элементов.....	323
25.2.4	Требования на параметры диагностической аппаратуры.....	324
25.3	Результаты использования технологии.....	325
25.4	Перспективы использования технологии.....	325
25.5	Информация о разработчике технологии.....	325
25.6	Выводы.....	326
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	327
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	341

## ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

В настоящем отчете НИР применяют следующие термины с соответствующими определениями, используются следующие обозначения и сокращения:

Группировка электронного пучка – процесс формирования сгустков электронов в процессе ускорения из-за специального выбора амплитуды и фазы поля в ускорителе

Интенсивные пучки – пучки, при ускорении которых собственное поле оказывает существенное влияние на динамику

Короткие интенсивные лазерные импульсы – лазерные импульсы длительностью от нескольких фемтосекунд до единиц пикосекунд, сфокусированные на мишень таким образом, чтобы их интенсивность была достаточной для эффективной генерации надтепловых электронов

Критическая плотность плазмы – плотность плазмы, при которой собственная частота оказывается равной частоте внешнего облучающего поля

Надтепловые электроны – нагретые при взаимодействии со внешним лазерным излучением электроны с характерной энергией, превышающей характерные значения температуры в системе.

Поперечная фокусировка – создание условий устойчивого движения пучка с минимальными потерями частиц в направлении, перпендикулярном направлению движения

Разрядные электромагнитные импульсы – импульсы, возбуждаемые в протяжённой мишени при процесс формирования сгустков электронов в процессе ускорения из- за специального выбора амплитуды и фазы поля в ускорителе

Темп ускорения – удельный прирост энергии пучка на единицу длины ускорителя

БНЗТ – бор– нейтронозахватная терапия

БПФ – быстрые преобразования Фурье

ВВТ – волны высших типов

ВЧ – высокочастотный

КПД – коэффициент полезного действия

ЛСЭ – лазер на свободных электронах

ЛУ – линейный ускоритель

ЛУЭ – линейный ускоритель электронов

ЛПНП – липопротеины низкой плотности

МРТ – магнитно– резонансная томография

НЗТ – нейтронозахватная терапия

ПЭГ – полиэтиленгликоль

ПЭТ – позитронно– эмиссионная томография  
СВЧ – сверхвысокочастотный  
СИ – синхротронное излучение  
ТГц – терагерцовый  
УЗЧ – ускоритель заряженных частиц  
ФДТ – фотодинамическая терапия  
ЯМР – ядерный магнитный резонанс  
AT101–ligand– C– [N– (DOTAMA– C6)carbamoylmethyl]C’– palmitamidomethyl– ocarborane  
BNNS – борнитридные нанолиты  
BPA – борфенилаланин  
BSA – бычий сывороточный альбумин  
BSH – боркапнат натрия  
EPR – enhanced permeability and retention  
E – амплитуда электрического поля  
E<sub>уск</sub> – ускоряющий градиент  
H<sub>пик</sub> – максимальная напряженность магнитного поля  
I – ток пучка  
LPWA – laser plasma wakefield acceleration  
PWA – plasma wakefield acceleration  
SPIONs – суперпарамагнитные наночастицы оксида железа  
W – энергия пучка  
 $\beta_{\phi}$  – фазовая скорость волны



## ВВЕДЕНИЕ

Задачи лазерно-плазменного ускорения электронов и ионов возникли несколько десятилетий назад в связи со стремительным развитием релятивистски-сильных лазерных систем фемтосекундной длительности. Важные приложения этих исследований связаны с применением лазерно-ускоренных заряженных частиц в фотоядерных и нейтронных исследованиях и при создании источников вторичного электромагнитного излучения; разработке этих важных приложений и посвящен настоящий проект. Основная задача третьего года выполнения проекта состояла в расчетно-теоретическом и экспериментальном развитии таких режимов лазерно-плазменного взаимодействия, которые обеспечивают максимальную яркость получающихся источников вторичного излучения. При этом существенное внимание уделялось взаимодействию лазерного излучения с самыми разными типами мишеней – от разреженных газовых до твердотельных, включая и оригинальные варианты, такие как газово-кластерные и капсульные мишени. Значительное внимание уделялось мишеням с околоскритической плотностью плазмы, которые являются одним из самых оптимальных способов для получения электронных пучков с большим зарядом и для эффективной генерации рентгеновского и гамма-излучения. Вследствие того, что материалов подходящей плотности не существует в природе, создание мишеней околоскритической плотности (с концентрацией электронов порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) является важной физической и инженерной задачей, от успешной реализации которой зависит возможность дальнейшего успешного практического воплощения разрабатываемых лазерно-плазменных рентгеновских и нейтронных источников. В течение третьего этапа выполнения проекта опробованы несколько экспериментальных подходов к созданию мишеней суб- и околоскритической плотности, таких как облака плазмы, получающиеся в результате абляции мишеней твердотельной плотности (главы 6 и 8 настоящего отчета); микропенны, гомогенизированные вспомогательным лазерным излучением (главы 3 и 14); газовые струи высокого давления (глава 2); тонкостенные (со стенками нанометровой толщины) газовые капсулы (глава 22), а также кластерные мишени (глава 16) причем большая часть из этих типов мишеней была также использована в экспериментах по генерации вторичного излучения.

В ходе выполнения третьего этапа настоящего проекта определенное внимание было уделено развитию новых экспериментальных методов лазерно-плазменного взаимодействия. Было уделено внимание методам диагностики параметрами лазеров, используемых в экспериментах по лазерному ускорению электронов (глава 23), развиты новые методы изучения режимов лазерно-плазменного взаимодействия (главы 15 и 24), а

также новые методы управления параметрами пучков ускоренных электронов (глава 5). Так, в главе 5 предложены методы генерации сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с твердотельными мишенями специальной формы, а также предложены возможные применения таких магнитных полей для задач управления параметрами лазерно-ускоренных электронных пучков. Для диагностики области лазерно-плазменного взаимодействия при использовании прозрачных (газовых) мишеней в течение всего времени выполнения проекта создавался микроскоп для имиджинга лазерного факела. В 2023 году микроскоп был создан (глава 15), его ключевые элементы были аттестованы (глава 24). В приложении к отчету представлена конструкторская и эксплуатационная документация на микроскоп. Значительное внимание в 2023 году было также уделено развитию методов контроля характеристик лазерного излучения, используемого в экспериментах по лазерно-плазменному ускорению, в частности при разработке систем контроля пространственной однородности спектральной фазы лазерного импульса (глава 23). Необходимость детального контроля этого параметра связана с необходимостью регистрации и компенсации различных пространственно-временных искажений пучка, возникающих при его распространении в оптической схеме лазера и системы фокусировки и наведения на мишени. Из-за пространственной неоднородности спектральной фазы может увеличиваться размер пятна фокусировки, а также длительность импульса в фокусе. Следовательно, точное измерение и контроль пространственной спектральной фазы имеет решающее значение для достижения максимальной пиковой интенсивности лазерного импульса. Дополнительную актуальность развитию таких схем контроля придает появление новых технологий дополнительной компрессии лазерных импульсов методами нелинейной оптики, что, с одной стороны, позволяет достигать ультракоротких длительностей (порядка 10 фс), но, с другой стороны, требует специальных технологий для компенсации возникающих нелинейных искажений профиля фазы лазерного импульса, без использования которых невозможно обеспечить хорошую фокусировку нелинейно-скомпрессированного лазерного излучения и, тем самым, достичь более высоких пиковых интенсивностей сфокусированного лазерного излучения.

Источники гамма-излучения на основе лазерного ускорения электронов (как правило, рассматривается тормозное излучение кильватерно-ускоренных электронов в конверторах) имеют ряд потенциальных применений в ядерной области, например, для производства медицинских изотопов, трансмутации ядерных отходов, генерации нейтронов и легких элементарных частиц, а также радиографии скрытых плотных объектов. Многие из этих приложений основаны на эффекте увеличения фотоядерного

сечения вблизи гигантского дипольного резонанса, который имеет максимум от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ для большинства элементов с высокими атомными номерами. Поэтому гамма-источники с большим числом фотонов в диапазоне энергий от 5 МэВ до 40 МэВ пользуются большим спросом. Обычно для генерации таких гамма-лучей предлагаются лазерные системы с энергией порядка десятков джоулей и более, хотя подобные энергии достижимы и на компактных лазерных установках, способных работать с высокой частотой повторения импульсов. Для эффективной тормозной генерации гамма-излучения в вышеуказанном энергетическом диапазоне требуются и достаточно большие энергии электронного пучка, и его максимальный заряд. В последние годы стало очевидно, что основной режим, который позволяет достичь требуемых параметров электронных пучков, состоит во взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с достаточно плотными - суб-критической плотности - мишенями. В этом случае конкретный механизм ускорения электронов существенно зависит от конкретных параметров эксперимента и может оказаться близким как к кильватерному ускорению (LWFA – laser wake field acceleration в англоязычной литературе), так и к прямому лазерному ускорению в плазменном канале (DLA – direct laser acceleration в англоязычной литературе). В настоящем отчете представлены расчетно-теоретические результаты оптимизационных исследований ускорения электронов в плазменном канале в квазилинейном и нелинейном режимах (глава 18), а также исследования тормозного гамма-излучения лазерно-ускоренных электронов (глава 3) и соответствующие экспериментальные результаты (главы 2, 3, 9 и 14), полученные на нескольких типах лазерных систем – от мультитераваттного до суб-петаваттного уровня пиковой мощности. При этом для тормозной генерации гамма-излучения использовалось облучение твердотельных конверторов электронными пучками, полученными с помощью разных механизмов ускорения. Так, в главе 2 основным режимом ускорения было ускорение электронов в кильватерной волне 20ТВт-ного лазерного импульса, в то время как в главах 3, 9 и 14 для облучения конвертора использовался поток электронов, ускоренных в плазменном канале. Параметры лазеров и способы создания мишеней околоскритической плотности, использованных в экспериментах, описанных в главах 3, 14 и в главе 9 существенно отличаются. В главах 3 и 14 описаны результаты экспериментов, проведенных на петаваттном лазере PEARL (ИПФ РАН), в ходе которых конвертор облучался потоком ускоренных электронов, сформированных в результате взаимодействия короткоимпульсного лазерного излучения с гомогенизированными микропенными мишенями с околоскритической плотностью. В главе 9, в свою очередь, представлены результаты, полученные на 1 ТВт лазере ФИАН-МГУ; мишень

околокритической плотности при этом получалась в результате абляции поверхности вольфрамовой мишени вспомогательным лазерным импульсом. Основной лазерный импульс ускорял электроны в получающейся околокритической преплазме; ускоренные электроны взаимодействовали с основным телом вольфрамовой мишени, генерируя тормозное гамма-излучение. Подобная схема минимизирует поперечный размер гамма-источника, что может быть важно для целого ряда приложений, таких, как радиография высокого пространственного разрешения.

Помимо вышеуказанных режимов лазерно-плазменного ускорения – LWFA и DLA – существует особенно эффективный смешанный режим ускорения, т.н. режим релятивистского самозахвата света (см., например, отчет по второму этапу настоящего проекта за 2022 год, глава 7), реализующийся в некоторых оптимальных случаях, когда параметры лазерного импульса (энергия, длительность, диаметр пятна фокусировки) и параметры мишени (концентрация электронов) удовлетворяют некоторому достаточно строгому соотношению. Кроме того, для реализации этого режима требуются мишени со строго контролируемым профилем, в том числе, с резкой передней границей, которую невозможно создать с помощью традиционно используемых в экспериментах газовых струй. Именно отсутствие подходящих мишеней ограничивает экспериментальное использование этого эффективного режима лазерно-плазменного взаимодействия. В ходе выполнения проекта была предложена новая технология создания мишеней с подходящими характеристиками, основанная на использовании тонкостенных капсул. Описание синтеза таких мишеней представлено в главе 22 настоящего отчета.

Еще один из широко обсуждаемых механизмов генерации вторичного излучения энергичными электронами связан с их рассеянием встречным лазерным импульсом (обратное комптоновское или томсоновское рассеяние). Экспериментальная реализация схемы томсоновского излучения описана в главе 8, где продемонстрирована возможность ускорения электронов в газовой среде с использованием увеличения плотности газовой плазмы ударной волной, запускаемой дополнительным наносекундным импульсом, а также достигнута синхронизация пучка ускоренных электронов со встречным коротким лазерным импульсом. Даны оценки числа генерируемых фотонов и формы спектра рентгеновского излучения. В главе 4 представлены результаты квантово-электродинамических расчетов обратного комптоновского рассеяния при взаимодействии закрученных (т.е. обладающим ненулевым угловым орбитальным моментом) электронов и лазерных фотонов. Учтены формы электронного и лазерного пучков, рассчитано сечение

рассеяния закрученного фотона на закрученном электроде и определены оптимальные углы столкновения.

Вообще, задачи исследования квантово-электродинамического (КЭД) режима взаимодействия лазерного излучения с веществом становятся все более актуальными в связи с активной разработкой 100 ПВт лазерных систем. Этот режим взаимодействия представляет не только фундаментальный интерес, но и будет иметь большую практическую значимость, поскольку он сопровождается эффективной генерацией гамма-излучения, рождением электрон-позитронных пар в результате развития КЭД каскадов и генерацией пучков ускоренных электронов и позитронов. В главе 10 отчета представлены результаты численного исследования, направленного на максимизацию эффективности генерации гамма-излучения при взаимодействии нескольких лазерных импульсов, сфокусированных в форме электродипольной волны, с плазменной мишенью в форме наноцилиндра. Ввиду высокой эффективности генерации фотонов с энергиями порядка 10 МэВ была также исследована генерация нейтронов в результате инициации гигантского дипольного резонанса при облучении этими гамма-фотонами специальных мишеней-конвертеров. Для примерного выбора размеров мишени был проведен анализ углового распределения гамма-излучения, генерируемого при взаимодействии лазерных импульсов с плазменной мишенью.

Генерация гармоник лазерного излучения при нелинейном плазменном резонансе, – еще один из важнейших механизмов генерации вторичного излучения из плазмы, – привлекает интерес исследователей как инструмент получения высокочастотных источников вторичного излучения, так и с точки зрения диагностики короны лазерной плазмы (в том числе в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу), то есть с возможностью определения плотности плазмы, градиента температуры и скорости движения короны по спектральному составу вторичного излучения. Расчеты амплитуд гармоник на основе модели резонансного усиления электрического поля в области критической плотности плазмы зачастую опираются на результаты теории возмущений, для которой характерно предположение о слабой нелинейности. Это предположение дает возможность пренебречь влиянием высших гармоник на низшие, в том числе и на основную гармонику, амплитуда которой считается заданной. Однако с увеличением амплитуды поля накачки предположение о слабой нелинейности нарушается и возникает необходимость учета эффектов, обусловленных сильной нелинейностью. Особенный интерес представляет вопрос о влиянии на генерацию гармоник релятивистских эффектов динамики электронной компоненты плазмы вблизи критической плотности, при условии

эффективного резонансного поглощения, который до сих пор оставался невыясненным. В главе 21 настоящего отчета, на основе аналитического подхода, поставлена и решена задача построения нелинейной теории генерации гармоник при релятивистском плазменном резонансе.

Другим возможным механизмом генерации рентгеновского излучения при лазерно-плазменном взаимодействии является синхротронное излучение. Наиболее распространенный метод генерации такого излучения – бетатронный – связан с поперечными осцилляциями электронов в процессе их ускорения в поле кильватерной плазменной волны лазерного импульса. Исследованию этого механизма посвящены главы 1 и 17, причем в главе 17 представлены результаты создания и тестирования экспериментального стенда для рентгеновского имиджинга на основе бетатронного излучения лазерно-ускоренных электронов, в том числе описаны подходы, использованные в ходе экспериментов и позволившие осуществлять размещение тестовых объектов вне вакуумной камеры. В главе 1 представлены результаты расчетно-теоретических исследований, направленных на оптимизацию параметров бетатронных источников. В частности, рассмотрена задача влияния процессов взаимодействия электронного пучка, ускоряемого кильватерной волной лазерного импульса, с полем самого лазерного импульса и показана возможность увеличения яркости бетатронного источника под влиянием полей лазерного импульса. Исследована и другая возможность увеличения яркости бетатронного источника, связанная с предложенным ранее (см. главу 24 отчета за первый этап выполнения проекта) увеличением пиковой интенсивности лазерного излучения за счет использования пост-компрессии. Продемонстрировано также слабое влияние возникающих при пост-компрессии лазерных пред- и пост-импульсов на яркость бетатронного источника.

Среди всего многообразия структурированных мишеней и лазерно-плазменных источников на их основе, кластерные мишени являются широкодоступными и разнообразными. Такого типа мишени могут применяться в задачах генерации лазерно-нагретых и ускоренных частиц, а также нейтронов. В отличие от традиционных твердотельных мишеней, кластерные струи, формируемые с помощью сверхзвуковых газовых сопел, легко возобновляется, могут функционировать без образования вредных примесей, а также быть использованы в режиме работы лазера с высокой частотой повторения. Более того, кластеризация газовой среды повышает выход ультрафиолетового, рентгеновского, гамма и терагерцового излучения. В главах 7, 13 и 16 настоящего отчета представлены результаты использования кластеризованных газовых

мишеней для генерации рентгеновского излучения (главы 7 и 16) и нейтронов (глава 13). В главе 7 приводятся результаты сравнительного анализа нагрева кластерной среды, а также спектрально-угловых характеристик синхротронного излучения из нее для случаев лазерного импульса суб- и релятивистской интенсивностей. Приводятся оценки для характерной частоты и числа генерируемых фотонов, а также коэффициента конверсии энергии лазера в энергию вторичного излучения. В главе 16 представлены результаты экспериментального исследования спектральных, мощностных и пространственных характеристик источника мягкого рентгеновского излучения, образующегося внутри различных газовой-кластерных потоков в процессе их облучения лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности, а также результаты имиджинга объектов с использованием полученного лазерно-кластерного источника. На основе полученных результатов предложена технология имиджинга с использованием лазерно-кластерных источников, изложенная в главе 25. Глава 13 посвящена другому возможному использованию кластерных сред – генерации нейтронов при облучении дейтерированных кластерных структур лазерным излучением. Показано, что образующаяся плазма является уникальным источником лазерно-нагретых электронов и взрыво-ускоренных ионов, а также вторичного электромагнитного излучения и нейтронов. Исследуется возможность максимизации выхода термоядерных DD нейтронов за счет согласования параметров лазерного излучения и кластерной мишени, в том числе выполнена оптимизация структурных параметров среды при умеренной интенсивности лазера.

Вообще, задаче генерации нейтронов уделялось существенное внимание в течение третьего года выполнения проекта. В экспериментах, представленных в главе 6 с использованием 1 ТВт лазерного импульса, облучающего твердотельную фольгу, предварительно модифицированную воздействием дополнительного наносекундного импульса, было показано, что получающийся поток электронов с энергией до нескольких МэВ конвертируется в тормозное гамма-излучение с энергиями, лежащими несколько ниже, но в близкой окрестности пороговых значений для начала фотоядерных реакций. В этих экспериментах продемонстрирована принципиальная возможность получения нейтронов вблизи порогов фотоядерных реакций. Приведены результаты комплексного исследования получения нейтронов из различных мишеней (таких как бериллий, тяжелая вода, природный уран, свинец и вольфрам), позволяющие оценить число и температуру (энергию) генерируемых горячих электронов, тормозное гамма-излучение которых и приводит к фотоядерным реакциям с производством нейтронов.



Одним из важнейших применений нейтронных источников является бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) онкологических заболеваний. Главы 11, 12, 19 и 20 настоящего отчета посвящены задачам создания нейтронного источника для БНЗТ, которая является на сегодняшний день одним из наиболее эффективных и перспективных методов лучевой терапии злокачественных новообразований. Метод основан на использовании реакций, возникающих между ядрами  $^{10}\text{B}$  и потоком нейтронов, обладающими энергией в диапазоне  $5 \times 10^{-3} - 10^4$  эВ. Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть установлены непосредственно в радиотерапевтической клинике. Одна из важных задач настоящего проекта состояла в создании работающего макета компактного непрерывного нейтронного генератора. В ходе выполнения проекта в ИПФ РАН была разработана установка GISMO – источник D-D нейтронов непрерывного действия, основанный на ЭЦР разряде в поле микроволнового излучения непрерывного гиротрона с частотой 28 ГГц и мощностью от 500 Вт до 10 кВт. В 2023 году были определен оптимальный энергетический спектр нейтронного потока, разработаны способы управления его параметрами, а также методы его диагностики. Кроме того, проводились тестовые облучения биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронозахватной терапии. Результаты этих направлений работ представлены в главе 11 настоящего отчета. В главе 19 представлены результаты разработки ключевых систем непрерывного нейтронного генератора. Представлены результаты разработки системы ввода СВЧ излучения в плазменный объем, внутри которого давление должно поддерживаться ниже порога СВЧ пробоя, что требует наличия отверстий для вакуумной откачки, которые, однако, не должны существенно влиять на коэффициент прохождения СВЧ мощности. Также представлены результаты разработки системы нагрева плазмы. Действительно, торец СВЧ ввода одновременно выполняет функцию плазмоприемника и подведения газа в рабочую область, при этом он должен выдерживать значительную тепловую нагрузку при непрерывном подводе мощности порядка 10 кВт от гиротрона. Разработка обоих этих ключевых узлов непрерывного нейтронного генератора являлась достаточно сложной электродинамической и инженерной задачей, которая была успешно решена в ходе выполнения третьего этапа проекта. В главах 12 и 20 представлены результаты экспериментов *in vitro* (на культурах опухолевых и нормальных клеток, соответственно) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения D-D генератора ИПФ РАН. По результатам оценки эффективности нового D-D генератора нейтронов была показана зависимость эффектов облучения от расстояния до мишени. Наиболее

перспективные результаты были получены при облучении опухолевых клеток линии U87 (глиобластома человека), для которых наблюдались значимые терапевтические эффекты, особенно выраженные в группе образцов, расположенных на некотором удалении (~ 10 см) от мишени. Было продемонстрировано снижение клоногенной активности этого типа клеток до  $77,5\% \pm 1,7$ , в то время как доля выживших нормальных клеток (huFB) составила  $92,1\% \pm 2,6$ . Таким образом, полученные результаты демонстрируют частичную эффективность и безопасность нового D-D генератора нейтронов и указывают на необходимость дальнейших работ по увеличению его эффективности.

## 1 Сравнение результатов численного моделирования синхротронной генерации в кильватерной плазменной волне с экспериментальными результатами

Одним из важнейших применений электронных сгустков высокой энергии является создание нового поколения источников электромагнитного излучения в труднодоступных областях электромагнитного спектра с предельными параметрами. Одним из перспективных направлений в области создания компактных источников мощного рентгеновского излучения является использование бетатронного излучения, которое генерируется ускоряемыми в плазме релятивистскими электронами [1]. Дело в том, что электроны, ускоряемые в плазменной полости (возбуждаемой в плазме в результате действия пондеромоторной силы со стороны лазерного импульса) совершают бетатронные колебания, что приводит к эффективной генерации электромагнитного излучения [2].

Как показывают недавние эксперименты, во многих случаях электроны при ускорении взаимодействуют не только с плазменными полями, но и с полем лазерного импульса [3]. В частности, параметры эксперимента на субпетаваттной лазерной установке PEARL института прикладной физики РАН таковы, что передняя часть электромагнитного сгустка интенсивно взаимодействует с лазерным импульсом. Об этом свидетельствует значительное уширение сгустка электронов вдоль направления поляризации лазерного поля. Данное уширение видно на рисунке 1.1, где представлено распределение электронной концентрации в области взаимодействия, полученное с помощью трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках. Для моделирования использовались следующие параметры, близкие к параметрам установки PEARL: длина волны лазерного излучения  $\lambda = 911$  нм, энергия лазерного импульса – 9,8 Дж, длительность лазерного импульса – 50 фс, размер фокального пятна – 13 мкм, плотность плазмы –  $3 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Расстояние, пройденное лазерным импульсом в плазме, – 4,8 мм.

Как известно [4], при движении электрона в плазменных и лазерных полях может происходить бетатронный резонанс между колебаниями электрона в лазерном поле и бетатронными колебаниями электрона в плазменном поле. Такой резонанс может приводить как к росту продольного импульса, так и к значительному росту амплитуды бетатронных колебаний, и в результате, к существенному росту интенсивности бетатронного излучения, генерируемого релятивистскими электронами [5]. Такой режим ускорения электронов в лазерной плазме называется режимом прямого лазерного

ускорения. Он, как правило, реализуется в плотных мишенях, чья плотность немного ниже критической плотности [6,7].

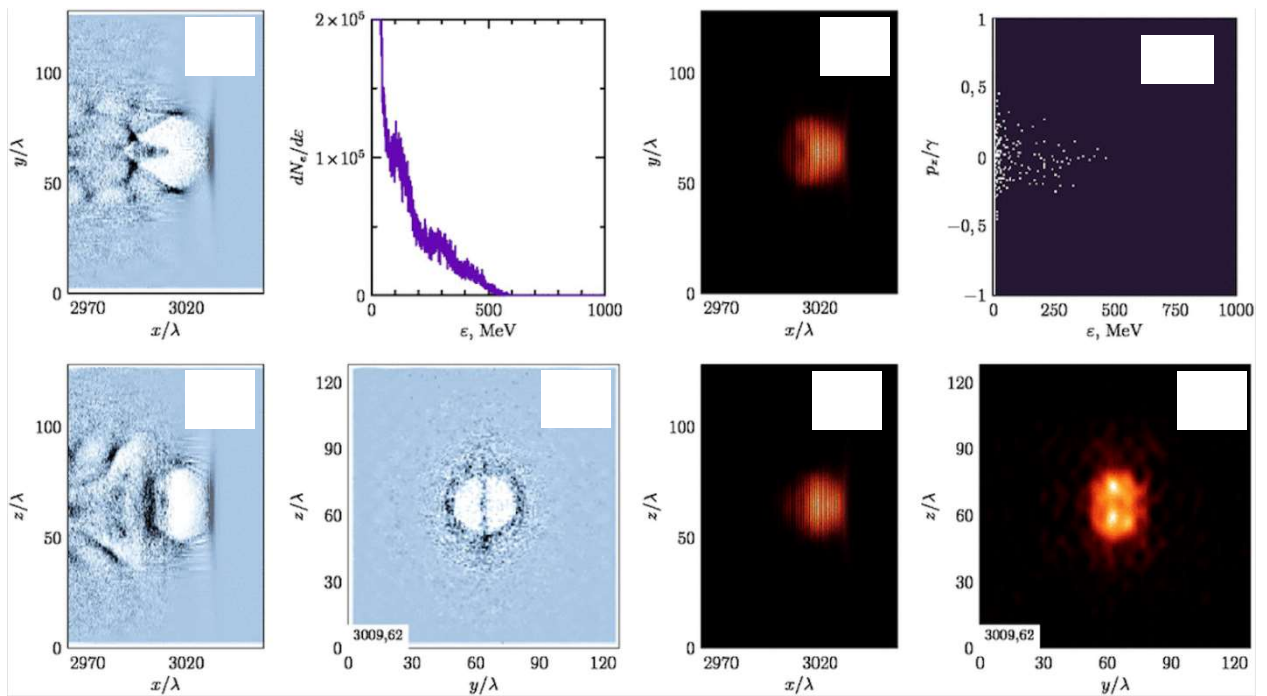


Рисунок 1.1 - На панелях а), е), f) представлено распределение электронной концентрации в плазме при распространении в ней лазерного импульса; на панелях с), g), h) представлено распределение интенсивности лазерного импульса; на панели б) показан спектр захваченных и ускоренных в плазменной полости электронов; на панели d) показана зависимость поперечного импульса электрона от его энергии

Механизм конвертации лазерной энергии в энергию бетатронных колебаний схож с механизмом обратного лазера на свободных электронах (ЛСЭ). Так же, как и в теории ЛСЭ, аналитически можно рассмотреть два предельных случая. Случай малого изменения энергии электронов в результате взаимодействия с лазерным излучением и полем ондулятора и сильно-нелинейный режим взаимодействия. В первом случае, с помощью так называемой теоремы Майди [8] можно вычислить изменение энергии электронов, усредненное по фазе электронов в лазерном поле (линейный инкремент роста лазерного поля). Во втором случае можно использовать нелинейную теорию взаимодействия электронов с полем волны с учетом статического поля и с учетом медленно меняющейся амплитуды лазерного поля [8]. Подобная теория разрабатывалась для описания нелинейного циклотронного нагрева электронов плазмы в высокочастотном (ВЧ) электромагнитном поле [9-11]. В этой теории предполагалось, что при движении в ВЧ импульсе частицы переходили из пролетного состояния в состояние захваченных волной и обратно. Таким образом при пересечении через сепаратисту (разделяющие эти

состояния движения) происходил скачок адиабатического инварианта, соответствующий росту энергии частиц [12]. Целью работы является построение модели генерации бетатронного излучения в сильно-нелинейном режиме взаимодействия ускоряемых электронов с лазерным полем.

Движение электрона в поле плазменной полости и лазерным поле определяется гамильтонианом

$$H = \sqrt{1 + (p_y + A)^2 + p_x^2} + \frac{y^2 + \xi_2^2}{4}, \quad (1.1)$$

где  $\xi_2 = x - v_{gr}t$ ,  $v_{gr}$  – групповая скорость лазерного импульса. Здесь и далее используются следующие единицы измерения:  $\omega_p^{-1}$  – для времени,  $c/\omega_p$  – для длины.

Импульс электрона и векторной потенциал нормированы на  $mc$  и  $mc^2/e$  соответственно. Будем предполагать, что взаимодействие происходит около точки  $\xi_2 \approx 0$ . Полагая, что  $p_x^2 \ll 1 + (p_y + A)^2$ , исходный гамильтониан можно разложить в ряд

$$H = p_x + \frac{M}{2p_x} + \frac{p_y^2}{2p_x} + \frac{y^2}{2} + \frac{(p_y A)}{p_x} + \dots, \quad (1.2)$$

где  $M = 1 + A^2/2$  – так называемая электромагнитная масса электрона. Введем новые переменные действие-угол  $\Pi$  и  $\theta$  вместо  $p_r$  и  $y$ . Выполняя каноническое преобразование, определяемое производящей функцией

$$S(\Pi, y, P_x, x) = P_x x + \frac{y P_x^{1/4} \sqrt{\sqrt{P_x} y^2 - 2\Pi}}{2} - \frac{\Pi}{2} \arcsin\left(1 - \frac{\sqrt{P_x} y^2}{\Pi}\right), \quad (1.3)$$

мы получаем следующие соотношения между старыми каноническими переменными и новыми каноническими переменными

$$p_x = P_x, \quad y^2 = \frac{\Pi}{\sqrt{P_x}} (1 + \sin 2\theta), \quad x = X - \frac{\Pi}{4P_x} \cos 2\theta \quad (1.4)$$

Поскольку переменная  $p_x$  не меняется в результате канонического преобразования, мы будем использовать прежние обозначение  $p_x$  вместо  $P_x$ . Импульс  $p_y$  может быть выражен через новые переменные следующим образом

$$p_y = X - \Pi^{1/2} p_x^{1/4} \cos \theta \quad (1.5)$$

Для описания взаимодействия учтем в гамильтониане (1.2) только резонансный член

$$H = p_x + \frac{M}{2p_x} + \frac{\Pi}{\sqrt{p_x}} + A(\xi_2) \sqrt{\frac{\Pi}{2p_x^{3/2}}} \sin(\xi_1 - \theta), \quad (1.6)$$

где  $\xi_1 = x - v_{ph}t$  и  $v_{ph}$  – фазовая скорость лазерного импульса. Из выражения (1.6) следует, что процесс резонансного взаимодействия может быть описан переменной действия  $\tilde{\Pi}$ . Выполним каноническое преобразование, определяемое производящей функцией

$$S(\tilde{\Pi}, \Pi_0, \theta, \xi_1) = (\Pi_0 + \tilde{\Pi})(\xi_1 - \theta) - \theta \tilde{\Pi} \quad (1.7)$$

Соотношение между старыми и новыми переменными имеет вид

$$p_x = \tilde{\Pi} + \Pi_0, \quad \Pi = \tilde{\Pi}, \quad \Psi = \xi_1 - \theta, \quad \tilde{x} = x. \quad (1.8)$$

Поскольку новые переменные  $\tilde{\Pi}$  и  $\tilde{x}$  при преобразовании не меняются, то мы будем пользоваться старыми обозначениями для них:  $\Pi$  и  $x$ . Новое действие  $p_0$  является интегралом движения и гамильтониан в новых переменных может быть записан в виде

$$H = -\frac{p_0 + \Pi}{2\gamma_{ph}^2} + \frac{M}{2(p_0 + \Pi)} + \frac{\Pi}{\sqrt{p_0 + \Pi}} + A(\xi_2) \sqrt{\frac{\Pi}{(p_0 + \Pi)^{3/2}}} \sin(\Psi), \quad (1.9)$$

где  $\gamma_{ph} = (1 - v_{ph}^2)^{-1/2}$ .

Рассмотрим сначала случай сильного взаимодействия электрона с лазерным импульсом, когда энергия электрона значительно увеличивается по сравнению с первоначальным значением. Этот случай соответствует прямому лазерному ускорению [4]. Гамильтониан (1.9) может быть тогда представлен в следующем виде

$$H = -\frac{\Pi}{2\gamma_{ph}^2} + \sqrt{\Pi} + A(\xi_2) \Pi^{-1/4} \sin(\Psi) \quad (1.10)$$

где пренебрегается, слагаемым пропорциональным  $M$ . В фазовом пространстве у динамической системы, описываемой гамильтонианом (1.10), имеются следующие точки равновесия: состояние равновесие типа «седло» и состояние равновесие типа «центр» (фокус). В начальный момент амплитуда лазерного настолько мала, что электрон совершает обычные бетатронные колебания в потенциальной яме, образованной плазменными полями. По мере движения внутрь плазменной полости электрон попадает в область сильного лазерного поля. Интенсивность поля около электрона может вырасти настолько, что вокруг точки равновесия возникает область, в которой расположены замкнутые траектории, соответствующие захваченным частицам. Это область

увеличивается с ростом интенсивности, и фазовый объем ниже сепаратрисы (соответствующий пролетным частицам) захватывается областью захваченных частиц. В этом случае происходит захват части электронов лазерной волной. Для достаточно большой амплитуды лазерного поля весь фазовый объем под сепаратрисой попадает в область захваченных частиц.

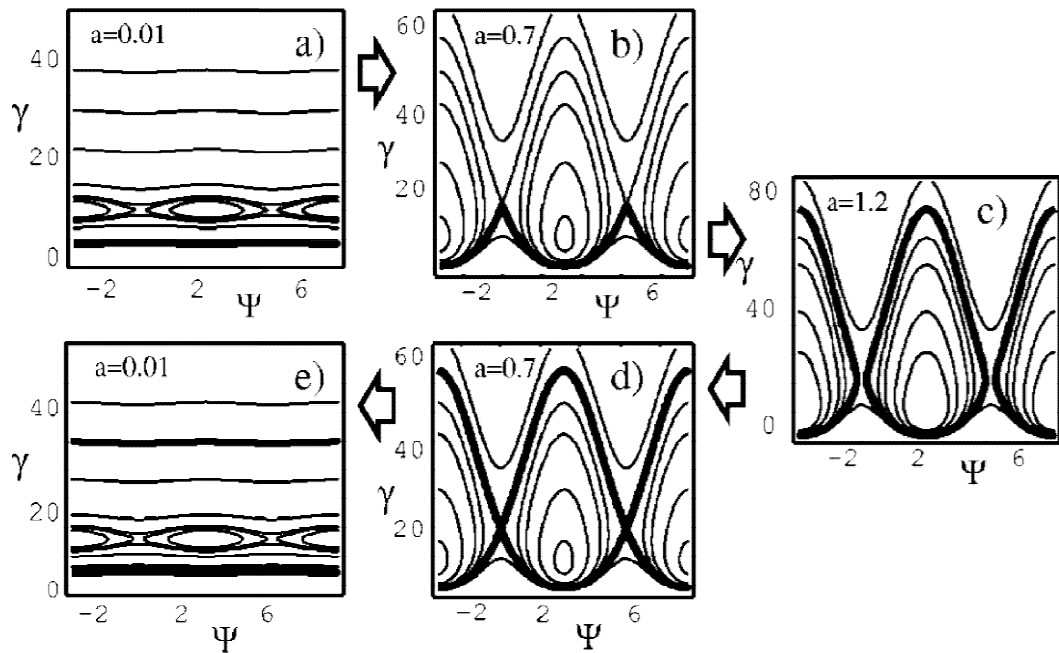


Рисунок 1.2 - Последовательность фазовых портретов динамической системы, описываемой уравнением (1.10). Подробнее см. [1.8]

В начальный момент значение гамильтониан равно  $H_0 = \Pi_0 \sqrt{p_0}$ , где пренебрегается, слагаемыми пропорциональными  $M$  и  $\Pi$ . После захвата энергия электрона становится много больше начальной  $\Pi \gg \Pi_0 + p_0$ . Энергия электрона может быть оценена из условия  $H = H_0$ , поскольку при пересечении сепаратрисы гамильтониан меняется слабо [8]. Полагая, что энергия определяется последним слагаемым в гамильтониане, получаем оценку  $\Pi \propto A^4$ . Таким образом, при сделанных предположениях амплитуда бетатронных колебаний растет пропорционально интенсивности лазерного излучения.



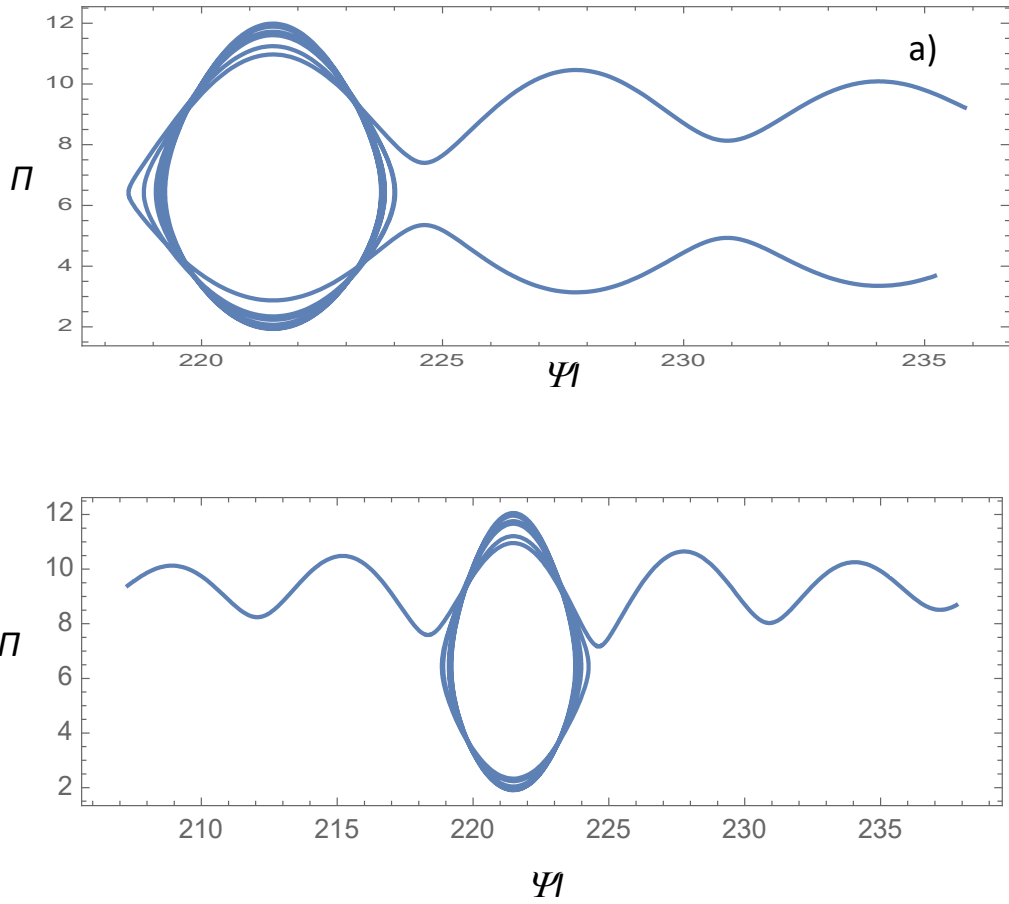


Рисунок 1.3 - Траектория частицы, которая задана гамильтонианом (11) для параметров:  $1/2\gamma_{ph}^2 = 0.2$ ,  $A(t) = 0.2 \exp(-10^{-6}t^2)$ ,  $\Pi(t = -4) = 10$  и а)  $\Psi(t = -4) = 220$ , б)  $\Psi(t = -4) = 223$

Как следует из рисунка 1.2 и 1.3, примерно половина частиц в зависимости от фазы  $\Psi$  или не меняет энергию после взаимодействия (рисунок 1.2б) или энергия частиц становится равной

$$\Pi_f \approx \left( \gamma_{ph}^2 + \sqrt{\gamma_{ph}^4 + \Pi_0 - 2\gamma_{ph}^2 \sqrt{\Pi_0}} \right)^2 \quad (1.11)$$

Таким образом средняя энергия частиц в этом случае равна:

$$\langle \Pi \rangle \approx \frac{\Pi_f + \Pi_0}{2} \quad (1.12)$$

В пределе сильного приращения энергии  $\Pi_f \approx 4\gamma_{ph}^4 \gg \Pi_0$  средняя энергия равна  $\langle \Pi \rangle \approx 2\gamma_{ph}^4$ .

Рассмотрим другой предельный случай: энергия бетатронных колебаний много больше энергии покоя, энергия продольного движения много больше энергии

бетатронных колебаний и слабо меняется. В этом случае полученный гамильтониан можно переписать в следующем виде

$$H = \Pi\delta - \frac{\Pi^2}{2p_0^{3/2}} + A(\xi_2)\Pi^{1/2}p_0^{-1/2} \sin(\Psi), \quad (1.13)$$

где  $\delta = -0.5\gamma_{ph}^{-2} + p_0^{-1/2}$  – резонансная расстройка. Бетатронный резонанс происходит при условии  $\delta = 0$ . Поведение системы, описываемой гамильтонианом (1.13), изучалось в приложении к циклотронному нагреву [10]. Захват электронов происходит при условии

$$A > A_{tr} = \left( \frac{2\delta\sqrt{p_0}}{3} \right)^{3/2}. \quad (1.14)$$

Для энергии поперечных осцилляций электрона при этом можно записать [11]  $\Pi \propto A^{2/3}$ . Т. е. амплитуда бетатронных колебаний пропорциональна интенсивности лазерного излучения в степени 1/6.

Зная распределение ускоренных электронов по энергии и по амплитуде бетатронных колебаний, можно вычислить спектр бетатронного излучения. Спектр излучения отдельного электрона примерно совпадает с синхротронным спектром [1]. Спектр можно приближенно описывать “синхротронной” функцией  $S(\omega/\omega_{cr})$ , где

$$S(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (1.15)$$

$\omega_{cr}$  – критическая синхротронная частота

$$\hbar\omega_{cr} = 1.5\hbar\omega_p\gamma^2 \frac{\omega_p r_0}{c}, \quad (1.16)$$

где  $\omega_p r_0/c \approx \Pi^{1/2}(p_0 + \Pi)^{-1/4}$  – нормированная амплитуда бетатронных колебаний,  $\gamma \approx p_0 + \Pi$  – релятивистский гамма-фактор электрона. Таким образом, спектр бетатронного излучения, создаваемый сгустком электронов, пропорционален величине:

$$W(\omega) = \int S \left[ \frac{\omega}{\omega_{cr}(\Pi)} \right] f(\Pi) d\Pi, \quad (1.17)$$

где  $f(\Pi)$  – функция распределения электронов в сгустке.

В рамках проекта также было проведено более подробное исследования возможного влияния фемтосекундной структуры лазерного импульса на процесс ускорения электронов в прозрачной плазме. Такая нетривиальная структура может

возникать при укорочении импульсов в тонких нелинейных плёнках за счёт фазовой самомодуляции методом CafCA, который позволяет увеличивать интенсивность лазерных импульсов без их усиления даже на петаваттном уровне мощности. Применение этой технологии может повысить эффективность бетатронного излучения.

Действительно, согласно широко распространенной феноменологической модели, разработанной Лу и др. [13], ширина лазерного импульса  $w_0$  должна соответствовать его интенсивности, а плотность плазмы мишени обусловлена соотношением  $(kw_0)^2 \approx 4a_0/n_0$ , где  $k$  – волновое число лазерного импульса,  $a_0 = eE_0/m\omega c$  – релятивистская амплитуда ( $e$  – элементарный заряд,  $E_0$  – амплитуда электрического поля лазерного импульса,  $m$  – масса электрона,  $\omega$  – частота лазерного излучения,  $c$  – скорость света),  $n_0 = e^2 N_e / \epsilon_0 m \omega^2$  – параметр закритичности плазмы ( $N_e$  – фоновая концентрация электронов,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная). В этом случае энергия, полученная электроном в плазменной волне, масштабируется как  $\gamma \approx 2a_0/3n_0$ , где  $\gamma$  – максимально достижимый релятивистский гамма-фактор ускоренных электронов [13]. Зафиксируем энергию лазерного импульса:  $W = W_{\text{rel}} a_0^2 (kw_0)^2 \omega \tau_0$ , где  $W_{\text{rel}} = \epsilon_0 m^2 c^5 / 2e^2$  ( $W_{\text{rel}} [\text{Дж}] = 1.84 \times 10^{-7} \lambda_{[\text{мкм}]}$ ),  $\tau_0$  – длительность импульса, и найдем зависимость энергии электронов от длительности импульса и плотности плазмы:

$$\gamma \approx \frac{1}{3} \left( \frac{2W}{W_{\text{rel}} n_0^2 \omega \tau_0} \right)^{1/3}$$

Мощность излучения бетатрона можно оценить из следующего выражения [14]:

$$P_b \approx \frac{e^2 \omega^4}{12c^3} \gamma^2 n_0^2 r_b^2,$$

где  $r_b$  – амплитуда бетатронных осцилляций, которую мы будем рассматривать в соответствии с теорией ультрарелятивистского подобия [15] как обратно пропорциональную корню из плотности плазмы:  $r_b = n_0^{-1/2} r_{b0}$ , где  $r_{b0}$  – константа, определяемая формой лазерного импульса. Тогда получаем:

$$P_b \approx \frac{e^2 \omega^4 r_{b0}^2}{108c^3} \left( \frac{2W}{W_{\text{rel}}} \right)^{2/3} \left( \frac{n_0}{(\omega \tau_0)^2} \right)^{1/3}.$$

Отсюда видно, что при фиксированной энергии и длительности лазерного импульса мощность бетатронного излучения растет с увеличением плотности плазмы. Однако с увеличением плотности плазмы длина волны уменьшается, а когда она становится меньше длины импульса, эффективность ускорения резко падает, поэтому

оптимальным является использование плазмы с плотностью  $n_0 \approx 1/(\omega\tau_0)$ , для которой длительность импульса и длина волны плазмы имеют один и тот же порядок. В этом случае мощность излучения бетатрона равна

$$P_b^{\text{opt}} \approx \frac{e^2 \omega^3 r_{b0}^2}{108 c^3 \tau_0} \left( \frac{2W}{W_{\text{rel}}} \right)^{2/3}$$

Таким образом, при фиксированной энергии импульса и оптимальном выборе плотности плазмы и длительности лазерного импульса мощность излучения бетатрона растет с уменьшением длительности лазерного импульса.

Поскольку при той же энергии лазерного импульса можно увеличить яркость бетатронных источников за счет его укорочения, представляется перспективным использование недавно реализованной схемы сжатия многотераваттных и петаваттных лазерных импульсов с помощью нелинейной фазовой самомодуляции в тонких пластинах [16]. В этом случае энергия импульса почти не изменяется, а его длительность может быть уменьшена в несколько раз. В наилучших условиях таким образом были получены импульсы длительностью 11 фс при мощности 1,5 ПВт. Однако, как показывает моделирование, такие импульсы могут иметь довольно сложную временную структуру на фемтосекундных масштабах. В частности, импульс может иметь фемтосекундный пьедестал и сопровождаться пред- и послеимпульсами, содержащими до 20—30 % энергии импульса. В работе [17] было показано, что сложная временная структура импульса, состоящего из нескольких импульсов, т. е. импульса с прекурсором, может влиять на размер и форму пучка электронов, формируемого и ускоряемого в пламенном поле, и, следовательно, на его бетатронное излучение. Данная работа посвящена дальнейшему анализу этой проблемы.

Анализ проводился путем численного моделирования полностью электродинамическим методом Particle-In-Cell с использованием кода PICADOR [1.18]. Моделирование проводилось в двумерной геометрии в ячейке размером  $190 \times 120$  мкм<sup>2</sup>. Размер шагов в продольном направлении составлял  $\Delta x = 0,05$  мкм, а в поперечном направлении –  $\Delta y = 1$  мкм. Временной шаг составлял  $\Delta t = \Delta x/2c = 8,34 \times 10^{-2}$  фс.

На левой границе генерировался лазерный импульс с длиной волны 900 нм, поляризованный во внеплоскостном направлении  $z$ . Импульс имел гауссовый поперечный профиль с радиусом 10 мкм на уровне  $1/e$  амплитуды, что соответствует ширине пятна фокусировки 11,8 мкм по полной ширине на уровне половины максимума интенсивности.

Продольный профиль импульса варьировался, однако полная энергия импульса оставалась постоянной и равной 1,73 Дж, что соответствует 1,15 ТВт.

Плазма предполагалась однородной с концентрацией электронов, равной  $1,24 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует параметру  $n_0 = 0,009$ . Граница плазмы первоначально располагалась на расстоянии 10 мкм от левой границы.

Для сокращения времени расчета использовалась техника движущегося окна. Движение окна начиналось в момент времени  $t = 570$  фс после начала расчета, что соответствовало положению фронта лазерного импульса на расстоянии 150—170 мкм от левой границы. Скорость движения окна была равна скорости света. Общее время вычислений составляло до 8 пс.

Бетатронное излучение рассчитывалось методом Монте-Карло с использованием выражений для синхротронного излучения, как описано в статье [19].

Мы исследовали влияние предимпульса фемтосекундного масштаба на процесс ускорения. Как основной импульс, так и предимпульс в этих расчетах имели гауссову форму. Длительность импульса составляла 11 фс, а длительность предимпульса – 5 фс. Предимпульс предшествовал импульсу с фиксированной задержкой, равной 27 фс. Амплитуда предимпульса изменялась в диапазоне от  $a_0 = 0,8$  до  $a_0 = 3,6$ , соответственно изменялась и амплитуда импульса, так что полная энергия лазерного излучения была постоянной и равнялась 1,73 Дж.

Итоговые спектры фотонов, полученные в результате этих расчетов, показаны на рисунке 1.4. Видно, что предимпульс с нерелятивистской амплитудой мало влияет на генерируемый спектр. Более сильные импульсы, однако, могут существенно изменить спектр, либо усиливая, либо подавляя его. Например, предимпульс с амплитудой  $a_0 = 1,6$  приводит к увеличению максимальной энергии фотонов с 400—500 кэВ до 600—700 кэВ, а предимпульс с амплитудой  $a_0 = 3,6$  – к ее уменьшению до 150—200 кэВ. Яркость источника также зависит от препульсов. С другой стороны, количество фотонов с энергией 100 кэВ в случае предимпульса с амплитудой  $a_0 = 1,6$  в несколько раз выше, чем в случае без предимпульса, и примерно в 10 раз ниже в случае амплитуды предимпульса  $a_0 = 3,6$ .

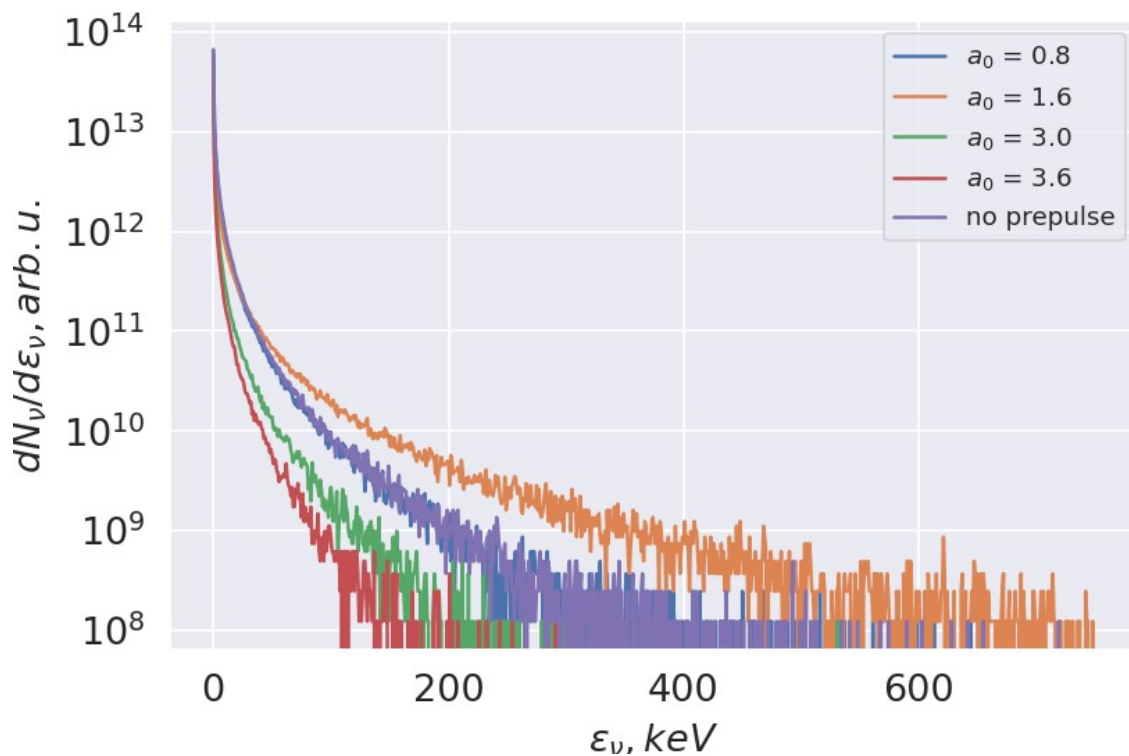


Рисунок 1.4 - Сравнение спектров фотонов, полученных в результате моделирования для лазерных импульсов длительностью 11 фс и предимпульсов длительностью 5 фс с различными амплитудами

Чтобы понять физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемой зависимости спектров от амплитуды предимпульса, мы проанализировали динамику взаимодействия для различных предимпульсов. Основное отличие от случая чистого импульса состоит в том, что предимпульс формирует отчетливый электронный канал перед основным импульсом, однако, он не истощает электроны полностью. Это видно из рисунка 1.5, где показаны срезы в двух перпендикулярных сечениях для разных случаев.

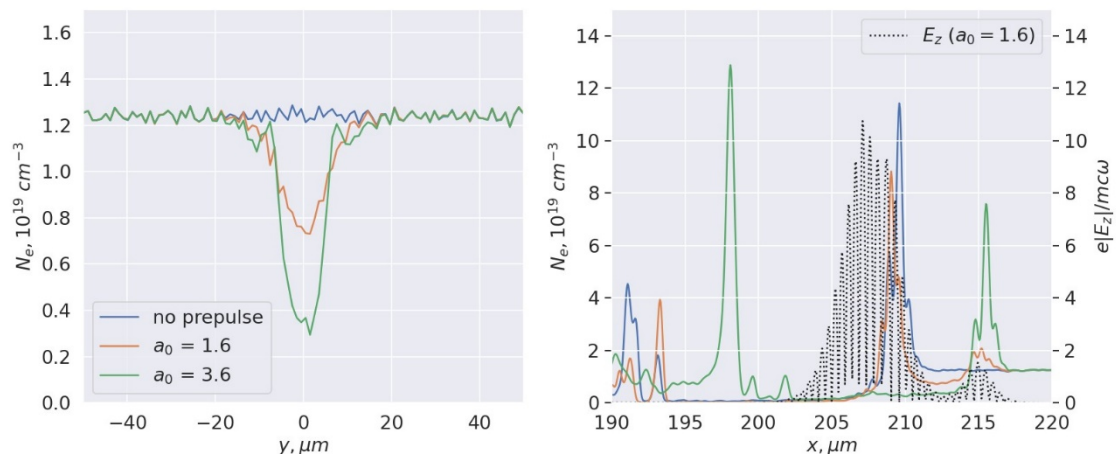


Рисунок 1.5 - Линии плотности электронов в сечениях  $x = 212$  мкм (слева) и  $y = 0$  (справа) в моменты времени  $t = 759$  фс в случаях с различными амплитудами предимпульса  $a_0$ . Справа показана форма лазерного импульса в случае  $a_0 = 1,6$  для сравнения

Основной импульс эффективно распространяется в предварительно сформированном канале, что приводит к более стабильной структуре полости. Таким образом, структура ускоренного пучка также более стабильна, и существует только один отдельный пучок, ускоренный до высоких энергий. В результате достигнутые энергии электронов выше, и поэтому они излучают больше фотонов с более высокими энергиями.

Напротив, в случае, когда спектр излучения более узкий и его интенсивность меньше (амплитуда предимпульса  $a_0 = 3,6$ ). Здесь мы видим, что уже предимпульс формирует собственную полость и основной импульс распространяется внутри нее. Поскольку предимпульс имеет меньшую амплитуду, чем основной импульс, ускорение оказывается менее эффективным. Более того, что еще хуже, преимпульс быстро затухает, и полость начинает управляться основным импульсом, что делает весь процесс менее стабильным и, следовательно, менее эффективным. В результате достигнутые энергии электронов несколько ниже, поэтому они испускают меньше фотонов с меньшими энергиями.

Стоит подчеркнуть, что даже при амплитуде предимпульса  $a_0 = 3,6$  его энергия все равно мала по сравнению с основным импульсом из-за разницы в длительности: преимпульс содержит только  $\sim 20$  % от общей энергии лазера в этом случае. Это означает, что фемтосекундный предимпульс может существенно влиять на процесс ускорения и излучение бетатрона, даже имея небольшую энергию, но сконцентрированную в коротком импульсе.

В следующей серии расчетов изучалось влияние постимпульса на процесс ускорения. Как и в случае с предимпульсом, и основной, и постимпульс в этих расчетах имели гауссову форму, длительность основного импульса составляла 11 фс, а постимпульсного – 5 фс. Мы варьировали как амплитуду постимпульса, так и задержку между ним и основным импульсом, но не обнаружили существенного влияния постимпульса на генерируемые спектры фотонов. На рисунке 1.6 показаны эти спектры для различных задержек в случае амплитуды постимпульса  $a_0 = 3,6$ . Это несколько противоречит нашим ожиданиям, поскольку наложение импульса на ускоренные электроны может усилить их поперечные колебания и, следовательно, их излучение [20]. Мы объясняем отсутствие этого эффекта тем, что в нашем случае



длительность постимпульса намного меньше длительности пучка электронов, поэтому он смог повлиять на незначительно малую долю электронов.

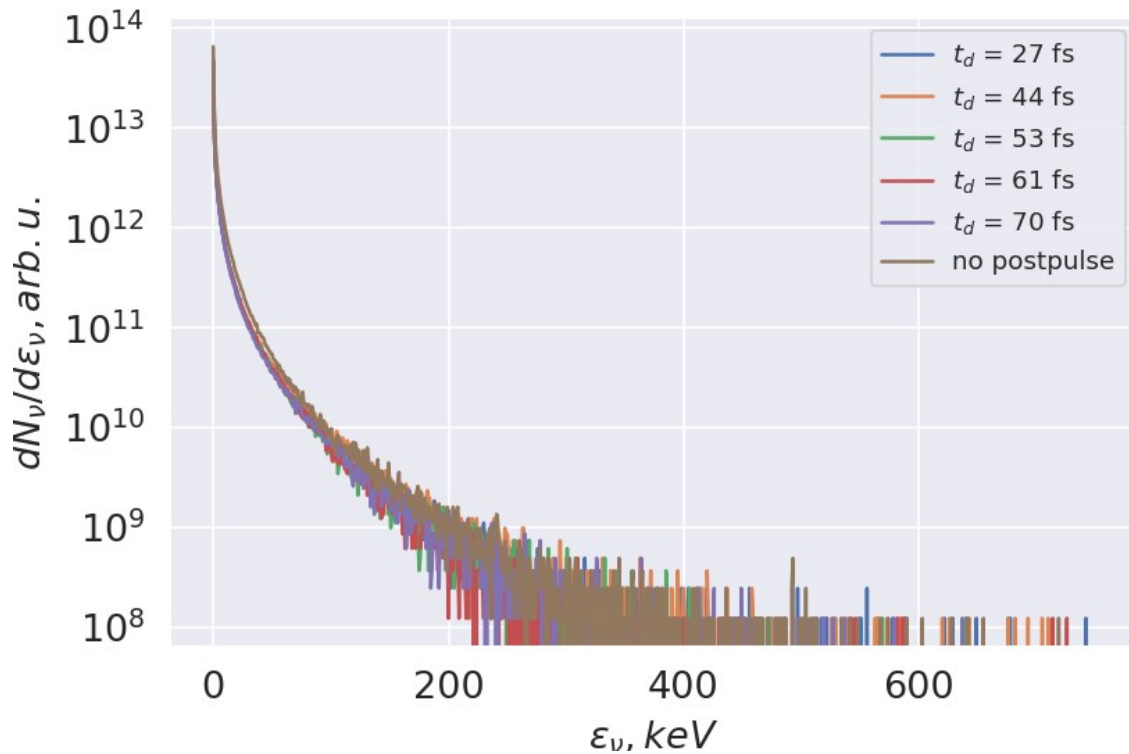


Рисунок 1.6 - Сравнение спектров фотонов, полученных в результате моделирования для лазерных импульсов длительностью 11 фс с постимпульсами длительностью 5 фс, следующими за основным импульсом с различными задержками. Во всех симуляциях амплитуда основного импульса составляла  $a_0 = 6,5$ , а амплитуда постимпульса -  $a_0 = 3,6$ , за исключением показанного для сравнения случая без постимпульса, в котором амплитуда основного импульса составляла  $a_0 = 7,5$

Наконец, мы изучили влияние фемтосекундного пьедестала на процесс взаимодействия. В этой серии расчетов основной импульс имел гауссову форму и длительность 11 фс. Пьедестал также имела гауссову форму, а ее длительность составляла 50 фс. центры основного импульса и пьедестала совпадали. Мы варьировали амплитуды основного импульса и пьедестала, поддерживая общую энергию лазера постоянной и равной 1,73 Дж. Как и в случае предимпульса, мы обнаружили, что пьедестал с амплитудой  $a_0 < 1$  не влияет на процесс ускорения и излучения. Однако, в отличие от случая предимпульса, для больших амплитуд пьедестал никогда не усиливает яркость излучения. Сравнение типичных спектров, полученных в случае пьедестала и в случае чистого импульса, показано на рисунке 1.7. Основная причина вредного эффекта в этом случае заключается в том, что длинный пьедестал содержит много энергии, и когда его амплитуда составляет  $a_0 = 1,1$ , амплитуда основного импульса становится настолько

низкой, что достигает  $a_0 = 2,5$ , а яркость излучения бетатронного излучения, как известно, уменьшается с уменьшением интенсивности импульса.

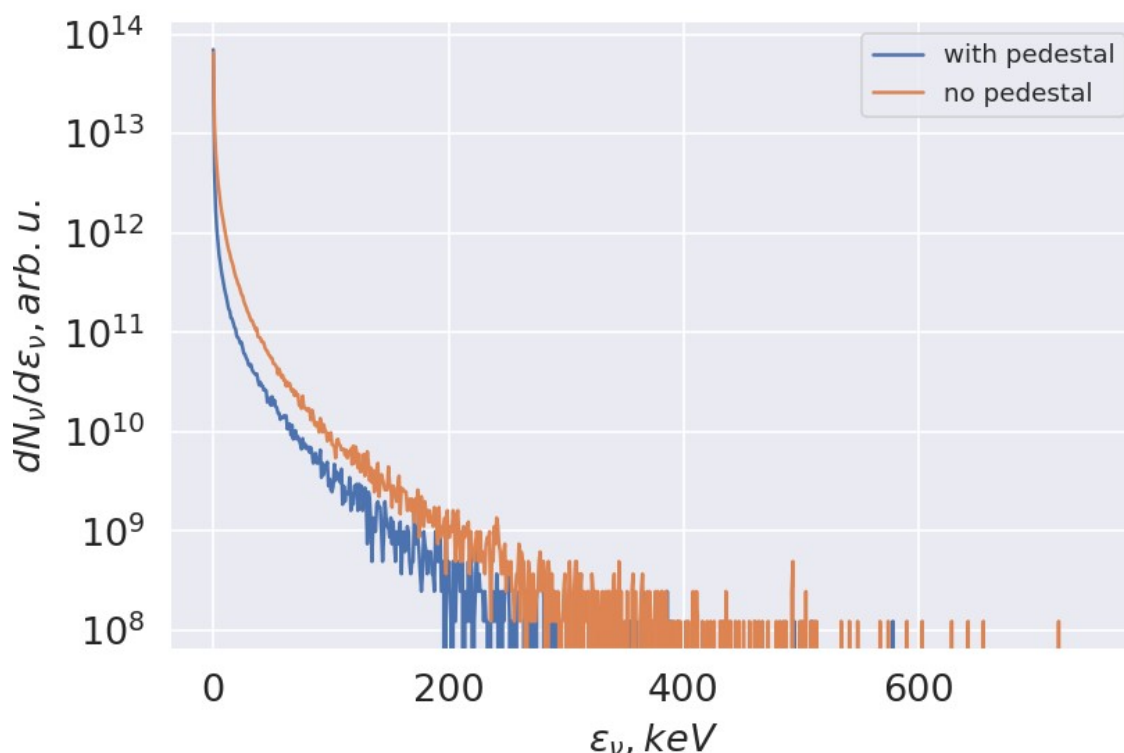


Рисунок 1.7 - Сравнение спектров фотонов, полученных в результате моделирования для лазерных импульсов длительностью 11 фс с пьедесталом 50 фс и без него. Амплитуда пьедестала составляла  $a_0 = 1,1$ . Амплитуда основного импульса составляла  $a_0 = 2,5$  в случае с пьедесталом и  $a_0 = 7,5$  в случае без пьедестала

Таким образом, наше исследование показывает, что фемтосекундная структура лазерного импульса может оказывать существенное влияние на его взаимодействие с неплотной плазмой. Присутствие предимпульсов может приводить к возбуждению плазменных вихрей, которые мешают вихрю от основного импульса. В некоторых случаях это приводит к более стабильной динамике взаимодействия, что приводит к более широкому спектру излучаемых фотонов и их большей яркости. Однако для достаточно интенсивных предимпульсов плазменные полости, возбуждаемые ими и основным импульсом, интерферируют, что приводит к торможению процесса ускорения и менее эффективному бетатронному излучению. Предимпульс, содержащий менее 20 % энергии, в зависимости от амплитуды может либо увеличить максимальную энергию генерируемых фотонов на 50 %, либо, по крайней мере, уменьшить ее вдвое. Одновременно с этим яркость при данной энергии фотонов может изменяться в несколько раз.

В нашем исследовании не было обнаружено существенного влияния постимпульсов на процесс взаимодействия. Было показано, что пьедесталы уменьшают бетатронное излучение, но только при амплитудах, превышающих релятивистскую, и уменьшение связано с уменьшением амплитуды основного импульса из-за предполагавшегося постоянства полной лазерной энергии.

## 2 Экспериментальное исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до $1e21$ Вт/см<sup>2</sup> (МИФИ, Договор № К98-11 от 15.11.2021)

### 2.1 Введение

Яркие источники рентгеновского излучения на основе классических ускорителей имеют множество важных применений в материаловедении [21], медицине [22,23], геологии [24], радиографии материалов [25] и задачах неразрушающего контроля в промышленности [26]. Однако традиционные ускорители имеют длину от десятков до сотен метров, дороги в строительстве и эксплуатации. К тому же напряженность ускоряющего поля в них близка к технологическому пределу ( $\sim 100$  МэВ/м [27]), обусловленному возможным развитием мультипакторного разряда и пробоем ускоряющего промежутка. Ведутся исследования, направленные на выявление новых конфигураций ускоряющих элементов, а также новых материалов для них, позволяющих предотвратить пробой при работе с сильными полями [28]. Тем не менее, по-видимому, стандартные методы ускорения частиц вряд ли позволят увеличить градиент ускорения на несколько порядков.

Поэтому большой интерес вызывают альтернативные методы ускорения частиц, в частности кильватерное ускорение в лазер-плазменных полях (LWFA - Laser wakefield accelerator). Современные лазерные установки позволяют достигать ускоряющих градиентов  $\sim 100$  ГэВ/м. Подобный потенциал, действующий на расстоянии в несколько сантиметров позволяет получать электронные сгустки с энергией до  $\sim 10$  ГэВ [29], с разбросом по энергии  $\Delta E_e/E_e \sim 1-15\%$  и зарядом  $Q \sim 100$  пКл [30–32].

В результате кильватерного ускорения электронов возникает три типа вторичного рентгеновского излучения: бетатронное излучение, обратное комптоновское рассеяние и тормозное излучение. Бетатронное излучение является естественным побочным продуктом процесса ускорения [33–36] и возникает из-за поперечных колебаний электронов в ускоряющем лазерном поле. Электронный сгусток с энергией 250–350 МэВ, излучает бетатронное рентгеновское излучение с синхротронным спектром и критической энергией  $E_c$  в несколько десятков КэВ [36]. Мощность бетатронного излучения можно значительно увеличить, используя более длинные лазерные импульсы [37–39] или специально подобранные профили плотности [40, 41].

Обратное комптоновское рассеяние возникает в результате рассеяния лазерных фотонов на встречном электронном пучке. В результате энергия фотонов увеличивается на величину  $\Delta E_L \sim 4\gamma e^2 E_L$  [42–44], где  $\gamma e$  – гамма фактор электрона,  $E_L$  – энергия рассеиваемых лазерных фотонов. Таким образом, рассеяние лазерного излучения с энергией фотонов  $E_L = 1,5$  эВ на электронном сгустке с энергией в диапазоне  $250 < E_x < 350$  МэВ (490

$\langle \gamma_e \rangle < 685$ ) должно приводить к генерации рентгеновского излучения со спектральным максимумом в диапазоне  $1.5 < E_x < 3$  МэВ.

Тормозное рентгеновское излучение возникает в результате прохождения ускоренного электронного сгустка через конвертор, в котором электроны теряют энергию из-за соударений с атомами конвертера и, соответственно, генерируют тормозное излучение с широким спектром. Первое исследование возможности использования ускоренных лазером электронов для создания источника жесткого рентгеновского излучения было проведено в 2002 году на лазерной установке Вулкан [45]. В данной работе использовался лазерный импульс пикосекундной длительности с интенсивностью  $\sim 5 \times 10^{19}$ , который либо напрямую взаимодействовал с танталовой мишенью, либо сначала ускорял электроны в газовой струе. Было показано, что в случае с LWFA ускорением электронов источник более коллимирован ( $5^\circ$ ), чем в случае прямого привода ( $> 45^\circ$ ). Позднее аналогичные эксперименты были воспроизведены с использованием фемтосекундной лазерной системы [46]. Были получены электронные пучки (20-200 МэВ) с максвелловской температурой около 40 МэВ, которые затем взаимодействовали с танталовым конвертером. Размеры рентгеновского источника были оценены  $\sim 320$  мкм, расходимость  $\sim 30$ , и длительность источника порядка длительности лазерного импульса (30 фс).

Размер источника может быть дополнительно уменьшен до 30 мкм при правильной оптимизации параметров электронного пучка [47]. В работе [48] показан пример рентгеновского источника на основе лазерной системы мощностью 10 ТВт и танталовом конвертере толщиной 2 мм. Данный источник может генерировать порядка  $10^8$  фотонов в диапазоне гамма-излучения 8–17 МэВ. Выход гамма-излучения, создаваемого электронами LWFA от аналогичной лазерной системы, на два порядка превышает выход гамма-излучения от прямого облучения твердых мишеней [49]. Прогресс, достигнутый в области кильватерного ускорения электронов, позволяет создавать перестраиваемые источники гамма-излучения на основе тормозного излучения. Квазимоноэнергетический электронный пучок с зарядом  $\sim 15$  пКл и энергией 220 МэВ будет генерировать  $\sim 10^9$  фотонов с энергией около 10 МэВ [50]. А, например, электронный пучок с зарядом  $\sim 300$  пКл и энергией 1 ГэВ, проходящий через вольфрамовую мишень толщиной 1 мм, будет производить  $6 \times 10^{11}$  фотонов за выстрел, причем 0,1% из них будут иметь энергию более 15 МэВ.

Работы по улучшению характеристик подобного источника жесткого рентгеновского излучения продолжают до сих пор. Главная проблема, препятствующая практическому применению это низкая стабильность характеристик источника от выстрела к выстрелу. Например, в работе [51] демонстрируется перестраиваемый источник жесткого рентгеновского излучения. Спектр фотонов имел критическую энергию, превышающую

100 МэВ, размеры источника меньше разрешения диагностики ( $\lesssim 150$  мкм). Повышение стабильности достигается за счет большого фокального пятна ( $50 \times 40$  мкм) и газовой ячейки с постоянным давлением газа.

В рамках нашего проекта проведено экспериментальное и численное исследование параметров рентгеновского источника, основанного на LWFA ускоренных электронах и твердотельном конвертере для диапазона лазерных интенсивностей  $10^{19}$ - $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и электронных плотностей  $10^{18}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. На предыдущем этапе были проведены экспериментальные исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. На данном этапе проводились аналогичные исследования для интенсивностей до  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## 2.2 Численные расчеты

На текущем этапе с помощью численных расчетов был проведен подбор оптимальных параметров (плотность плазмы, положение мишени-конвертера) для увеличения выхода рентгеновского излучения с энергией  $> 100$  кэВ при использовании фемтосекундных лазерных импульсов с характерными экспериментальными параметрами (интенсивность  $I_L = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> (безразмерная лазерная амплитуда  $a_0 \approx 24$ ), длительность  $\tau_L = 45$  фс, длина волны  $\lambda = 0.91$  мкм).

Для расчетов использовался код EPOCH, моделирующий взаимодействие лазерного импульса с плазмой методом “частиц в ячейке” (PIC – particle in cell) [52]. Важной особенностью данного кода является возможность учета тормозного и синхротронного излучения напрямую в расчете. Тормозное излучение моделируется с использованием метода Монте-Карло по сечениям упругого и неупругого рассеяния [53]. Квантовые эффекты, рождение электрон-позитронных пар и синхротронное излучение в коде EPOCH моделируется методами квантовой электродинамики также с использованием метода Монте-Карло [54] и [55]. В данном отчете мы рассматриваем лазерную интенсивность  $\sim 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В нелинейном режиме генерации кильватерной волны при  $a > 1$  достигается при длительности импульса

$$c\tau_L \simeq \lambda_{Np}/2, \quad (2.1)$$

где  $\lambda_{Np}$  длина нелинейной волны [38].

$$\lambda_{N_p} = \lambda_p \begin{cases} 1 + \frac{3}{16} \left( \frac{E_{max}}{E_0} \right)^2, & E_{max} / E_0 \ll 1 \\ \left( \frac{2}{\pi} \right) \left( \frac{E_{max}}{E_0} + \frac{E_0}{E_{max}} \right), & E_{max} / E_0 \gg 1 \end{cases}. \quad (2.2)$$

Здесь  $E_{max}$  - максимальная амплитуда плазменной волны,  $E_0 = (m_e c \cdot \omega_p) / e$  - так называемый холодный предел опрокидывания [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**]. можно записать [38]

$$E_{max} / E_0 = a^2 / 2 (1 + a^2 / 2)^{-1/2}. \quad (2.3)$$

При достаточной мощности короткий лазерный импульс действием пондеромоторной силы может полностью вытеснить все электроны с оси распространения. При этом после опрокидывания кильватерная волна генерируется в режиме плазменной полости (в режиме кавитации или пузыря). Как это было показано аналитически и численно, плазменные полости могут образовываться как для длинных импульсов  $L > \lambda_p$ , так и для коротких  $L \sim \lambda_p$ . Для коротких импульсов и релятивистских амплитуд  $a \gg 1$  режим пузыря изучался в работе [40]. Было показано, что оптимальное ускорение возникает при радиусе пучка  $k_p r_L \approx a^{1/2}$  и длительности  $L < r_L$ , а мощность импульса при этом должна превышать порог:

$$P > P_{bubble} = 30 \left( \frac{\tau_{[фс]}}{\lambda_{[мкм]}} \right)^2 [\text{ГВт}]. \quad (2.4)$$

В нашем случае  $\tau_L = 45$  фс,  $\lambda = 0,9$  мкм,  $I_{las} = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.) Длительности импульса в 45 фс соответствует длина в 13,5 мкм, соответственно оптимальный радиус фокусировки  $r_L \geq 14$  мкм. Это соответствует площади пятна  $S \approx 307$  мкм<sup>2</sup>. Оптимальная плазменная длина волны  $\approx 5.3$  мкм и соответствующая ей электронная плотность  $n_e \approx 4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>

#### **Зависимость электронного спектра и углового распределения от плотности газа**

В численном расчете использовалась лазерная интенсивность  $I = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a \approx 24$ ), рассматривались электронные плотности  $10^{19} - 10^{21}$  см<sup>-3</sup> (соответствуют плотности газовой струи  $10^{18} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup> при  $Z = 15$ ). Лазерный импульс фокусировался в пятно диаметром 10 мкм (рэлевская длина  $Z_R \approx 100$  мкм). Точка фокуса лежала на 100 мкм в глубине газовой струи. В качестве мишени использовался нейтральный аргон. Максимально достижимая энергия электронов ( $E_{max}$ ), оптимальная длительность лазерного импульса  $\tau_{opt}$ , оцененная по формуле (2.1), а также коэффициент конверсии лазерной энергии в электроны с энергией выше 1 МэВ ( $\kappa$ ) приведены в таблице 1.  $\kappa_{10^0}$  - коэффициент конверсии, который



учитывает электроны, летящие в телесный угол  $\Omega < 100$ . Электронный спектр приведен на рисунке 2.1(б). Для сравнения, на рисунке 2.1(а) приведены электронные спектры из предыдущего этапа, где рассматривалась лазерная интенсивность  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>

Таблица 1 – зависимость энергии отсечки электронов ( $E_{\max}$ ), коэффициента конверсии в электроны с энергией  $> 1$  МэВ ( $\kappa$ ), электронов, распространяющихся в телесный угол  $10^0$  ( $\kappa_{10^0}$ ) и оптимальной длина лазерного импульса  $\tau_{\text{opt}}$  от плотности газовой струи

Плотность [см <sup>-3</sup> ]	$\kappa_{10^0}$	$E_{\max}$ [МэВ]	$\tau_{\text{opt}}$ [фс]
$10^{18}$	2,82567E-05	30	5
$10^{19}$	0,001222585	36	9
$10^{20}$	0,010200978	58	23
$5 \times 10^{20}$	0,287389063	318	36
$10^{21}$	0,010379987	158	54

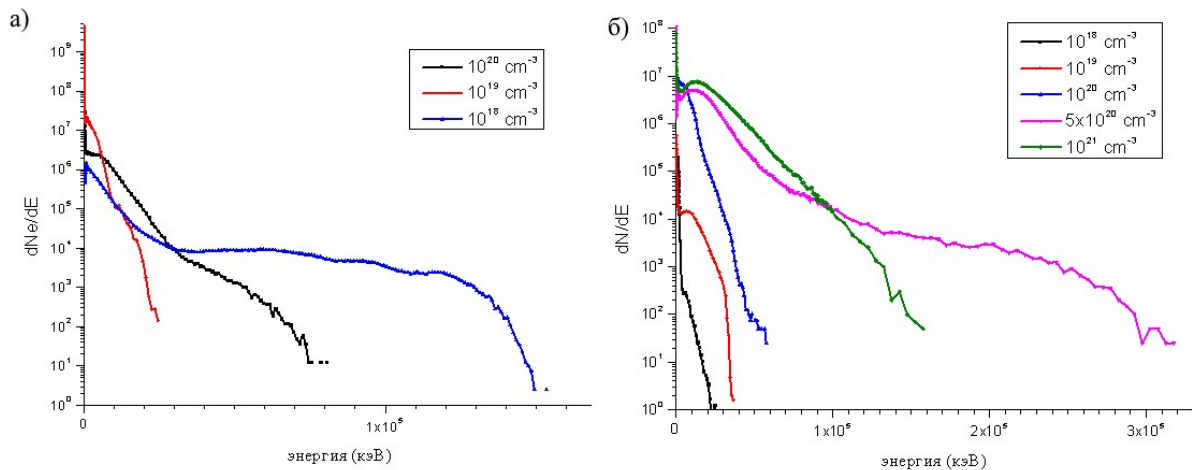


Рисунок 2.1 – спектр электронов, распространяющихся в телесный угол  $10^0$  для лазерной интенсивности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> (а) и  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>

Из рисунка 2.1 видно, что максимум энергии электронов  $\approx 318$  МэВ возникает при плотности атомов аргона  $3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> (и электронной плотности  $5 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> соответственно). В данном случае реализуется механизм кильватерного ускорения, максимум энергии электронов достигается через примерно 500 мкм распространения лазерного импульса в газе. Дальше импульс истощается, и энергия отсечки электронов перестает расти. С ростом плотности эффективность кильватерного ускорения падает и основным механизмом ускорения электронов становится пондеромоторный нагрев. Интересно сравнить полученный результат с расчетами для интенсивности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> с предыдущего этапа (синяя линия на рисунке 2.1а). Видно, что качественно они очень похожи – длинное плато в область высоких энергий, однако для интенсивности  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> данный результат достигается при повышении плотности примерно на 2 порядка.

Используя оптимальную электронную плотность  $5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  было проведено численное моделирование взаимодействия полученного электронного пучка с вольфрамовым конвертором (фольга толщиной 100 мкм, расположенная на расстоянии 500 мкм от начала распространения лазерного импульса в плазме). На рисунке 2.2 приведен полученный спектр рентгеновского излучения.

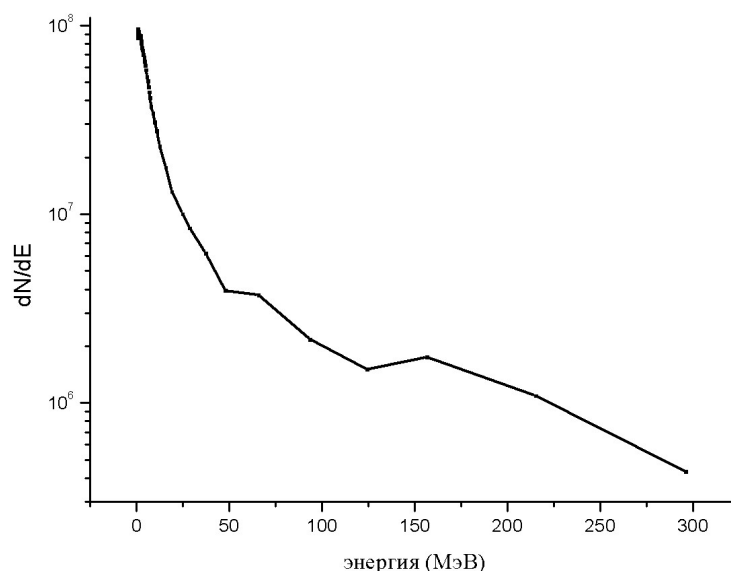


Рисунок 2.2— спектр фотонов, излученных в телесный угол  $10^0$  по направлению распространения лазерного импульса для вольфрамового конвертера, электронная плотность  $5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$

### 2.3 Экспериментальные исследования

В рамках работы по проекту были в несколько этапов проведены экспериментальные исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до  $10^{21} \text{ Вт/см}^2$ . Были проведены исследования по поиску как оптимальных параметров лазерно-газового взаимодействия (положение пятна фокусировки лазерного излучения на газовую струю, давление газа в резервуаре клапана, энергия и интенсивность лазерного импульса и т.п.), так и взаимного расположения лазерной искры и твердотельного конвертера.

Развитие методов и средств неразрушающей диагностики низко-контрастных микрообъектов чрезвычайно актуально для материаловедения, медицины, физики высоких плотностей энергии и других областей науки и техники. В частности, такие методы необходимы для дальнейшего развития нанотехнологий, обеспечения метрологической базы и контроля выпускаемой продукции.

Метод рентгеновской радиографии является универсальным средством диагностики объектов с совершенно различными химическим составом и характерными пространственными масштабами. На сегодняшний день созданы источники, перекрывающие весь

возможный диапазон энергий зондирующего излучения. В то время, как изучение массивных объектов требует использования источника жесткого рентгеновского излучения ( $E > 15$  кэВ), для изучения объектов субмикронной толщины, продукции нано- и биотехнологий наилучшим образом подходят источники в ВУФ и мягком рентгеновском диапазоне спектра.

В действительности рентгеновское излучение с энергией фотонов в диапазоне порядка 5 - 12 КэВ может быть эффективно использовано для изображения и изучения образцов с миллиметровыми и субмиллиметровыми характерными размерами. В этом спектральном диапазоне вместо синхротронов могут быть использованы компактные источники на основе обычных анодных либо микрофокусных рентгеновских трубок. Однако, несмотря на то, что радиография образцов в этом диапазоне энергий фотонов может осуществляться в комнатной атмосфере, сами микрофокусные трубки требуют наличия вакуумной камеры для ускорения электронов. В то же время, в качестве перспективного импульсного радиографического источника все чаще рассматривается лазерная плазма, создаваемая интенсивными лазерными импульсами ультракороткой длительности. В зависимости от параметров лазерных импульсов и мишеней, были получены интенсивные потоки рентгеновских фотонов, электронов и ионов, ускоренных до значительных энергий.

Излучение плазмы увеличивается с ростом электронной плотности и температуры. В результате, для получения яркого рентгеновского источника необходимо обеспечить создание плотной плазмы, что чаще всего реализуется за счет воздействия ультракоротких интенсивных лазерных импульсов, сфокусированных в вакууме на поверхность твердотельных мишеней. Отсутствие окружающего газа позволяет максимально сфокусировать лазерное излучение в фокальное пятно диаметров в единицы длин волн и достичь интенсивностей в диапазоне  $10^{17} - 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Несмотря на то, что такой подход позволяет получить очень яркие и практически точечные источники как мягкого, так и жесткого рентгеновского излучений, он требует использования относительно больших и дорогостоящих мощных лазеров и вакуумного оборудования.

Недавние эксперименты показали, что взаимодействие коротких мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями приводит к генерации рентгеновского излучения даже в случае размещения мишени в газовой (комнатной) атмосфере. Однако, сам механизм генерации рентгеновского излучения в этом случае становится значительно более сложным, и на сегодняшний день недостаточно изучен. Использование микрообъектива для фокусировки лазерного излучения позволяет создать область пробоя в воздухе очень близко к поверхности твердотельной мишени. В этом случае, по крайней мере, часть ла-

зерного излучения проникнет через образовавшуюся область газовой плазмы, и создаст плазменный рентгеновский источник на поверхности твердотельной мишени.

Кроме того, сама область газовой плазмы (филамента) может быть рассмотрена как источник быстрых электронов, обеспечивающих альтернативный механизм генерации рентгеновского излучения в твердотельной мишени. Именно благодаря действию такого механизма можно ожидать образования источника рентгеновского характеристического излучения в диапазоне от 1 до 10 КэВ даже в случае использования относительно низких интенсивностей лазерного излучения, обеспечиваемых недорогими и компактными лазерными установками.

Таким образом, на основе фемтосекундных лазерных импульсов с энергией не более 0.1 мДж может быть создан более компактный и удобный для радиографических приложений рентгеновский источник. Отдельным значимым преимуществом такого источника будет быстрое размещение исследуемых объектов, а также возможность исследования живых образцов и образцов в водных растворах.

Схемы лазерно-кластерных источников с твердотельными конверторами включают в себя лазерную искру, т.е. плазму, возникшую в результате лазерного пробоя газа, и твердотельный конвертер, т.е. мишень, в которую попадают заряженные частицы, возникшие и ускоренные до значительных энергий в лазерной искре. Поэтому задачей настоящего проекта было, с одной стороны, исследование генерации быстрых частиц в лазерной искре, а, с другой – преобразование энергии быстрых частиц в энергию рентгеновских фотонов.

### **2.3.1 Экспериментальное исследование характеристик плазмы лазерной искры**

Исследования проводились на 20 TW лазерной установке. Лазерная система на основе Ti: Sapphire, работающая по схеме чирпирования, формировала высококонтрастные ( $K_{\text{las}} \sim 10^9$ ) импульсы с характерной длительностью  $\tau_{\text{las}} \sim 40$  фс на средней длине волны  $\lambda = 800$  нм и энергией в импульсе до  $E_{\text{las}} \sim 500$  мДж. Лазерный пучок диаметром 5 см фокусировался при помощи внеосевого параболического зеркала  $f/3.5$  в пятно диаметром  $d \sim 4 - 5$  мкм, а максимальная плотность потока лазерного излучения в фокальной плоскости достигала  $I_{\text{las}} \sim 5 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

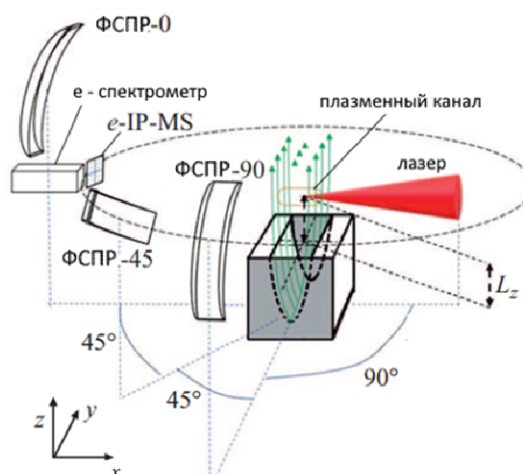


Рисунок 2.3 - Схема эксперимента со щелевым соплом

Сверхзвуковая струя газа формировалась соплом (SourceLAB MS05-10-166) с прямоугольным сечением шириной 1,2 мм и длиной 5 мм. В качестве рабочего газа использовался аргон, подаваемый на вход сопла из баллона с редуктором, позволявшим варьировать давление в диапазоне  $0 \leq P \leq 90$  бар.). Давление на выходной клапан сопла варьировалось в диапазоне от 20 до 90 бар.

Недавно было показано, что струя газа, создаваемая данным соплом, содержит значительное количество кластеров нанометрового размера. Моделирование формирования кластеров для наших условий было проведено на основе модели, описанной в отчете 2021 года. Расчеты показывают, что при входном давлении 60 бар и  $L_z = 1$  мм концентрация кластеров достигает  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , атомная плотность газа  $\sim 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и радиус кластера  $\sim 25$  нм. Однако такие кластеры очень малы и разрушаются лазерным предимпульсом с интенсивностью  $\geq 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Таким образом, в нашем случае основной лазерный импульс взаимодействует только с аргонной газовой струей, и наличие в ней небольшого количества кластеров не влияет на исследуемые процессы кильватерного ускорения.

Для диагностики рентгеновского излучения использовались три фокусирующих спектрометра с пространственным разрешением, оснащенных кристаллами альфа-кварца, изогнутыми по сферической поверхности с радиусом кривизны  $R = 150$  мм (рисунок 2.3). Спектрометры были установлены таким образом, чтобы можно было наблюдать рентгеновские эмиссионные спектры под различными углами: FSSR-0 — в направлении распространения лазерного излучения, FSSR-45 — под углом  $45^\circ$  к оси распространения лазерного пучка FSSR-90 — перпендикулярно оси распространения лазерного пучка. Спектрометр FSSR-0, оснащенный кристаллом альфа-кварца 1120 (межплоскостное расстояние  $2d = 4.91 \text{ \AA}$ ), был настроен на диапазон  $\lambda = 3.7\text{--}4.25 \text{ \AA}$ , а спектрометры FSSR-45 и FSSR-90, оснащенные кристаллами альфа-кварца 1110<sup>-</sup> ( $2d = 6.66 \text{ \AA}$ ), настраивались на диапазон  $3.2\text{--}4.5 \text{ \AA}$ . Спектральное разрешение спектрометров было не хуже  $\sim 3000$ , а простран-

венное разрешение  $\sim 2$  мкм. В качестве детекторов рентгеновского излучения использовались изображающие фотолюминесцентные пластины Fujifilm-TR Image Plate, защищенные от видимого излучения фильтрами из одного или двух слоев полипропилена толщиной 1 мкм, покрытого слоем 0.2 мкм Al. Пластины сканировались с помощью сканера Amersham Typhoon FLA с размером пикселя 25 мкм.

Для наблюдения спектров быстрых электронов использовался щелевой электронный спектрометр с поворотным магнитным полем  $B = 9000$  G, для регистрации keV-ных электронов использовались пластины Image Plate (IP), защищенные от воздействия видимого и рентгеновского излучения несколькими (1–5) слоями Al-фольги толщиной 15 мкм.

Для расчета абсолютных значений интенсивностей спектральных линий по исходным данным поэтапно рассматривались функции отклика всего диагностического оборудования. Значения необработанного изображения в оттенках серого, создаваемого сканером, можно легко пересчитать в единицы PSL (фотостимулированная люминесценция) в соответствии со спецификациями производителя. Значения PSL линейно пропорциональны энергии падающих фотонов для мягкого (по крайней мере, для энергии фотонов  $< 20$  КэВ) рентгеновского излучения. Эти два факта вместе позволяют получить точное количество фотонов на каждый пиксель изображающей пластины. Данное число следует скорректировать, учтя функции пропускания фильтров, которые были установлены перед изображающими пластинами для защиты их от видимого света. Коэффициент пропускания рентгеновских лучей для множества различных материалов можно получить, например, из базы данных [56]. Также следует учитывать, что эффективность отражения кристалла в спектрометре различно для разных длин волн падающего излучения. Для учета данного эффекта было проведено моделирование трассировки лучей, описанное в [57]. В моделирование была включена реальная форма кривой отражения для разных длин волн.

Поиск оптимального положения проводился как по вертикальному положению точки фокусировки относительно края сопла, так и по горизонтали. Сначала вертикальное положение пятна перетяжки было выбрано на высоте 1 мм от края сопла. Положение точки фокусировки в горизонтальной плоскости изменялось путем перемещения сопла вдоль оси следования лазерного импульса. Максимальный уровень регистрируемого сигнала соответствовал положению, соответствующем центру сопла. Зарегистрированный спектр собственного свечения плазмы приведен на рисунке 2.4а, электронный спектр на рисунке 2.5.

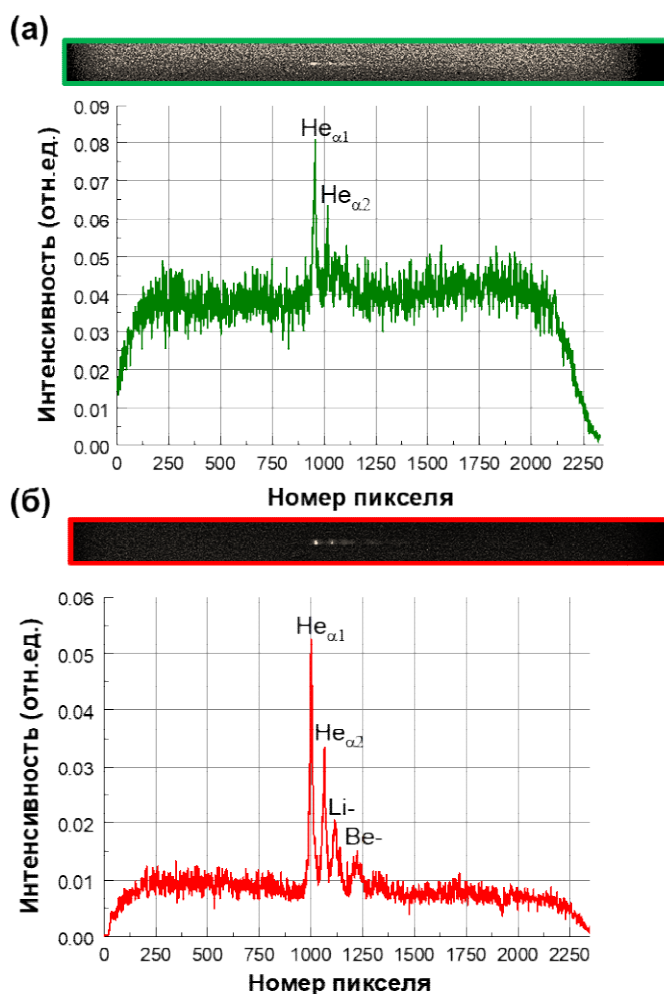


Рисунок 2.4 – Сравнение спектров рентгеновского излучения, зарегистрированных в направлении  $0^\circ$  (ось распространения лазера).  $P_{\text{gas}} = 60$  бар,  $E_{\text{las}} = 250$  мДж, лазерный луч сфокусирован в центре струи газа Ar, перпендикулярно оси потока газа на расстоянии от среза сопла  $L_z = 1$  мм (а) и  $L_z = 2$  мм (б)

Как видно из рисунка 2.4а, на детекторе наблюдался однородный зашумленный сигнал. Слабый сигнал в восстановленном спектре соответствует резонансной линии  $He_{\alpha 1}$  и интеркомбинационной линии  $He_{\alpha 2}$ , соответствующие переходам в He-подобных ионах аргона Ar XVII. Однородный фон, который мы наблюдали на рентгеновском детекторе, возник за счет полихроматического излучения высокой интенсивности, создаваемого МэВ-электронами, эффективно ускоряющимися при взаимодействии лазера с газовой струей.

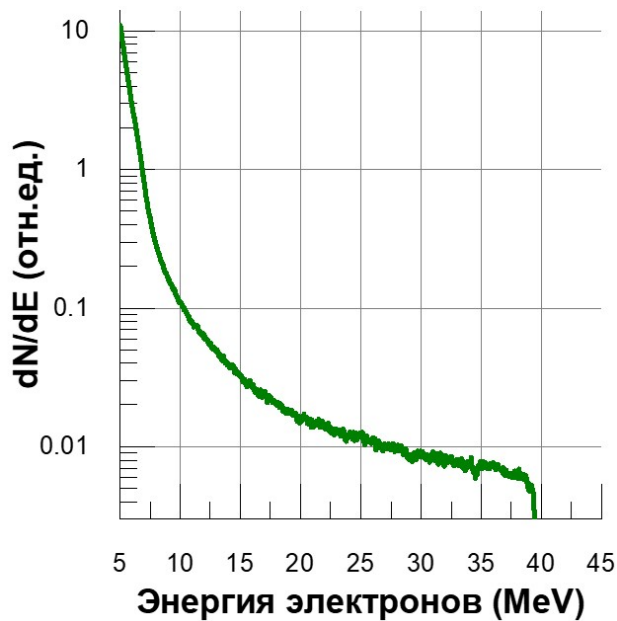


Рисунок 2.3 – спектр горячих электронов, зарегистрированных в направлении  $0^\circ$  (ось распространения лазера).  $P_{\text{gas}} = 60$  бар,  $E_{\text{las}} = 250$  мДж, лазерный луч сфокусирован в центре струи газа Ar, перпендикулярно оси потока газа на расстоянии от среза сопла  $L_z = 1$  мм

Затем было проведено исследование зависимости результатов от вертикального положения пятна перетяжки. Смещение точки фокусировки на 2 мм выше от сопла, в положение  $L_z = 2$  мм, при сохранении других параметров эксперимента привело к достаточно интересному результату (рисунок 2.4б). При такой геометрии фокусировки спектрограмма показала отсутствие интенсивного шумового фона и содержала только спектральные линии, соответствующие переходам в He, Li-, Be-, В-подобных ионах аргона. Сигнал на электронном-спектрометре также исчез, но на фотопластинке, установленной перед спектрометром в направлении  $0^\circ$ , мы наблюдали пространственный профиль электронных лучей, отклоняемых краевыми магнитными полями. Энергия электронов, оцененная с помощью уравнения радиуса Лармора для электрона в магнитном поле, не превышает 0,3 МэВ. Спектры рентгеновского излучения Ar-плазмы, измеренные для различных расстояний  $L_z = 2 \div 4$  мм от среза сопла, показаны на рисунке 2.6.

Из рисунка 2.6 видно, что смещение точки фокусировки лазера вверх вдоль оси расширения газовой струи заметно меняет форму спектров рентгеновского излучения. Интенсивная резонансная линия -  $\text{He}_{\alpha 1}$  и интеркомбинационная линия -  $\text{He}_{\alpha 2}$  Ar XVII одновременно с линиями Li- и Be-подобных сателлитов наблюдались при  $L_z = 2$  мм. При более высоких  $L_z$  на спектрах появляются спектральные линии, соответствующие В-, С- и N-подобным ионам аргона, и относительная интенсивность этих линий постепенно увеличивается. При одинаковых параметрах лазерного импульса ( $E_{\text{las}} = 250$  мДж,  $\tau_{\text{las}} \sim 45$  фс,  $I_{\text{lt}} \sim 2 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $K_{\text{las}} \sim 10^9$ ) такие спектральные изменения, очевидно, должны быть связаны



как с уменьшением плотности газовой струи вдоль оси Z, так и с различными температуры плазмы.

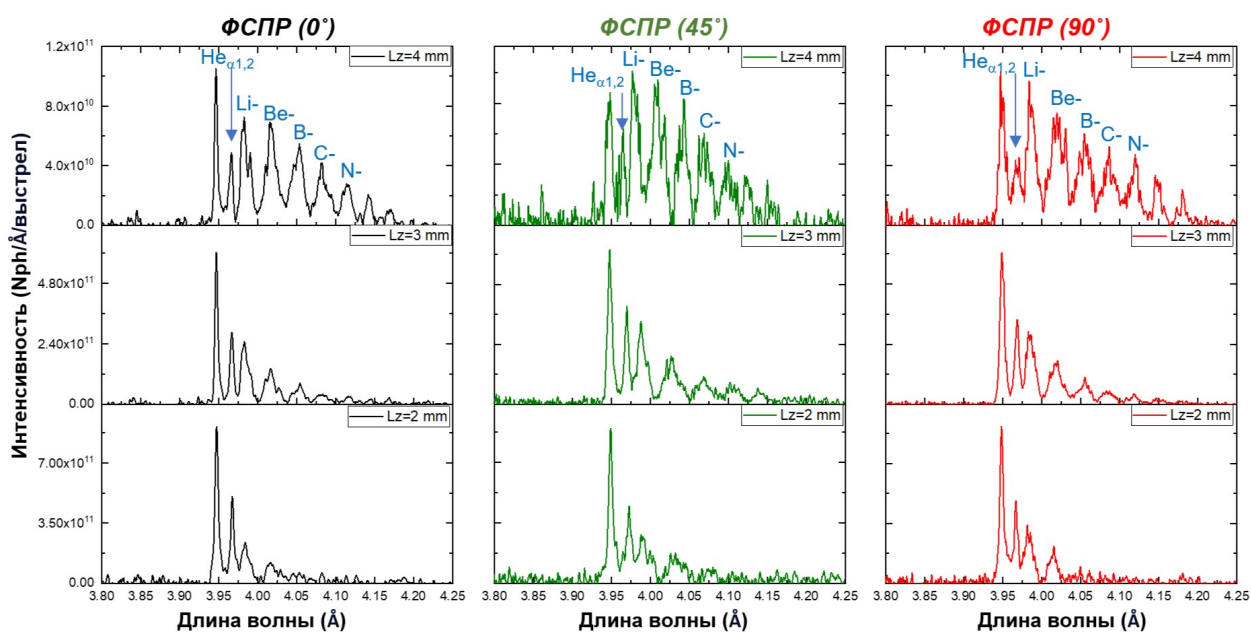


Рисунок 2.6 – спектр рентгеновского излучения Ar-плазмы зависят от  $L_z$  – смещения точки фокусировки лазера от среза сопла ( $L_z = 2 - 4$  мм), измеренного при фиксированных параметрах: давление газа Ar -  $P_{\text{gas}} = 6$  МПа, энергия лазера на мишени -  $E_{\text{las}} = 250$  мДж, длительность лазерного импульса –  $\tau_{\text{las}} \sim 45$  фс, лазерный контраст –  $K_{\text{las}} \sim 10^9$  в диагностическом направлении  $0^\circ$ - (а),  $45^\circ$ -(б) и  $90^\circ$ - (в). Отметим, что интенсивность рентгеновского излучения на оси ординат указана в абсолютных значениях

На рисунке 2.7 показано сравнение рентгеновских спектров, измеренных в направлении  $90^\circ$ , и кинетического моделирования, выполненного с помощью столкновительно-излучательной вычислительной программы. Поскольку плотность газа изменяется всего в 2,5 раза при изменении  $L_z$  от 1 мм до 2 мм, расчеты проводились для различных значений электронной температуры плазмы в предположении оптически тонкого случая при фиксированных атомных плотностях  $N_i = 5.2 \times 10^{19} - 2.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  для различных  $L_z = 1 - 4$  мм и доли горячих электронов 0,1% при температуре 3 КэВ. Температура электронов  $T_e = 220$  эВ была определена по рентгеновским спектрам, измеренным при  $L_z = 2$  мм, где мы предположили, что средняя плотность ионов аргона в этой точке фокусировки составляла  $N_i = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Достигнутое хорошее согласие измеренного и рассчитанного спектров позволяет утверждать, что в случае изменения расстояния  $L_z$  в диапазоне 1 – 2 мм электронная температура плазмы остается примерно постоянной:  $T_e = 165(\pm 5)$  эВ, но при последующем увеличении расстояния  $L_z \geq 2$  мм происходит снижение температуры электронов до 20 эВ. Следовательно, это также приводит к снижению интенсивности рентгеновского излучения более чем на порядок. Интегрируя экспериментально измеренные спектры в диапазоне длин волн  $\lambda = 3,95 - 4,2 \text{ \AA}$ , мы получили количественные оценки числа рентгеновских

фотонов -  $N_{ph}$ , излучаемых из аргоновой плазмы в полном телесном угле для одного выстрела лазера.

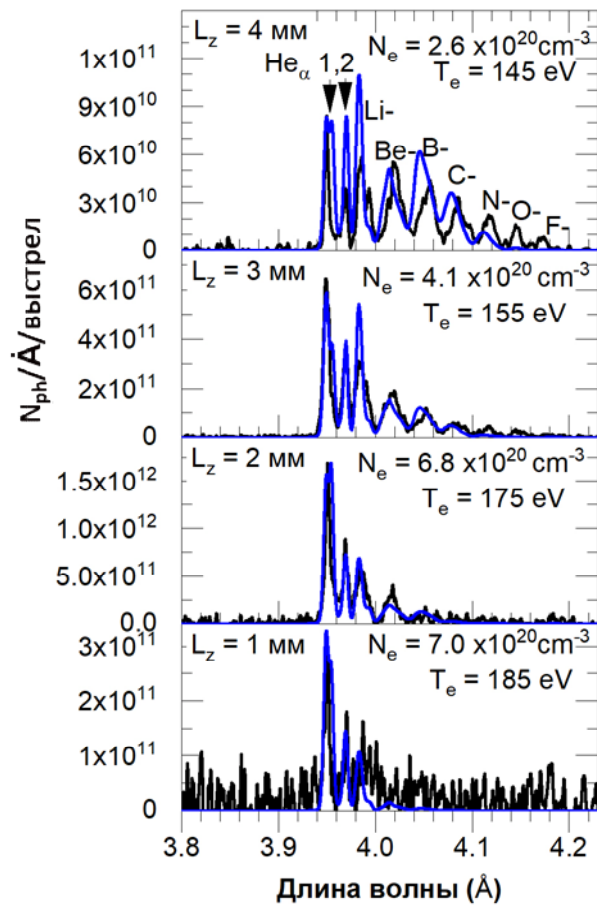


Рисунок 2.4 – сравнение измеренных рентгеновских спектров, наблюдаемых в направлении  $90^\circ$  (перпендикулярно оси лазера), и кинетическое моделирование, выполненное с помощью радиационно-столкновительного вычислительного кода (см. синюю кривую). Расчеты проведены для различных температур электронов  $T_e$  и фиксированной ионной плотности для каждого  $L_z$ , в расчет включены 0,1% горячих электронов с  $T_{hot} = 3$  КэВ

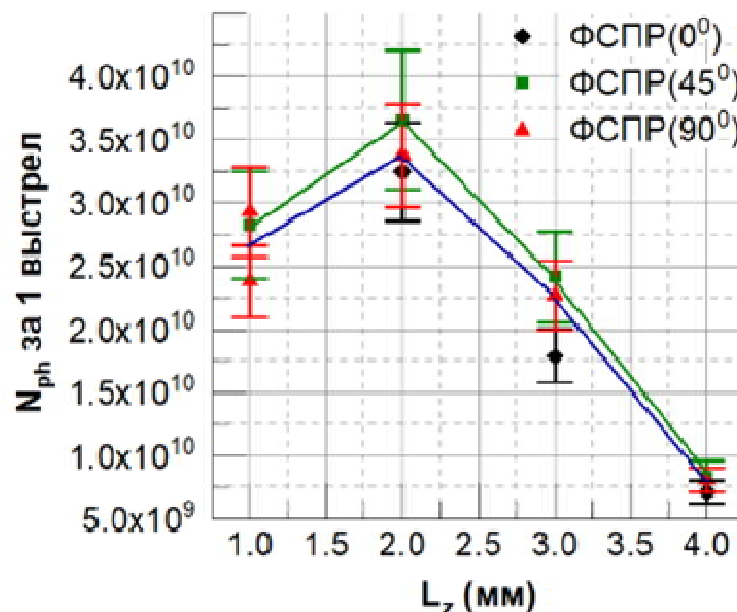


Рисунок 2.5 – интегральный выход рентгеновских фотонов за один лазерный выстрел в диапазоне энергий 3,1 ( $\pm 0,2$ ) кэВ в зависимости от расстояния от сопла  $L_z$  для диагностических направлений  $0^\circ$ - $45^\circ$ - $90^\circ$

Зависимость выхода рентгеновских фотонов  $N_{ph}$  от  $L_z$  показана на рисунок 2.8. Как видно из рисунка 2.8 оптимальное положение точки фокусировки лазера вдоль оси расширения газа достигалось при расстоянии от сопла  $L_z = 2$  мм. Фокусировка на этой точке позволила создать чистый источник рентгеновского излучения с энергией фотонов  $\sim 3,1$  ( $\pm 0,2$ ) КэВ и количеством рентгеновских фотонов за один лазерный выстрел около  $N_{ph} \sim 3.5 \times 10^{10}$  фотонов/выстрел.

### 2.3.2 Экспериментальные исследования излучения конвертера

Для проведения данных исследований использовались различные фемтосекундные лазерные установки. Схемы экспериментов были во всех случаях схожими, хотя имелись и небольшие отличия. Типичная схема экспериментов показана на рисунке 2.9.

В этом эксперименте мощный ультракороткий лазерный импульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью порядка 60 фс и энергией порядка 10 Дж и диаметром поперечного сечения около 180 мм поступал из оптического компрессора в мишенную камеру, где транспортным зеркалом (ТЗ) заводился на внеосевое параболическое зеркало (ПЗ) с фокусным расстоянием 760 мм и остротой фокусировки  $f/4$  и фокусировался в газовую струю (ГС). Диаметр лазерного пучка в плоскости перетяжки составлял 6 мкм по уровню  $1/e^2$ , что для указанных параметров импульса соответствовало пиковой интенсивности излучения в области взаимодействия порядка  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.

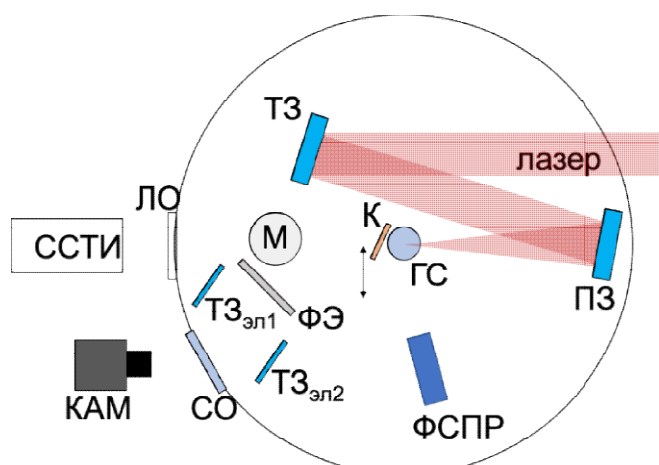


Рисунок 2.6 – схема эксперимента. ТЗ – транспортное зеркало лазерного излучения, ПЗ – фокусирующее параболическое зеркало, ГС – газовое сопло, К –металлический конвертер на моторизованной подвижке, М – магнитный спектрометр, ФЭ – флуоресцентный экран (LANEX) для регистрации электронных спектров, КАМ – КМОП-камера для регистрации изображений с ФЭ, СО – стеклянное окно, ТЗ<sub>эл1,2</sub> – транспортные зеркала переноса изображения с ФЭ на КАМ, ЛО – окно из «лавсана» ( $C_{10}H_8O_4$ )<sub>n</sub>, ССТИ – слоистый спектрометр тормозного излучения

В качестве источника газовой струи в экспериментах использовались два сопла – с коническим и с прямоугольным сечениями.

В экспериментах с коническим соплом давление на выходной клапан сопла варьировалось в диапазоне от 0,1 до 70 бар, с прямоугольным - от 20 до 90 бар. Время открытия клапана было согласовано с моментом прихода на мишень лазерного импульса при помощи теневого метода, таким образом, что клапан открывался на 5 мс ранее доставки оптического импульса.

Лазерный импульс высокой интенсивности создавал в газовой струе поток ускоренных электронов, который затем направлялся в металлический конвертор (К), установленный за газовым соплом на оси следования оптического излучения. В толще конвертора при прохождении электронов генерировалось тормозное излучение рентгеновского диапазона длин волн, а также возбуждалось характеристическое излучение. В качестве мишени в экспериментах использовались медная пластинка толщиной 1 мм и свинцовая пластинка толщиной 2 мм.

Диагностики, используемые в данной серии экспериментов, показаны на рисунке 2.7. Одноэкранный магнитный спектрометр, состоящий из отклоняющего электронные пучки дипольного магнита (М), и флуоресцентного сцинтилляторного детектора-экрана LANEX (ФЭ), расположенного под углом 45 градусов к лазерной оси, использовался для регистрации энергетических спектров лазерно-ускоренных электронов. Перенос изображения с детектора на экран КМОП-матрицы (КАМ), оснащенной оптическим объективом, осуществлялся при помощи транспортных зеркал  $T_{3,эл1}$  и  $T_{3,эл2}$  через стеклянное окно (СО) во фланце мишенной камеры.

Тормозное рентгеновское излучение из конвертора регистрировалось слоистым спектрометром тормозного излучения (ССТИ). Спектрометр представлял собой чередующийся набор из 8 фильтров разной толщины и атомным номером и фотолюминисцентных пластин непосредственно выступающих в качестве регистрирующих элементов: (1) медь, 6 мм; (2) медь, 9 мм; (3) медь, 10 мм; (4) железо, 14.5 мм; (5) железо, 19 мм; (6) железо, 20 мм; (7) свинец, 6 мм; (8) поливинилхлорид, 10 мм. В настоящем эксперименте использовались фотолюминисцентные пластины CRIP3543109 Duerr-NDT, имеющие линейный отклик на поглощенную дозу в исследуемом спектральном диапазоне. Особый материал пластинок на основе фторбромида бария с примесью европия ( $BaFBr:Eu^{2+}$ ) делал их чувствительными как к рентгеновскому излучению, так и к заряженным частицам. Регистрируемый сигнал являлся интегрированным по времени.

Рабочим газом являлся аргон. Линейчатое излучение многозарядных ионов аргона, образующихся внутри газовой струи под воздействием лазерного импульса, регистрировалось при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСР). В качестве диспергирующего элемента использовался сферически (радиус кривизны  $R = 150$  мм) изогнутый кристалл  $\alpha$ -кварца с индексами Миллера  $hkl = 101$  (межплоскостное расстояние  $2d = 6.666 \text{ \AA}$ ). Спектрометр был настроен на регистрацию излучения в диапазоне  $3.48 - 4.73 \text{ \AA}$  ( $2.6 - 3.6 \text{ КэВ}$ ), в котором лежат длины волн головных линий резонансных серий многозарядных ионов Ar вплоть до водородоподобного. Помимо них в данный диапазон попадает линия  $\text{Cu } K_{\alpha}$  ( $\lambda \approx 1.54 \text{ \AA}$ ), отражаемая от диспергирующего кристалла в третьем порядке.

Вначале были проведены калибровочные измерения параметров газовой струи, выступавшей в экспериментах в качестве лазерной мишени, формировалась посредством кратковременного напуска рабочего газа в вакуумный объем через коническое сопло с диаметрами входного (критического) и выходного сечений  $d = 2,25$  мм и  $D = 4,1$  мм соответственно. Расстояние между сечениями (высота сопла)  $l = 7,75$  мм. Подача газа регулировалась при помощи быстрого соленоидного клапана, открывавшегося на несколько мс. В качестве рабочего газа использовался аргон, подаваемый на вход сопла из баллона с редуктором, позволявшим варьировать давление в диапазоне  $0 \leq P \leq 70$  бар.

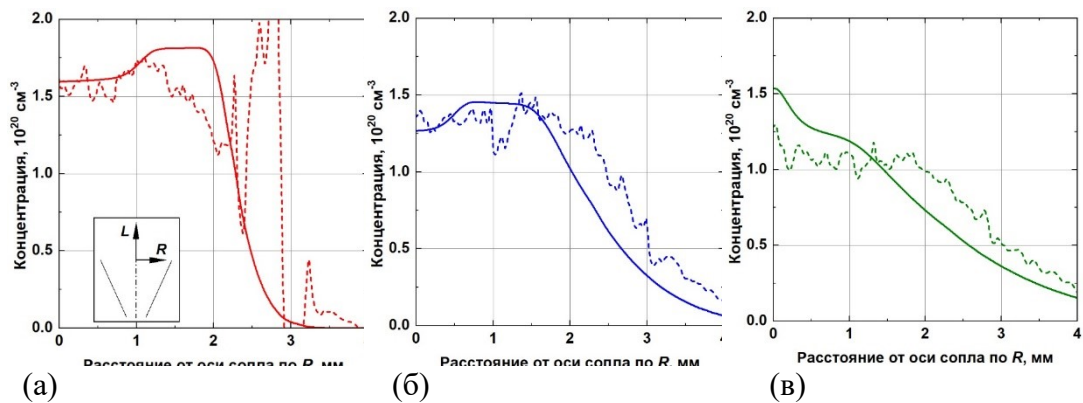


Рисунок 2.10 – теоретические (сплошные линии) и экспериментально измеренные (пунктирные линии) радиальные профили концентрации аргона на расстояниях  $L =$  (а) 1 мм, (б) 3 мм (в) 5 мм от выходного сечения использовавшегося в экспериментах сопла при входном давлении аргона 70 бар

Процесс истечения газа из сопла был численно промоделирован путем решения двумерных уравнений идеальной газодинамики (уравнения Эйлера) в пространственной области, включающей внутреннюю полость сопла и пространство за его выходным сечением. Для этого использовалась технология неструктурированных конформных сеток. Результаты моделирования для  $P = 70$  бар приведены на рисунке 2.10. Из рисунка видно, что формируемый соплом газовый поток на расстояниях  $L \leq 3$  мм вниз по течению от выходного сечения должен иметь область постоянной концентрации размером  $\approx 4$  мм с ха-

рактным значением  $n$ , лежащим в диапазоне  $(1-2) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Верификации результатов расчета проводилась путем их сравнения с профилями концентрации экспериментально полученными методом интерферометрии. Для его реализации внутри вакуумной камеры был собран интерферометр Маха-Цандера таким образом, чтобы газовый поток находился в одном из его плеч.

Интерферометр состоял из системы транспортных зеркал и делителей пучков. Одно из зеркал было установлено на линейный транслятор с шагом 1 мкм для проведения точной подстройки сигнального и референсного оптических путей с целью повышения резкости регистрируемых интерференционных полос.

Линза с фокусным расстоянием 60 см обеспечивала перенос изображения из плоскости, в которой лежит ось сопла, на поверхность регистрирующей матрицы ПЗС-камеры. В качестве источника зондирующего лазерного излучения использовался лазер на парах меди, генерирующий оптические импульсы на длине волны 510,6 нм, длительностью 6 нс и с частотой следования 14 кГц ( $\approx 70 \text{ мкс}^{-1}$ ). Время срабатывания ПЗС-камеры было синхронизировано с моментом испускания газа через клапан. Экспозиция камеры составляла 50 мкс, что позволяло регистрировать единичный оптический импульс, следующий из лазерного источника и избегать размытия интерференционной картины. На основании зарегистрированных интерферограмм строилась карта фазовых искажений. Аксиальная симметричность газового потока дает возможность, используя преобразования Абеля, восстановить из карты искажений двумерное распределение концентрации вещества внутри струи.

Основная серия экспериментов, соответствующая схеме, представленной на рисунке 2.9, производилась в присутствии конвертора. При помощи диагностики ССТИ были зарегистрированы энергетические спектры тормозного излучения.

Благодаря конструкции ССТИ, излучение, достигающее каждой последующей фотолюминисцентной пластинки, ослаблялось при прохождении через всё большее количество фильтров, что дало возможность оценить энергетический спектр, как рентгеновского излучения плазмы, так и горячих электронов. Эта оценка была выполнена с помощью численных расчётов тормозных спектров фотонов и электронов методом Монте-Карло при использовании программного кода GEANT4.

Анализ экспериментальных данных ССТИ диагностики, проведенный на предыдущем этапе работе, позволяет сделать выводы о том, что при понижении давления газа на выходной клапан газового сопла, уровень рентгеновский сигнал растет, достигая более удаленные от источника изображающие пластинки. Используемые в данной серии вы-

стрелов материал и толщина конвертора не влияли значительно на уровень депонируемой в IP-пластинки дозы генерируемого тормозного излучения.

В ходе проведенного эксперимента методом детектирования тормозного рентгеновского излучения, генерируемого при воздействии лазерно-ускоренных электронных сгустков на твердотельный конвертор, при помощи диагностики слоистого спектрометра тормозного излучения ранее было продемонстрировано, что наиболее эффективная генерация тормозного рентгеновского излучения конвертором происходит при самых низких концентрациях плазмы,  $\sim 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при которых еще происходит эффективное ускорение электронов в LWFA-режиме.

Нужно отметить, что плазма примерно такой плотности получается при лазерном пробое воздуха атмосферного давления. Из этого следует, что схема с твердотельным конвертером должна работать не только при использовании импульсного газового сопла, но и при помещении конвертера в квазистационарную газовую среду. Это было проверено в экспериментах, проведенных на килогерцовом Ti:Sapph лазере. Схема эксперимента, аналогичная приведенной на рисунке 2.9, показана на рисунке 2.11. Длительность лазерных импульсов составляла 40 фс при энергии до 600 мкДж и частоте повторения в 1 кГц. Лазерный контраст на основной длине волны излучения ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) составлял  $10^3$  в области пьедестала фемтосекундного импульса,  $10^6$  в пикосекундном диапазоне и  $10^3$  по отношению к наносекундному предимпульсу. Временной профиль импульса измерялся с помощью автокоррелятора третьего порядка. Лазерный луч диаметром 12 мм распространялся в комнатной атмосфере и фокусировался микрофокусным объективом с  $NA=0.4$  под углом  $45^\circ$  на твердотельную мишень.

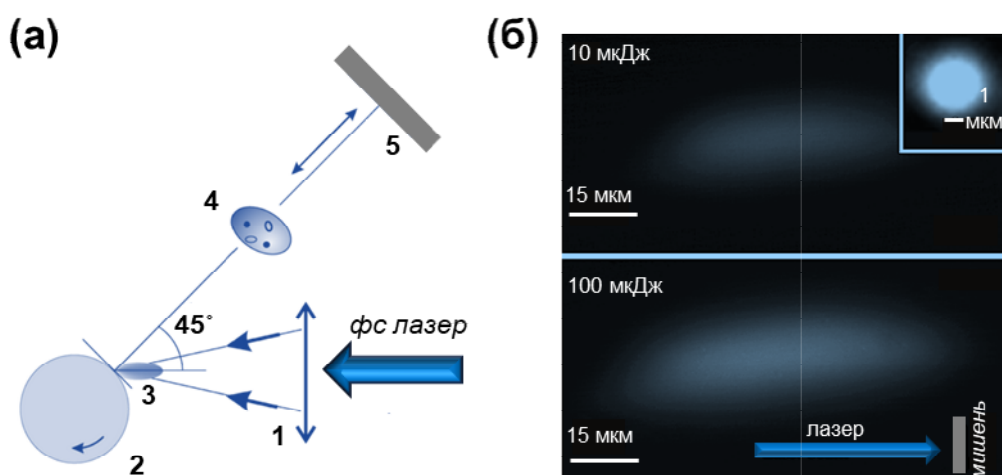


Рисунок 2.11 (а) Схема эксперимента: 1 - микрообъектив, 2 - твердотельная цилиндрическая мишень, 3 – плазменный филамент в воздухе, 4 - исследуемый объект, 5 - рентгеновский детектор (ПЗС-камера). (б) Изображение области плазменного филамента в воздухе в видимом диапазоне излучения – вдоль направления лазерного луча (на вставке – в фокальной плоскости)

Измерения распределения интенсивности излучения в фокальной плоскости проводились при энергии импульсов ниже порога пробоя в воздухе. Измерения показали, что в этом случае фокальное пятно имеет гауссовый профиль интенсивности и по уровню  $1/e$  его диаметр равен 3 мкм. Поскольку эксперименты проводились при энергии импульса около 100 мкДж.

В качестве мишени использовались металлические цилиндры, постоянно вращающиеся вокруг своей оси и периодически смещающиеся вдоль оси, что при кГц частоте следования лазерных импульсов обеспечивало взаимодействие импульсов с новой областью мишени.

Эффект пробоя воздуха и образования плазменного филамента в области фокусировки лазерного импульса вблизи поверхности мишени диагностировался визуально в видимом диапазоне спектра. Характерные изображения плазменного филамента вдоль направления лазерного луча представлены на рисунке 2.11б, откуда следует, что при фокусировке лазерных импульсов с энергией 100 мкДж в воздухе образуется филамент размерами около 100 и 10 мкм в продольном и поперечном направлениях, соответственно.

Для регистрации рентгеновского излучения использовалась рентгеновская ПЗС-камера (число элементов 1300x1300, линейный размер одного элемента 20 мкм). Камера устанавливалась по нормали к мишени, и работала в режиме одиночного счета фотонов. Входная апертура камеры была закрыта Al фильтром толщиной 15 мкм, минимальное расстояние от камеры до мишени было 20 см. Таким образом, минимальная энергия детектируемых фотонов составляла около 2 КэВ. Размер источника был измерен по размытию краев на изображениях тестовых объектов, в частности камеры обскуры с диаметром 30 мкм.

Образование плазменной области в воздухе при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов изучалось ранее теоретически и экспериментально в динамике при интенсивностях излучения  $10^{14}$  -  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Были отмечены три стадии формирования плазменной области. На первом этапе передний фронт лазерного импульса ионизует газ и создает относительно холодную плазму, что приводит к формированию в воздухе филамента с поперечными размерами порядка размера лазерной каустики. Далее, при последующем поглощении основного импульса, происходит нагрев плазмы, сопровождающийся расширением филамента. На третьей стадии, после прохождения лазерного импульса, филамент продолжает свободно расширяться и через 1 пс достигает в



поперечном сечении размеров порядка 10 мкм в диаметре для интенсивности лазерного импульса  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Такая оценка в точности соответствует пространственным размерам филамента, измеренным в нашем эксперименте (см. рисунок 2.11). Отметим, что сильно ионизованная плазма в воздухе создается непосредственно в момент воздействия лазерного импульса.

В проведенных экспериментах, прежде всего, был изучен вопрос механизма генерации рентгеновского излучения. Существуют два основных механизма: 1) многократная ионизация атомов в области воздействия лазерного излучения и последующие радиационные переходы в многозарядных ионах; 2) быстрые электроны, образовавшиеся в плазме, распространяются в холодной части мишени и инициируют тормозное и характеристическое излучения. При этом, в случае, когда основная твердотельная мишень находится в газовой атмосфере, а падающее лазерное излучение имеет интенсивность выше порога пробоя газа, в рассмотрении механизмов генерации рентгеновского излучения приходится также учитывать существование плазменного филамента и образование быстрых электронов вблизи поверхности твердотельной мишени.

Спектральный состав генерируемого рентгеновского излучения сильно зависит от механизма генерации излучения. В случае лазерных импульсов большой интенсивности можно ожидать появления спектра, характерного для плазменных источников - на фоне тормозного и фоторекомбинационного континуумов должны наблюдаться линейчатые спектры, обусловленные спектральными переходами во внешние оболочки многозарядных ионов нескольких кратностей ионизации. При умеренных интенсивностях лазерного излучения начинает преобладать второй механизм генерации рентгена, а спектр должен быть аналогичен спектру рентгеновских трубок и состоять из тормозного континуума быстрых электронов и линий, излучаемых при переходах во внутреннюю оболочку атомов мишени.

В экспериментах были зарегистрированы эмиссионные спектры в области длин волн, содержащей  $K_{\alpha}$  линии атомов медной мишени. Отметим, что у меди  $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$  линии лежат в области  $> 8$  КэВ, в которой воздух не является слишком сильным поглотителем. Напротив, слой воздуха в 20 см между источником и детектором эффективно поглощал тормозное излучение с энергией фотонов менее 2.5 - 3 КэВ, что привело к значительному росту относительных интенсивностей характеристических линий на фоне континуума.

Поскольку способ фокусировки лазерного излучения являлся одним из ключевых моментов, определяющих конечную интенсивность взаимодействия, были проведены измерения рентгеновского потока при фокусировке параболическим зеркалом и короткофокусным микрообъективом.

Пример спектра медной мишени, полученный при использовании микрообъектива, показан на рисунке 2.12а. В данном случае энергия одного лазерного импульса составляла 100 мкДж при частоте повторения 1 кГц. Полное число фотонов, испускаемых в линии  $K_{\alpha}$  меди, было порядка  $2 \times 10^6$  фотон/сек/страд и  $\sim 2 \times 10^5$  фотон/сек/страд для линии  $K_{\beta}$ , что соответствует эффективности конверсии в характеристическое рентгеновское излучение на уровне  $10^{-8}$ . Следует подчеркнуть, что столь высокие потоки рентгеновского излучения могли быть получены благодаря сравнительно высоким плотностям потока лазерного излучения  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. В аналогичном эксперименте [54], проведенном с пикосекундными импульсами гораздо больших (на 3 порядка) энергий, но при потоке на уровне  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, было получено всего лишь  $\sim 3 \times 10^3$  фотон/сек/страд.

Была измерена зависимость выхода рентгеновского излучения от энергии лазерного импульса при ее изменении в диапазоне 5 - 100 мкДж. Полученная для диапазона  $E_{\text{phot}} > 3$  КэВ зависимость оказалась практически линейной (см. рисунок 2.12б). В отличие от этого выход излучения в  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  линиях меди резко возрастал при увеличении энергии, и они становились отчетливо выраженными только при энергиях выше 70 мкДж.

Измерялся также и размер рентгеновского источника. Было установлено, что он составляет около 60 мкм по поперечному размеру независимо от энергии лазерного импульса. Данная величина на порядок превышает характерные размеры пятна фокусировки лазера, и поперечный видимый размер филамента вблизи поверхности мишени (10 мкм), что может быть связано со следующими эффектами: 1) неколлимированным потоком горячих электронов из области филамента на поверхность твердотельной мишени; 2) нестабильностью положения плазменного филамента в воздухе; 3) биением поверхности твердотельной мишени в процессе ее вращения.

Из полученных спектрограмм следует, что механизм генерации рентгеновского излучения (по крайней мере, характеристических линий) в твердотельной мишени связан не с ее прямым нагревом лазерным излучением, а с генерацией быстрых электронов в газовой плазме вблизи поверхности мишени в области фокусировки лазера. Мы использовали рентгеновское излучение описанного выше источника для получения

радиографических изображений тестовых проволочных объектов, тонких пленок и низкоконтрастных биологических микрообъектов. На рисунке 2.13 представлено абсорбционное изображение и денситограмма изображения для скрещенных медных проволочек толщиной 70 мкм. Результат демонстрирует, что реализованное пространственное разрешение по объекту составляет порядка 30 мкм и лимитируется размером источника и используемой оптической схемой.

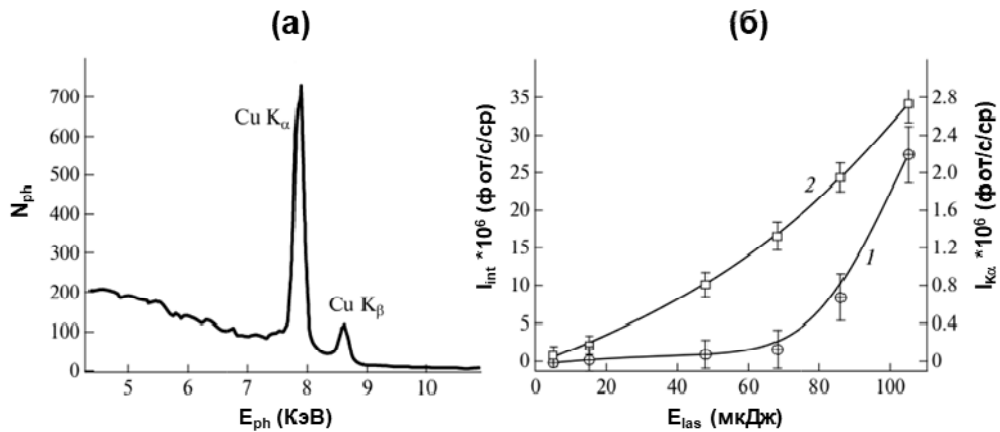


Рисунок 2.12 - (а) Спектр излучения медной мишени, находящейся в комнатной атмосфере, зарегистрированный на расстоянии 30 см от мишени. Время экспозиции 1 сек (1000 вспышек),  $E_{las} = 100$  мкДж. (б) Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от энергии лазерного импульса, зарегистрированной на расстоянии 20 см от мишени за 1 минуту. Серая кривая – интенсивность линии  $Cu K_{\alpha}$ , черная кривая - полная интенсивность в спектральном диапазоне  $E_{ph} > 3$  КэВ, маркерами отмечены результаты измерений

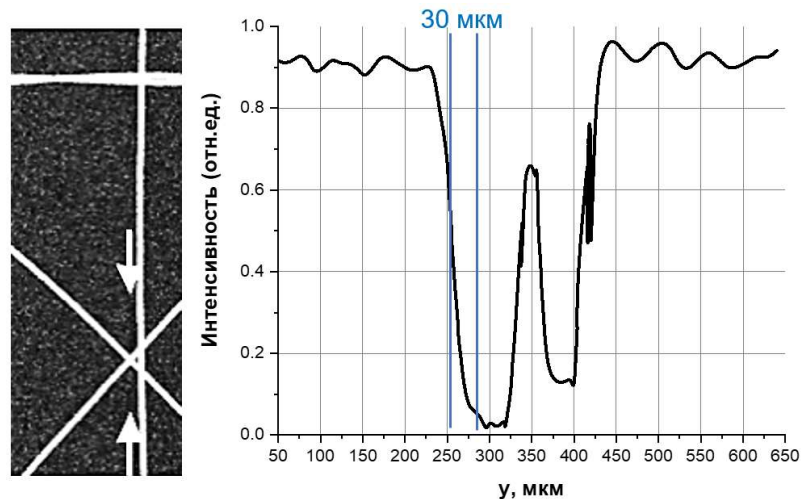


Рисунок 2.13 - Радиографическое изображение тестового объекта (несколько медных проволочек толщиной 70 мкм)

В настоящей работе мы определили также распределения энергии электронов с помощью спектральных измерений тормозного излучения и характеристического излучения для лазерных импульсов низкой энергии  $E < 0,65$  мДж, которые в вакууме могут генерировать только мягкое рентгеновское излучение ( $< 10$  кэВ) и рассмотрели возможный механизм такой генерации энергичными электронами, образующимися при превышении напряженности поля в кильватерной волне в воздухе. Трехмерное моделирование методом частиц в ячейках, учитывающее ионизацию воздуха оптическим полем, подтверждает этот механизм. В этих экспериментах лазерный пучок диаметром 15 мм фокусировались внеосевой параболой (фокусное расстояние 101,6 мм с соответствующей релеевской длиной  $47 \text{ м}$  в вакууме). Твердая мишень, выполнявшая роль конвертора энергии ускоренных электронов в энергию рентгеновских фотонов, располагалась перпендикулярно оси лазера. Лазерный луч гауссовой формы фокусировался в пятно диаметром 6 мкм, измеренное при уровне интенсивности  $1/e$ . Положение поверхности мишени контролировалось двумя оптическими ПЗС-камерами в сочетании с микрообъективами, наблюдавшими вдоль и в направлении поверхности мишени (см. рисунок 2.14).

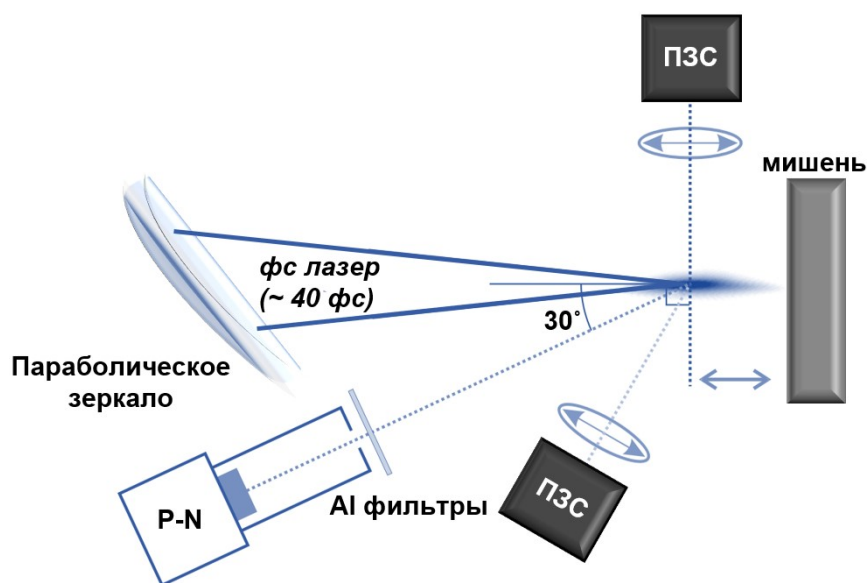


Рисунок 2.14 - Схема эксперимента при фокусировке лазерного пучка параболическим зеркалом

Изображения лазерного пробоя воздуха, регистрируемые микрообъективной ПЗС-камерой видимого диапазона, расположенной перпендикулярно оптической оси лазера, представлены на рисунке 2.15. Положение лазерной искры, образуемой лазерными импульсами с наименьшей интенсивностью, лишь слегка превышающей порог ионизации воздуха, находится вблизи фокуса внеосевого параболического зеркала в вакууме. Как видно из кадров рисунка 2.15, длина и форма искр пропорциональны энергии лазера,

распределенной в фокальной плоскости. Например, при энергии лазерного импульса 250 мкДж длина и ширина искры составляли около 180 мкм и 25 мкм соответственно. С увеличением энергии лазерного импульса искра становится больше, а ее центр перемещается в сторону падения лазера.

Когда перед искрой помещалась твердотельная мишень, наблюдалось интенсивное рентгеновское излучение. Соответствующие выходы рентгеновского излучения были измерены для различных положений поверхности твердой мишени вдоль оси пучка. Оказалось, что выход рентгеновского излучения достигает максимума, когда положение мишени находится внутри искры и существенно не меняется в пределах 50 мкм в любом направлении. Оно становится пренебрежимо малым, когда мишень выходит из искры.

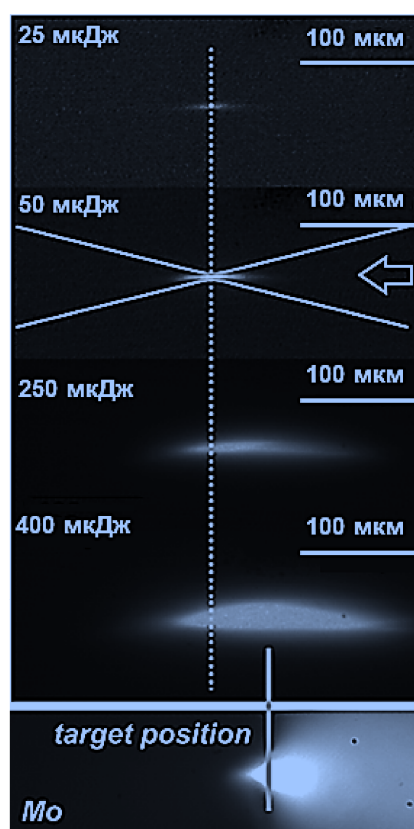


Рисунок 2.15 - Изображения искр лазерной плазмы, возбуждаемых 40 фемтосекундными лазерными импульсами в воздухе при различных энергиях импульса. Показано положение молибденовой мишени внутри лазерной искры, обеспечивающее максимальный выход жестких рентгеновских фотонов

Была исследована генерация рентгеновского излучения в твердых плоских мишенях из молибдена и ВаF<sub>2</sub>. Рентгеновские спектры и выходы измерялись диодным детектором Amptek CdTe P-N. Детектор располагался в плоскости лазерного излучения на расстоянии 190 мм от источника рентгеновского излучения и под углом наблюдения 30 град к падению лазерного импульса. Детектор был помещен в стальную защитную трубку с входной апертурой диаметром 1,8 мм, коллимирующей поток фотонов. Диод был

защищен от видимого и УФ-излучения Ве-фильтром с длиной волны 50 мкм. Чтобы уменьшить фоновый сигнал, индуцированный фотонами более низкой энергии, входная апертура коллиматора была защищена стопкой алюминиевой фольги толщиной 730 мкм.

Типичное время регистрации рентгеновского спектра составляло около 100 секунд. От выстрела к выстрелу поверхность мишени обновлялась за счет непрерывного сканирующего движения мишени в фокальной плоскости. Вторая оптическая камера использовалась для контроля положения поверхности мишени и ее качества во время движения. Скорость движения была недостаточна для полного обновления мишени перед каждым лазерным выстрелом, продолжавшимся с частотой повторения 1 кГц, поэтому области взаимодействия последовательных выстрелов частично перекрывались, что приводило к некоторому усреднению рентгеновской эмиссии.

Рентгеновские спектры, полученные от мишени ВаF<sub>2</sub> при различных энергиях лазерного импульса, показаны на рисунке 2.16а. Графики представляют выходы рентгеновского излучения в количестве фотонов на КэВ в секунду в полный телесный угол, в зависимости от энергии фотонов. Необходимо подчеркнуть, что спектры доходят до энергетического диапазона ~50 КэВ. Таким образом, электроны, ускоренные в процессе взаимодействия лазера с воздухом, должны иметь значительно большую энергию, чтобы инициировать такие жесткие рентгеновские фотоны. Генерация характеристического излучения К-оболочки атомов Ва (спектральные линии 2р-1s и 3р-1s 32 КэВ и 36 КэВ) также подтверждает наличие таких энергичных электронов в плазме. Выход рентгеновского излучения увеличивается с увеличением энергии лазерных импульсов; необходимые условия для существенного излучения спектральных линий К-оболочки Ва возникают только при энергии лазерного импульса, превышающей 600 мкДж. Экспоненциальная аппроксимация тормозного излучения дает эффективную температуру в диапазоне 6,5-7 КэВ.

Результаты, полученные для молибденового конвертора показаны на рисунке 2.16б. Поскольку энергия К-переходов атомов Мо ниже, чем у Ва, электроны, ускоренные в области пробоя, могут инициировать гораздо более эффективное характеристическое излучение. Линия К<sub>α</sub> становится доминирующей в спектрах молибденовой мишени. Экспоненциальная аппроксимация непрерывной части спектров дает температуру быстрых электронов около 5 КэВ. Наблюдался четкий порог рентгеновского излучения как для мишени из Мо, так и ВаF<sub>2</sub>: уменьшение энергии лазерного импульса с 0,66 мДж до 0,4 мДж приводит к падению выхода рентгеновского излучения на порядок. Такое поведение эффективной температуры тормозного излучения говорит о том, что

резонансное поглощение вряд ли является доминирующим механизмом нагрева плазмы в наших экспериментах.

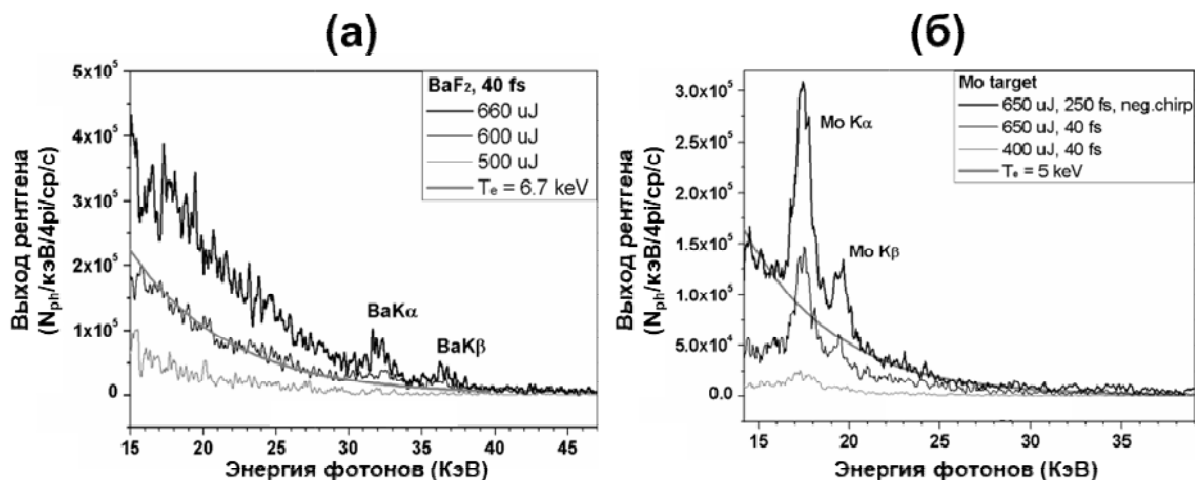


Рисунок 2.16 - Спектр рентгеновского излучения от конвертеров  $BaF_2$  (а) и  $Mo$  (б), расположенных в центре воздушной искры, возбуждаемой фемтосекундными лазерными импульсами с энергией 400-660 мкДж. Длительность импульса составляла 40 фс для мишени  $BaF_2$  и варьировалась от 40 до 250 фс для мишени  $Mo$ . Гладкие аппроксимационные кривые соответствуют спектрам эмиссии плазмы с электронной температурой 6,7 КэВ и 7,0 КэВ (а) и 5 КэВ (б)

Также было исследовано влияние длительности лазерного импульса на выход рентгеновского излучения. Перемещением решеток компрессора лазерный импульс растягивался до 250 фс и чирпировался с отрицательной дисперсией длины волны при той же энергии импульсов. В этом случае наблюдалось увеличение выхода рентгеновского излучения и интенсивности спектральных линий в несколько раз, несмотря на уменьшение интенсивности импульса. Это также противоречит возникновению резонансного поглощения.

Чтобы подтвердить возможный механизм генерации сверхтепловых электронов, мы провели трехмерное моделирование плазмы методом частиц в ячейках, учитывающее ионизацию воздуха и столкновения частиц [52, 54]. Был использован метод движущегося окна, причем в моделировании отсутствовал твердотельный конвертор.

На рисунке 2.17 показаны типичные рассчитанные пространственные распределения электрического поля лазера в воздухе, плотности электронов и распределение электронов по энергии вблизи фокуса лазера. Лазерный импульс модулировался за счет процесса ионизации. Этот процесс, как известно, вызывает мощное терагерцовое излучение плазмы. Однако в конце импульса появляется типичная структура кильватера, как видно на рисунке 2.17а. В электронной плотности (см. рисунок 2.17б) сильная модуляция во фронте лазерного импульса заменяется регулярной плазменной

волной малой амплитуды. В конце процесса появляются весьма энергичные электроны (см. рисунок 2.17в). Энергичные электроны возникают сразу после того, как лазерный импульс проходит через положение фокуса; их максимальная энергия достигает всего 10 КэВ. Однако после расчета в течение 2 пс мы наблюдаем существенное увеличение максимальной энергии ускоренных электронов, что, на наш взгляд, связано с ускорением в кильватерном поле.

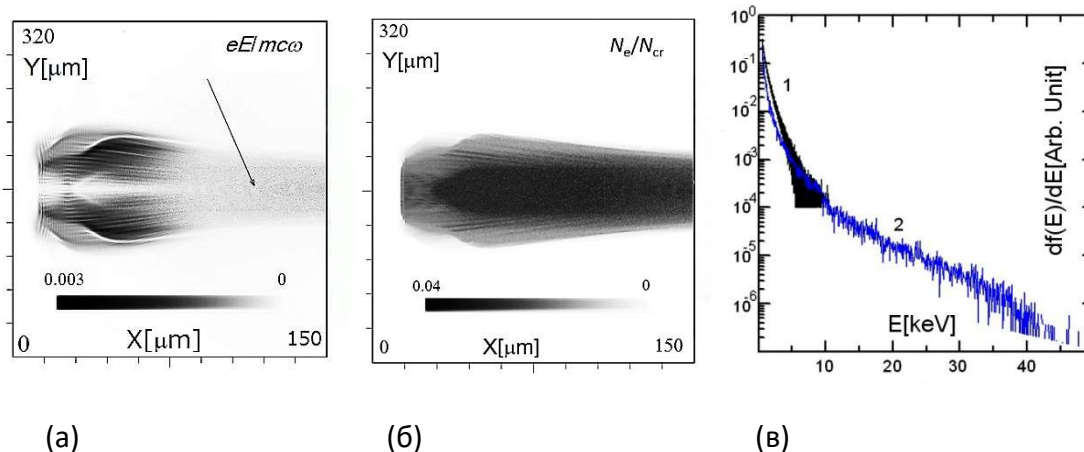


Рисунок 2.17 - Пространственное распределение абсолютных значений: (а) х-компонент электрического поля в воздушной плазме после положения фокуса; (б) - плотности электронов и (в) распределение электронов по энергии сразу после лазерного импульса вблизи точки фокусировки (1) и через 2 пс (2) для длительности импульса  $\tau = 40$  фс

Ускорение электронов в плазменной кильватерной волне может происходить при интенсивностях лазера, использованных в наших экспериментах. При интенсивности фемтосекундного лазерного импульса, превышающей  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, плотность плазмы может быть больше  $N_e > 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Однако смещение электронов  $L$ , вызванное ponderomotive силой, пока не превышает длину свободного пробега электронов в воздухе. Упругие столкновения незначительно влияют на формирование кильватера и можно воспользоваться оценкой работы [57] для параметров кильватерного поля. Для того, чтобы кильватерное поле превысило критическое поле убегания электронов в воздухе, интенсивность лазерного импульса должна превышать  $I_{кр} \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, что согласуется с наблюдаемым порогом рентгеновского излучения. Однако максимальная энергия ускоренных электронов, оцененная по работе [57] в условиях данного эксперимента, должна была достигать  $\varepsilon_{max} \sim 100\text{--}200$  КэВ.

## 2.4 Выводы к главе 2

В рамках проекта с помощью численных расчетов и экспериментальных измерений был проведен подбор оптимальных параметров (плотность плазмы, положение мишени-конвертера) для увеличения выхода рентгеновского излучения с энергией  $> 100$  кэВ при



использовании фемтосекундных лазерных импульсов с характерными экспериментальными параметрами (интенсивность  $I_L = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_0 \approx 24$ ), длительность  $\tau_L = 45$  фс, длина волны  $\lambda = 0.91$  мкм). Показано, что для подобной сверхвысокой интенсивности оптимальная электронная концентрация  $\sim 5 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>

Численные расчеты проводились методом частица-в-ячейке (PIC). В рамках всего проекта были рассмотрены как линейный, так и нелинейный механизмы генерации кильватерной волны. Показано, что для линейного режима кильватерного ускорения оптимальная электронная концентрация для максимальной конвертации энергии лазерного импульса в кильватерные электроны составляет  $\sim 5 \times 10^{19} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Для нелинейного режима (лазерная интенсивность  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) оптимальная электронная концентрация несколько снижается, и составляет  $\sim 10^{18-19}$  см<sup>-3</sup>. А при переходе к ультрарелятивистским значениям лазерной интенсивности, оптимальная плотность снова возрастает и становится  $\sim 5 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Также было проведено численное сравнение эффективности ускорения электронов в нейтральном газе, и в предварительно ионизованном за счет лазерного предимпульса. Показано, что наличие предимпульса незначительно увеличивает эффективность набора энергии электронами.

С целью верификации результатов численного моделирования были проведены экспериментальные исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера ниже  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. В проведенных экспериментах методом детектирования тормозного рентгеновского излучения, генерируемого при воздействии лазерно-ускоренных электронных пучков на твердотельный конвертор, при помощи диагностики слоистого спектрометра тормозного излучения было продемонстрировано, что наиболее эффективная генерация тормозного рентгеновского излучения конвертором происходит при самых низких концентрациях плазмы, порядка  $5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, при которых еще происходит эффективное ускорение электронов в LWFA-режиме.

При взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельной мишенью, находящейся в комнатной атмосфере, получен компактный рентгеновский источник, удобный для использования в радиографии. Показано, что механизм генерации рентгеновского излучения при взаимодействии коротких мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями в газовой атмосфере связан с генерацией быстрых электронов в области пробоя газа. Экспериментально доказано, что в таких условиях даже при достаточно низких плотностях лазерного излучения  $\sim 10^{15-16}$  Вт/см<sup>2</sup> твердотельная мишень весьма эффективно излучает фотоны с энергиями до 10 КэВ. Показано, что излучение такого рентгеновского источника может использоваться для получения абсорбционных изображений

микрообъектов, находящихся в воздушной атмосфере и состоящих слабопоглощающих материалов, в том числе биологических объектов *in vivo*.

### **3 Сравнение результатов численного моделирования с экспериментами на установках класса PEARL, обоснование оптимальных параметров источника излучения (МИФИ, Договор № K98-11 от 15.11.2021)**

#### **3.1 Введение**

Как было продемонстрировано на предыдущих этапах реализации проекта, одна из возможностей создания эффективных источников высокоэнергетических электронов и излучения заключается в использовании релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой докритической и околокритической уровней плотности (NCD) [58-67]. Проведенные к настоящему времени эксперименты и полномасштабное 3D-PIC моделирование взаимодействия релятивистски-интенсивных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности с протяженной плазмой околокритической плотности [65-67] показали высокую эффективность ускорения электронов в режиме прямого лазерного ускорения (DLA).

В настоящее время на фемтосекундной установке PEARL [11] проведены эксперименты по ускорению электронов в режиме DLA в плазме NCD с целью оптимизации параметров лазерно-ускоренных релятивистских электронов для создания эффективных источников рентгеновского излучения.

Ниже приведены результаты полномасштабного 3D-PIC моделирования взаимодействия релятивистски-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с параметрами, отвечающими экспериментам на установке PEARL, для различных параметров протяженной плазменной мишени околокритической плотности. Обсуждаются зависимости энергетических характеристик электронов, ускоренных в режиме DLA, от параметров мишени, создаваемой специально подобранным пикосекундным лазерным импульсом. Приведено сравнение энергетических спектров лазерно-ускоренных релятивистских электронов с результатами экспериментов на установке PEARL.

#### **3.2 Параметры 3D PIC-моделирования взаимодействия лазерных импульсов с плазмой околокритической плотности электронов**

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околокритической плотности электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL [69]

Параметры фемтосекундного лазерного импульса и геометрия взаимодействия, отвечали диапазону параметров в экспериментах на установке PEARL (Таблица 1). В частности, для выстрела №22 с энергией в импульсе 10,2 Дж, сфокусированная энергия в центральном FWHM пятне (круглая область с диаметром, равным диаметру фокального

пятна по полувысоте интенсивности  $D_{FWHM}$ ) равна  $E_{FWHM} = 3.1$  Дж. При диаметре  $D_{FWHM} = 4.42$  мкм и длительности импульса  $\tau_{FWHM} = 59$  фс пиковая интенсивность  $I_0 = 4.46 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и безразмерная амплитуда лазерного импульса  $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_L) = 16.43$ .

Таблица 1 - Параметры лазерного импульса для различных выстрелов в различные мишени

Sh#	E, J	t, fs	E_ns, J	delay, ns	target	den, mg/c	thick, um
12	7.4		0.0	0	Al		9
13	10.4		1.4	5	Al		9
14	8.1	62	1.5	5	Al		9
43	10.2	71	2.8	3	Al		9
46	8.2		3.0	3	Al		9
36	6.4	115	2.9	6	CHO	3	350
22	10.7	59	3.0	4.5	CHO	3	325
20	6.9	75	2.2	3.5	CHO	2	200
16	4.9		3.1	3	CHO	2	300
19	7.4	58	2.5	2.5	CHO	2	250
18	9.3	54	3.0	1.5	CHO	2	375
15	4.6		0.0	0	CHO	2	200
41	6.8		0.0	0	CHO	2	500
42	9.7		0.0	0	CHO	2	650
34	10.3	56	3.2	1	CHO+Al	3	500
33	9.9	60	2.8	2	CHO+Al	3	350
37	7.9		3.0	4.5	CHO+Al	3	325
44	10.2	60	2.8	3	CHO+Al	2	200
45	10.3	60	2.7	3	CHO+Al	2	250
47	5.5		2.9	3	CHO+Al	2	325
48	7.8		2.9	3	CHO+Al	2	300

Плазменная мишень состояла из полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода и электронов. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетат целлюлозы  $C_{12}H_{16}O_8$ . При полной ионизации (нс педимпульсом) мишени из пены  $C_{12}H_{16}O_8$  с плотностью  $3\text{мг/см}^3$  начальная концентрация электронов плазмы  $n_{0e} = 0.95 n_{cr}$ , критическая концентрация  $n_{cr} = m \omega_L^2 / (4\pi e^2)$ , где  $m$  и  $e$  - масса покоящегося электрона и его заряд, а  $\omega_L$  - частота лазера.

В зависимости параметров наносекундного импульса, создающего плазму, его интенсивности, длительности и времени до прихода основного фемтосекундного импульса, начальное пространственное распределение плотности плазмы может существенно меняться в процессе разлета за время в несколько наносекунд до прихода фс импульса. Поэтому моделирование проведено для различных начальных пространственных распределений плотности плазмы мишени. Максимальная начальная

концентрация электронов плазменной мишени варьировалась от 0.95 до 0.07  $n_{cr}$ . Количество частиц на ячейку при моделировании составляло 4 для электронов и 1 для ионов каждого типа. Размер вычислительной ячейки вдоль оси  $OX$  (направление распространения лазерного импульса) составлял 0.05 - 0.1 мкм, а вдоль осей  $OY$  и  $OZ$  размеры выбирались от 0.05 мкм до 0.2 мкм в зависимости от условий фокусировки излучения. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

Размеры вычислительной области выбирались в зависимости от параметров лазерного излучения и мишени. Длина области моделирования вдоль оси  $OX$  варьировалась от 130 до 800 мкм, а поперечные размеры от 35 до 120 мкм.

### **3.3 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA фемто-секундным лазерным импульсом в протяженных мишенях околоскритической плотности**

Ниже приведены результаты моделирования для параметров лазерного импульса, отвечающих описанному выше выстрелу №22 в эксперименте на установке PEARL ( $D_{FWHM} = 4.42$  мкм,  $\tau_{FWHM} = 59$  фс, пиковая интенсивность  $I_0 = 4.46 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $a_0 = 16.43$ ), при различных начальных пространственных распределениях плотности плазмы мишени.

#### **Вариант 1: фокусировка на переднюю границу однородной плазмы**

Лазерный импульс был сфокусирован на переднюю границу слоя однородной плазмы толщиной 325 мкм с концентрацией электронов  $n_{0e} = 0.95 n_{cr}$ . На рисунке 3.1 показано распределение концентрации электронов  $n_e$  (нормированной на критическую  $n_{cr}$ ) для трех моментов времени, отвечающих  $ct = 60, 160$  and  $260$  мкм ( $c$  - скорость света,  $t = 0$  соответствует моменту времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней границе мишени) в плоскостях  $(x, y)$  и  $(x, z)$ ,  $OX$  - направление распространения лазерного импульса,  $OY$  - направление его поляризации. Этот рисунок отчетливо демонстрирует процессы самофокусировки, филаментации и бифуркации интенсивного лазерного импульса по мере его распространения и образования плазменного канала.

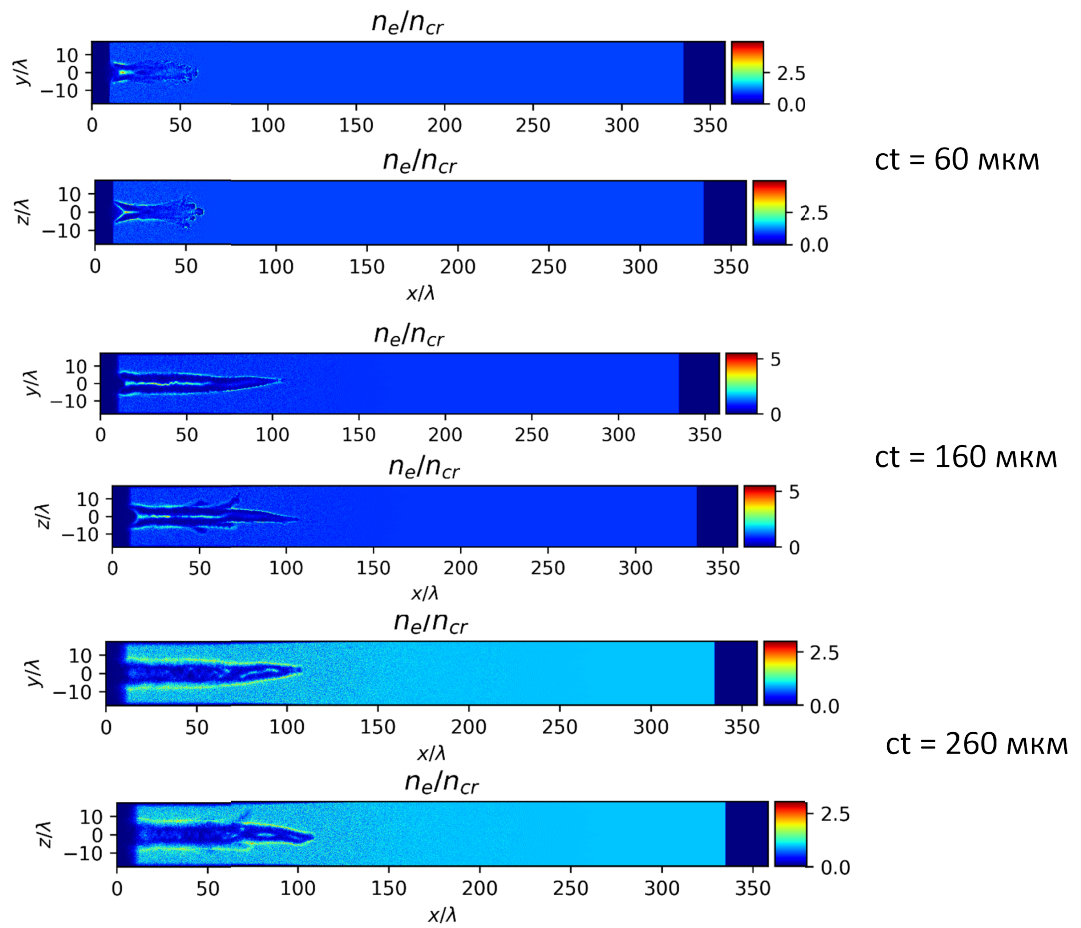


Рисунок 3.1 – Распределение в плоскостях  $(x, y)$  и  $(x, z)$  концентрации электронов  $n_e$  (нормированной на критическую  $n_{cr}$ ) в различные моменты времени

Угловое распределение электронов, вылетевших из мишени с энергией  $E > 7.5$  МэВ в направлении распространения лазерного импульса (полярная ось  $OX$ , азимутальный угол отсчитывается от оси  $OY$ ), показано на рисунке 3.2.

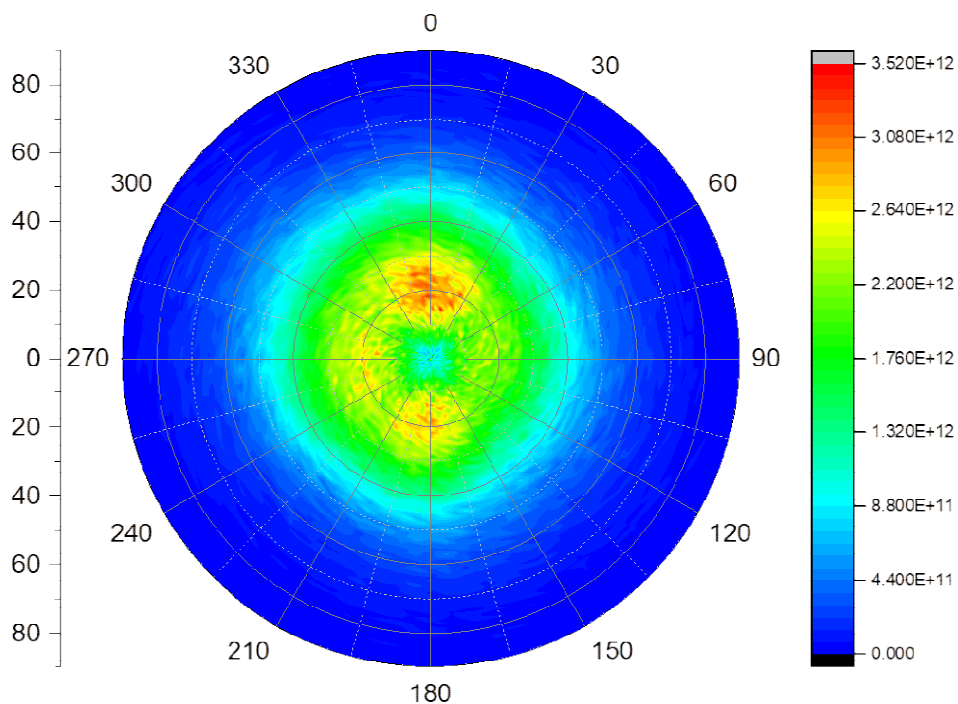
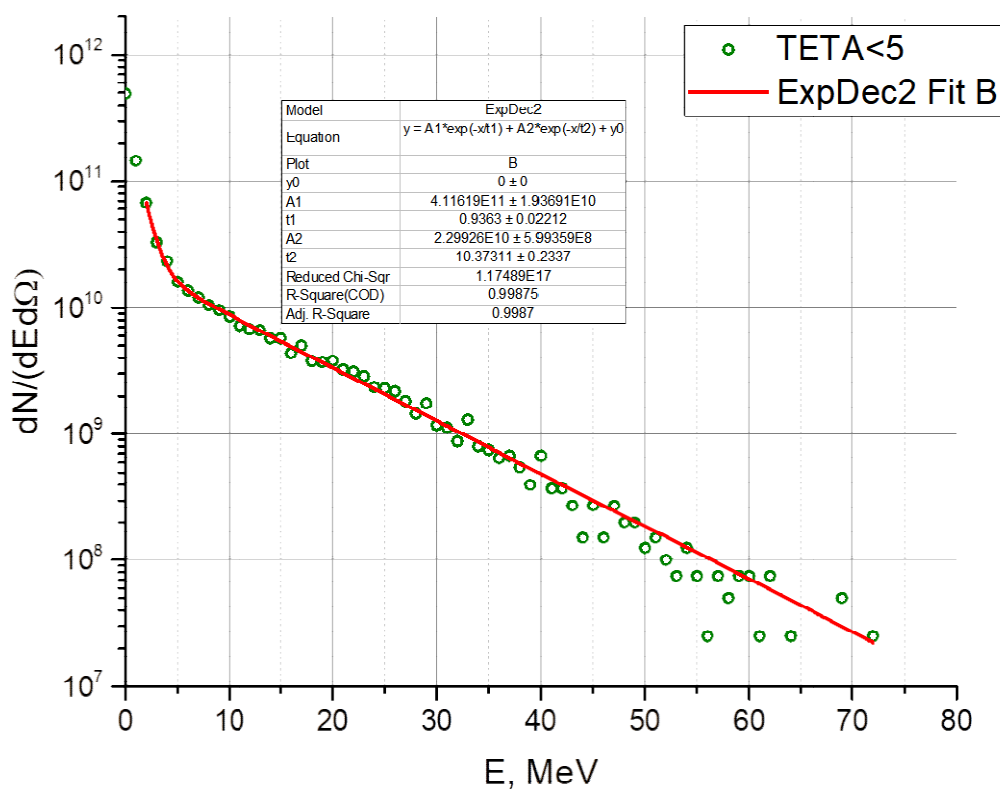


Рисунок 3.2 – Угловое распределение вылетевших электронов с  $p_x > 0$  и  $E > 7.5$  МэВ

Спектр ультррелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 3.3. Как видно на этом рисунке, полученный в PIC моделировании спектр ультррелятивистских электронов в области энергий, превышающих 5 МэВ, может быть с хорошей точностью аппроксимирован экспоненциальным распределением с эффективной температурой  $T_h = 10.4$  МэВ.



Сплошная (красная) кривая - двухтемпературная аппроксимация с  $T_h=10.4$  МэВ, точки - полученный в PIC моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса.

Рисунок 3.3 – Энергетический спектр лазерно-ускоренных электронов

### Вариант 2: фокусировка внутрь разлетевшейся плазмы

В нижеприведенных результатах моделирования фемтосекундный лазерный импульс сфокусирован внутрь мишени. Чтобы учесть разлет плазмы навстречу лазерному импульсу до начала взаимодействия основного фемтосекундного релятивистски-интенсивного лазерного импульса с плазмой, начальная концентрация электронов (вместе с концентрацией нейтрализующих ионов) была неоднородной (отвечающей предварительным расчетам воздействия наносекундного импульса на пену). На рисунке 3.4 показано пространственное распределение начальной концентрации электронов. Положение фокуса (фокальной плоскости) лазерного импульса по оси  $Ox$  находится на расстоянии 172.5 мкм от начала мишени (рисунок 2.4).



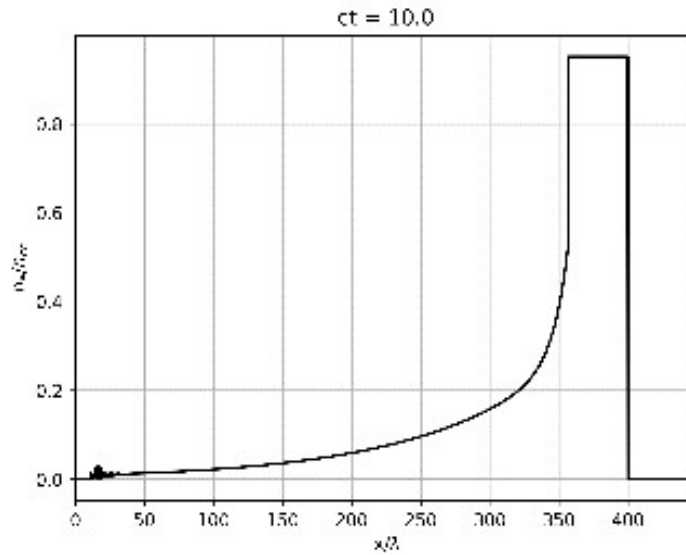


Рисунок 3.4 – Пространственное распределение начальной концентрации электронов по оси  $OX$

Динамика распространения сфокусированного лазерного импульса в неоднородной плазме мишени показана на рисунке 3.5.

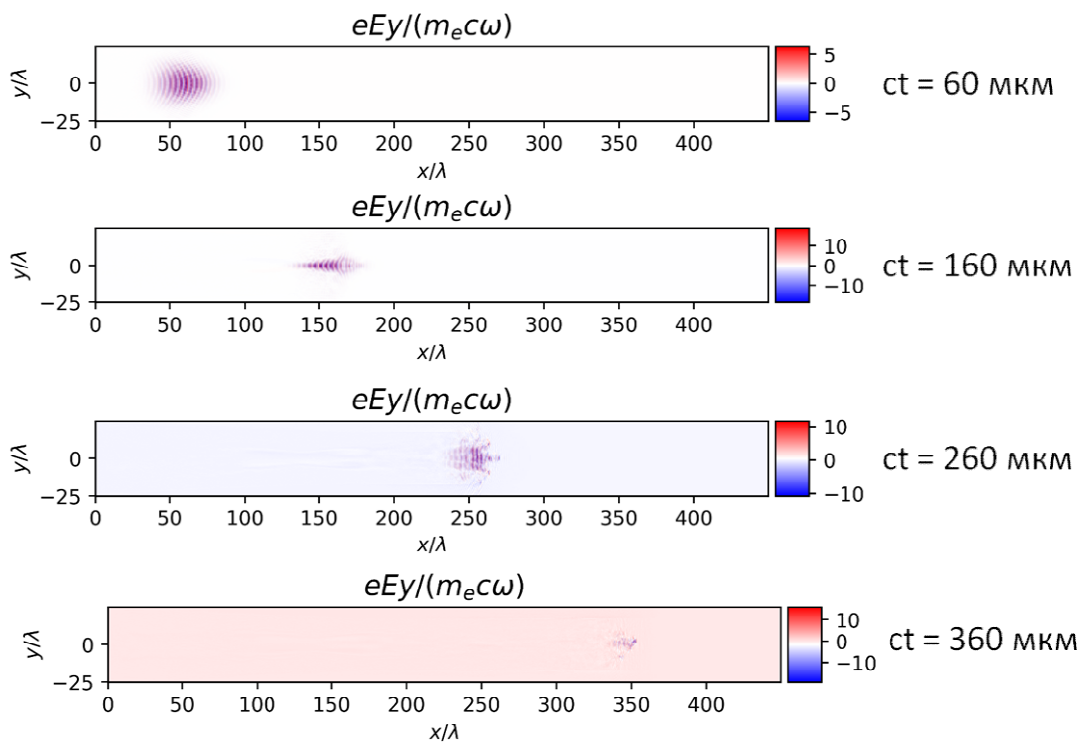


Рисунок 3.5 – Нормированная напряженность лазерного импульса в различные моменты времени при распространении в неоднородной плазме мишени

Угловое распределение электронов, вылетевших из мишени с энергией  $E > 7.5$  МэВ в направлении распространения лазерного импульса (полярная ось  $OX$ , азимутальный угол отсчитывается от оси  $OY$ ), показано на рисунке 3.6.

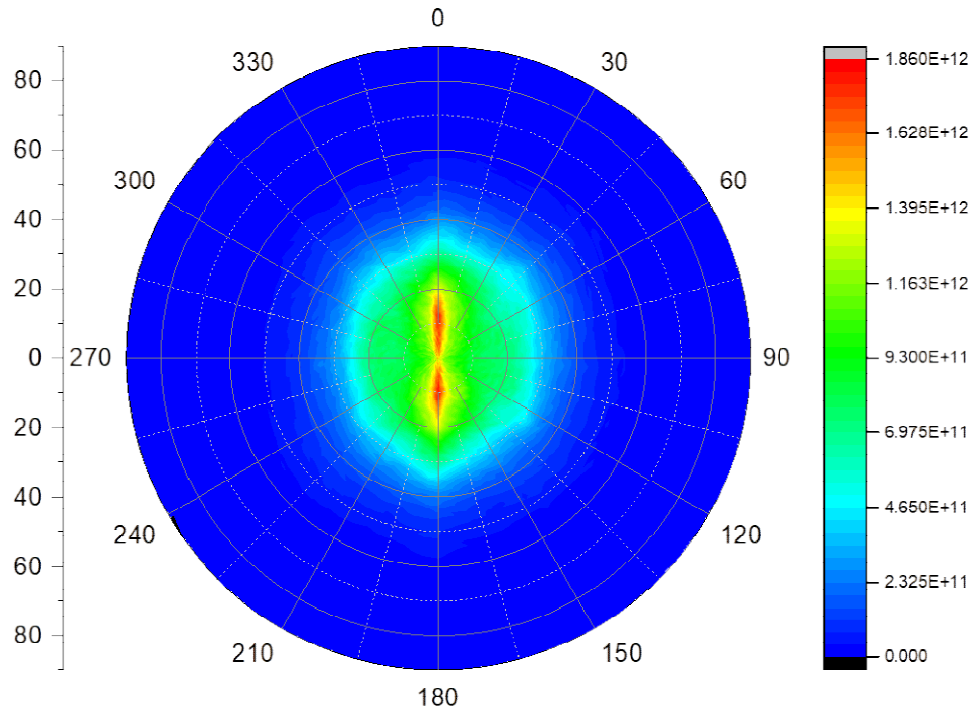
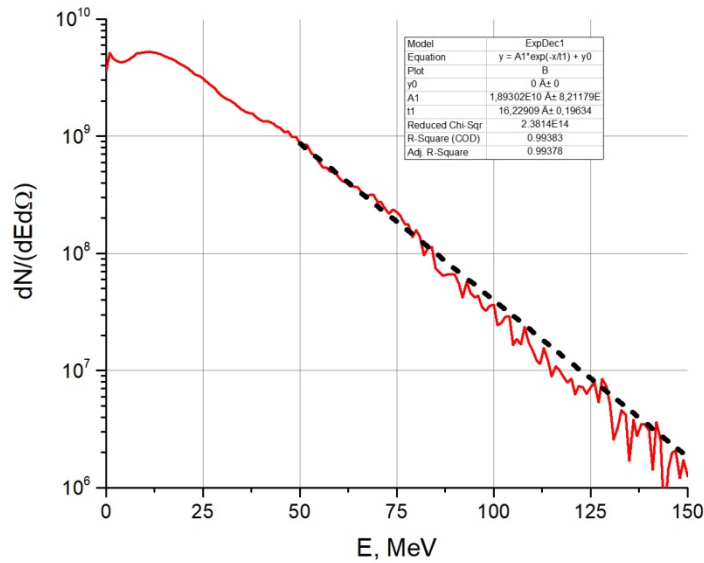


Рисунок 3.6 – Угловое распределение вылетевших электронов с  $p_x > 0$  и  $E > 7.5$  МэВ

Два наиболее ярких пятна в угловом распределении в вертикальной плоскости (лазерное излучение поляризовано вдоль оси  $OY$ ) указывают на определяющую роль прямого лазерного ускорения (DLA) [70] в генерации ультрарелятивистских электронов.

Спектр ультрарелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 3.7. Как видно на этом рисунке, полученный в PIC моделировании спектр ультрарелятивистских электронов в области энергий, превышающих 25 МэВ, может быть аппроксимирован экспоненциальным распределением с эффективной температурой с  $T_h = 16.2$  МэВ.



Пунктирная (черная) кривая - двухтемпературная аппроксимация с  $T_h=16.2$  МэВ, сплошная (красная) линия - полученный в PIC моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса.

Рисунок 3.7 – Энергетический спектр лазерно-ускоренных электронов

Сравнение полученных в расчетах спектров электронов с экспериментальными данными показывает, что рассмотренные начальные профили плотности плазмы, содержащие области с концентрацией электронов, близкой критической ( $n_{0e} = 0.95 n_{cr}$ ), приводят к ускорению электронов с большими характерными энергиями, чем наблюдалось в эксперименте.

На рисунке 3.8 показано пространственное распределение начальной концентрации электронов в случае значительного разлета мишени под действием наносекундного лазерного импульса. Профиль плотности был аппроксимирован гауссовым распределением с максимальным значением концентрации электронов  $n_{0e} = 0.07 n_{cr}$ . Положение фокуса (фокальной плоскости) лазерного импульса по оси  $Ox$  находится на расстоянии 172.5 мкм от начала мишени (рисунок 3.8).

Спектр ультррелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 3.9. Как видно на этом рисунке, полученный в PIC моделировании спектр ультррелятивистских электронов в области энергий, превышающих 5 МэВ, может быть с хорошей точностью аппроксимирован экспоненциальным распределением с эффективной температурой 5.8 МэВ.

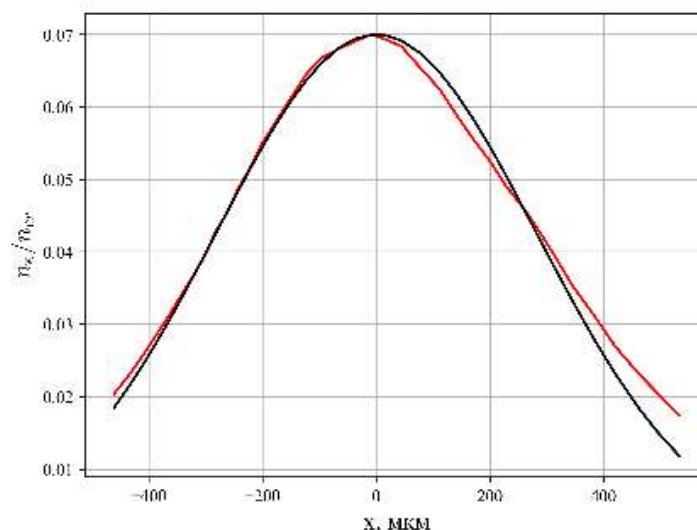
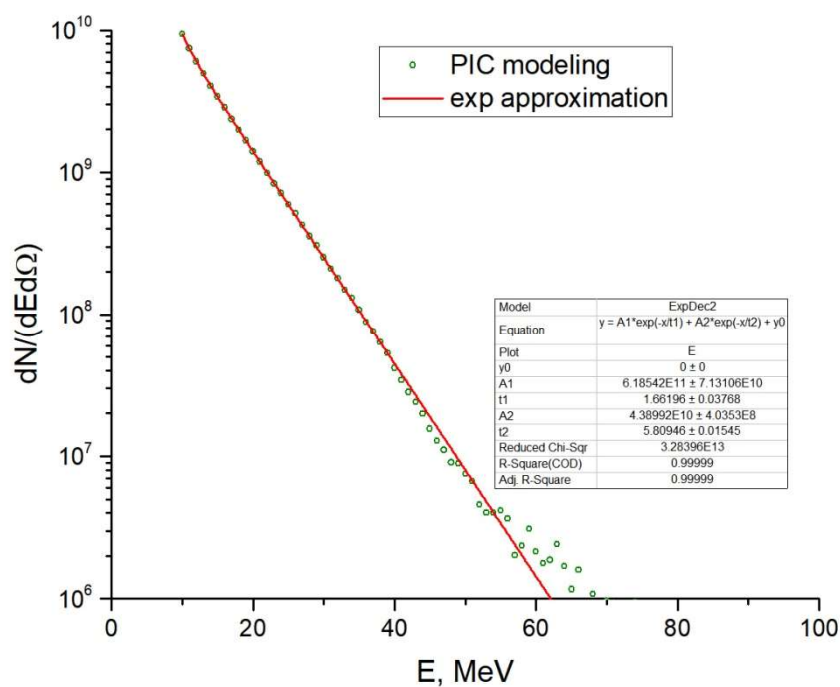


Рисунок 3.8 – Пространственное распределение начальной концентрации электронов по оси  $OX$  с гауссовой аппроксимацией



Сплошная (красная) кривая - двухтемпературная аппроксимация с  $T_h=5.8$  МэВ, точки - полученный в PIC моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса.

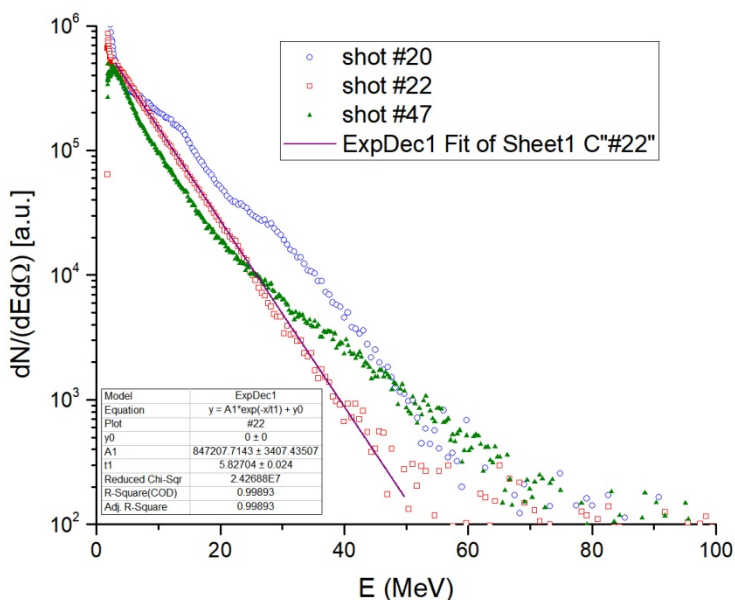
Рисунок 3.9 – Энергетический спектр лазерно-ускоренных электронов

### 3.4 Сравнение результатов численного моделирования с экспериментами на установке PEARL, анализ оптимальных параметров

Для создания эффективных лазерных источников рентгеновского излучения необходимо определить условия лазерно-плазменного взаимодействия, при которых происхо-

дит эффективная генерация высокоэнергетических электронов. Именно этому были посвящены обсуждаемые ниже эксперименты на установке PEARL.

На рисунке 3.10 показаны результаты измерения спектров лазерно-ускоренных электронов для различных параметров лазера и мишени, выстрелы №20, 22 и 47 (см. Таблицу 1).



Сплошная (красная) кривая - температурная аппроксимация выстрела №22 с  $T_h = 5.8$  МэВ, точки - экспериментально измеренные спектры электронов.

Рисунок 3.10 – Энергетические спектры лазерно-ускоренных электронов

Как видно из этого рисунка (и результатов измерений для других выстрелов) характерные температуры измеренных спектров в диапазоне энергий электронов  $\sim 20$  МэВ составляют  $T_h \approx 5 - 7$  МэВ. Эти значения эффективной температуры оказались приблизительно в два раза меньше, чем полученные в PIC моделировании в случаях, когда начальные профили плотности плазмы, содержали области с концентрацией электронов, близкой критической ( $n_{0e} = 0.95 n_{cr}$ ).

Хорошее согласие результатов измерений и моделирования получено в случае начально-неоднородного профиля плазменной мишени с максимальным значением концентрации электронов  $n_{0e} = 0.07 n_{cr}$  при  $T_h = 5.8$  МэВ, (см. рисунок 3.8 - 3.10).

Это указывает на то, что для оптимизации процесса генерации высокоэнергетических электронов с целью создания эффективных источников рентгеновского излучения, необходимо иметь более детальную информацию о

плазменной мишени к моменту прихода основного импульса. К сожалению, в настоящее время, как экспериментальные данные, так и полноценные расчеты, первоначальных параметров плазменной мишени отсутствуют. Тем не менее, результаты численного моделирования и экспериментов на лазерном комплексе PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов в протяженных мишенях околосверхкритической плотности, которые являются основой для создания высокоэффективных источников рентгеновского излучения.

## **4 Исследование квантовых эффектов в излучении закрученных электронов в периодическом поле лазера (МИФИ, Договор № K98-11 от 15.11.2021)**

### **4.1 Введение**

В теории возмущений в квантовой электродинамике мы рассматриваем взаимодействия полями как некоторое возмущение относительно свободной теории поля. Это взаимодействие приводит к рассеянию частиц, а до и после взаимодействия мы описываем состояние частиц, пользуясь асимптотикой в виде свободного состояния. Выбор вида асимптотики, или базиса функций, через которые записывается решение, ограничивается только экспериментальной реализуемостью конкретных состояний и удобством. Традиционно выбираются решения в виде плоских волн с определенным импульсом, такой выбор значительно упрощал вычисления и полученные с его помощью результаты хорошо согласовались с экспериментом. Тем не менее, в последнее время стало возможным получать частицы, несущие ненулевой угловой орбитальный момент, как электроны и фотоны, в литературе их называют закрученными частицами.

Из-за того, что закрученные частицы переносят дополнительную информацию в виде орбитального углового момента, их использование открывает новые возможности в привычных областях применения обычных фотонов или электронов. Так, например, закрученные фотоны используются в системах связи для уплотнения передаваемой информации, которую можно шифровать в квантовом числе орбитального углового момента. В квантовой информатике закрученные фотоны можно использовать для высокоразмерного квантового кодирования [71], и протоколов квантового распределения ключей. В микроскопии и визуализации эти фотоны могут улучшить разрешение и чувствительность методов визуализации [72]. Они также находят применение в оптических ловушках и в манипулировании микроскопическими частицами. [73], они несут больше информации о пучках при их исследовании с помощью рассеяния фотонов [74], они могут возбуждать запрещенные мультипольные переходы. Также закрученные фотоны по-другому взаимодействуют с веществом.

Генерация закрученных фотонов включает в себя различные методы, которые активно исследуются и разрабатываются. Пространственные модуляторы света (Spatial Light Modulators - SLM). Это устройства, которые могут изменять пространственные свойства света, включая его фазу. Внедряя определенную фазовую картину в лазерный луч с помощью SLM, можно генерировать закрученные фотоны [75]. Методы на основе SLM обеспечивают гибкость и вариативность при формировании желаемой фазовой структуры.

Спиральные фазовые пластины представляют собой оптические элементы со спиральными фазовыми профилями, которые закручивают падающий лазерный луч [76]. Фазовая пластина обеспечивает спиральную фазовую модуляцию, генерируя закрученные фотоны с желаемым орбитальным угловым моментом.

Нелинейные оптические эффекты также могут генерировать закрученные фотоны. Одним из методов является спонтанное параметрическое преобразование с понижением частоты (SPDC), при котором нелинейный кристалл создает пары запутанных фотонов. Создавая взаимодействие, один фотон в паре может получить изгиб волнового фронта [77].

Эти методы обеспечивают различные преимущества и подходят для различных экспериментальных установок и приложений. Тем не менее перечисленные выше способы подходят для генерации закрученных фотонов до мягкого рентгеновского диапазона и ниже. Недавно для генерации закрученных фотонов с более высокой энергией было предложено использования процессов каналирования [78]., а также обратного комптоновского рассеяния [79] [74] [80].

Способы генерации закрученных электронов также описаны в литературе [81]. Они включают в себя электронную голографию – интерференцию электронной волны с опорной волной.

Обратное комптоновское рассеяние обычной плоской лазерной волны уже успешно применяется для создания источников более жестких фотонов. При рассеянии лазерных фотонов на релятивистских электронах частота излучения повышается в  $\gamma^2$  раз ( $\gamma$ -Лоренц фактор пучка), а само излучение при этом остается узконаправленным и квазимонохроматичным. Ранее мы построили теорию обратного комптоновского излучения в терминах светимости [82]. Реализованный подход позволяет разделить задачу на учет формы пучков, который состоит из одинаковых фотонов (или электронов) и на одночастичную задачу нахождения сечения рассеяния одного фотона на одном электроне. Учет формы привёл к определению оптимальных углов столкновения, так называемой краб-кроссинг геометрии, в этой работе мы будем вычислять сечение рассеяния закрученного фотона на закрученном электроне.



## 4.2 Вычисление сечения

Следует отметить, что в литературе иногда рассматривают пучки, у которых отличен от нуля орбитальный угловой момент пучка, как целого, такие пучки называют “оптический вихрь” (optical vortex) [76]. Мы же будем рассматривать такие пучки, которые состоят из одинаковых частиц, но каждая из них несет орбитальный угловой момент.

Для вычисления сечения, нам нужны вид волновых функций фононов, начального закрученного и конечного плоского электронов, а также препараторы.

Найдем общее решение свободного уравнения Дирака в виде разложения по плоским волнам. Уравнение имеет вид

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi(x) = 0, \quad (4.1)$$

где с помощью  $\gamma_\mu$  мы обозначили 4  $\gamma$ -матрицы, определяемых антикоммутирующим соотношением  $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}I$ ,  $I$  – единичная матрица.

Получили решение в виде

$$\psi(x) = \sum_{\mathbf{p}, \lambda} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_{\mathbf{p}\lambda} u_\lambda(\mathbf{p}) e^{-ipx} + b_{\mathbf{p}\lambda}^* u_{-\lambda}(-\mathbf{p}) e^{ipx}), \quad (4.2)$$

где  $u_\lambda(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \sqrt{E_p + m} \varphi_\lambda \\ \sqrt{E_p - m} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}) \varphi_\lambda \end{pmatrix}$ ,  $\varphi_\lambda$  – спинор, отвечающий проекции спина  $\lambda$ , но явный

вид нас не интересует, так как мы усредним решение по начальным поляризациям и просуммируем по конечным.

Далее, необходимо найти конкретные коэффициенты  $a_{\mathbf{p}\lambda}$ , отвечающие закрученному состоянию, но перед этим найдем пропагатор электрона. Для этого квантуем электрон-позитронное поле, вводя следующие антикоммутирующие соотношения:

$$\{a_{\mathbf{p}\lambda}, a_{\mathbf{p}'\lambda'}^\dagger\} = \{b_{\mathbf{p}\lambda}, b_{\mathbf{p}'\lambda'}^\dagger\} = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (4.3)$$

С помощью этого выражения теперь мы можем вычислить антикоммутатор поля  $\{\psi_\alpha(x) \bar{\psi}_\beta(y)\}$ . Для этого запишем  $\psi(x) = a(x) + \bar{b}(x)$ , и вычислим отдельно

$$\begin{aligned} \{a_\alpha(x) \bar{a}_\beta(y)\} &= -i(i\partial_\mu \gamma^\mu + m)_{\alpha\beta} \Delta^{(+)}(x-y), \\ \{b_\alpha(x) \bar{b}_\beta(y)\} &= -i(i\partial_\mu \gamma^\mu + m)_{\alpha\beta} \Delta^{(-)}(x-y). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь

$$\Delta^{(\pm)}(z) = (\pm 2\pi i) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \theta(\pm p_0) \delta(p^2 - m^2) e^{-ipz} \quad (4.5)$$

Отсюда

$$\{\psi_\alpha(x) \bar{\psi}_\beta(y)\} = -i (i\partial_\mu \gamma^\mu + m)_{\alpha\beta} \Delta(x-y), \quad (4.6)$$

где

$$\Delta(z) = 2\pi i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{sgn}(p_0) \delta(p^2 - m^2) e^{-ipz} \quad (4.7)$$

Найдем пропагатор:

$$\begin{aligned} S_{\alpha\beta}(x-y) &= \begin{cases} -i \{a_\alpha(x) \bar{a}_\beta(y)\}, & x_0 > y_0 \\ i \{b_\alpha(x) \bar{b}_\beta(y)\}, & x_0 < y_0 \end{cases} = \\ &= -i (i\partial_\mu \gamma^\mu + m)_{\alpha\beta} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} e^{-iE_p|x_0-y_0| + i\mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}-\mathbf{y})}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Перепишем его в виде

$$S(x-y) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} S(p) e^{-ip(x-y)}, \quad S(p) = \frac{1}{p_\mu \gamma^\mu - m}. \quad (4.9)$$

Далее он понадобится в импульсном представлении.

Теперь надо найти волновую функцию  $\psi(x)$  в импульсном представлении. Следуя [84], можно найти Фурье компоненту, соответствующую закрученному состоянию с поперечным импульсом  $|\mathbf{p}_\perp| = \kappa$  и проекцией полного углового момента  $m$ .

$$a_{\mathbf{p}\lambda} = (-i)^m e^{im\varphi_p} \sqrt{\frac{2\pi}{\kappa}} \delta(|\mathbf{p}_\perp| - \kappa). \quad (4.10)$$

Далее перейдем к расчету амплитуды комптоновского рассеяния. Ему в первом порядке теории возмущений отвечают две следующие диаграммы Фейнмана, см рисунок 4.1:

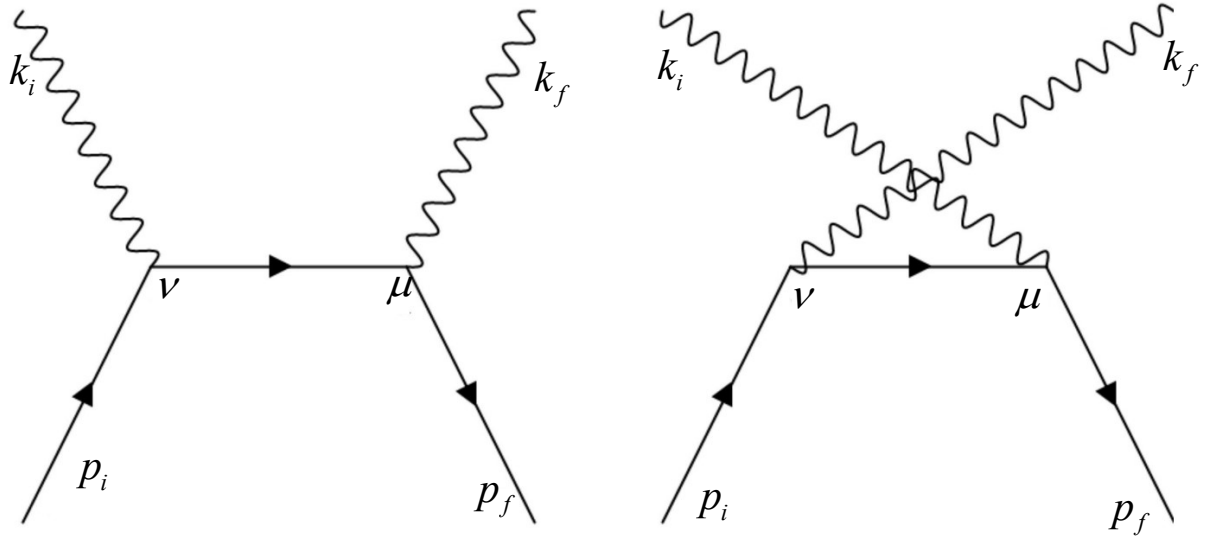


Рисунок 4.1 - Две диаграммы Фейнмана, соответствующие Комптон-эффекту, индексом  $i$  обозначены начальные импульсы,  $f$  — конечные, греческими буквами обозначены индексы вершин

а амплитуда рассеяния имеет вид

$$T_{if} = (T_{if})_1 + (T_{if})_2, \quad (4.11)$$

где

$$\begin{aligned} i(T_{if})_1 &= \bar{u}_f(-ie\gamma^\mu) iS(p_i + k_i) (-ie\gamma^\nu) \psi_i(p) e_{i\nu} e_{f\mu}^* \\ i(T_{if})_2 &= \bar{u}_f(-ie\gamma^\mu) iS(p_i - k_f) (-ie\gamma^\nu) \psi_i(p) e_{i\mu} e_{f\nu}^* \end{aligned} \quad (4.12)$$

Она соответствует

Вычислим дифференциальное сечение процесса

$$d\sigma = \frac{|T_{if}(s, t, u)|^2}{64\pi I^2} dt, \quad (4.13)$$

где с помощью  $I$  мы обозначили инвариантный поток

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{(s - (m_1 + m_2)^2)(s - (m_1 - m_2)^2)}, \quad (4.14)$$

а с помощью  $s, t, u$  классические инварианты:

$$s = (p_i + k_i)^2, \quad t = (p_i - p_f)^2, \quad u = (p_i - k_f)^2. \quad (4.15)$$

Введем обозначение  $Q^{\mu\nu}$ :

$$T_{if} = -4\pi\alpha e_{iv} e_{f\mu}^* \bar{u}_f Q^{\mu\nu} \psi_i. \quad (4.16)$$

Тогда после усреднения по начальным поляризациям и суммирования по конечным можно написать

$$\overline{|T_{if}|^2} = \frac{1}{2} \sum_{\sigma_i} \frac{1}{2} \sum_{\lambda_i} \sum_{\sigma_f} \sum_{\lambda_f} |T_{if}|^2 = (2\pi\alpha)^2 (\bar{Q}^{\mu\nu})_{\alpha\beta} (Q^{\rho\omega})_{\gamma\delta} (-g_{\omega\nu}) (-g_{\mu\rho}) (\gamma_\pi p_1^\pi + m)_{\delta\alpha} (\gamma_\eta p_2^\eta + m)_{\beta\gamma} \quad (4.17)$$

Или

$$\overline{|T_{if}|^2} = 4\pi^2 \alpha^2 \text{Sp} \left[ (\gamma_\delta p_1^\delta + m) Q_{\mu\nu} (\gamma_\pi p_1^\pi + m) \bar{Q}^{\mu\nu} \right]. \quad (4.18)$$

Здесь  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры.

После вычисления следа и подстановки получившегося выражения в формулу дифференциальное сечение примет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{\kappa} \delta^2(|\mathbf{p}_\perp| - \kappa) \frac{8\pi\alpha^2}{(s-m^2)^2} \left[ \left[ \frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right]^2 + \left[ \frac{m^2}{u-m^2} + \frac{m^2}{s-m^2} \right] - \frac{1}{4} \left[ \frac{s-m^2}{u-m^2} + \frac{u-m^2}{s-m^2} \right] \right]. \quad (4.19)$$

Перепишем квадрат дельта-функции, записав одну из них в произведении с помощью интегрального представления и заменив интегрирование по пространству в бесконечных пределах на интегрирование по области занимаемым пучком, от  $-R$  до  $R$ , где  $R$  - радиус пучка:

$$\delta^2(|\mathbf{p}_\perp| - \kappa) = \frac{R}{\pi} \delta(|\mathbf{p}_\perp| - \kappa). \quad (4.20)$$

Тогда

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2R}{\kappa} \delta(|\mathbf{p}_\perp| - \kappa) \frac{8\pi\alpha^2}{(s-m^2)^2} \left[ \left[ \frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right]^2 + \left[ \frac{m^2}{u-m^2} + \frac{m^2}{s-m^2} \right] - \frac{1}{4} \left[ \frac{s-m^2}{u-m^2} + \frac{u-m^2}{s-m^2} \right] \right]. \quad (4.21)$$

Мы получили дифференциальное сечение рассеяния плосковолнового вклада, входящего с соответствующим весом в состояние с определенным угловым моментом. Теперь его надо суммировать по  $\mathbf{p}_\perp$ , чтобы описать начальное закрученное состояние:

$$\frac{d\sigma(\kappa)}{dt_\kappa} = \frac{2R}{\kappa} \frac{8\pi\alpha^2}{(s_\kappa - m^2)^2} \left[ \left[ \frac{m^2}{s_\kappa - m^2} + \frac{m^2}{u_\kappa - m^2} \right]^2 + \left[ \frac{m^2}{u_\kappa - m^2} + \frac{m^2}{s_\kappa - m^2} \right] - \frac{1}{4} \left[ \frac{s_\kappa - m^2}{u_\kappa - m^2} + \frac{u_\kappa - m^2}{s_\kappa - m^2} \right] \right], \quad (4.22)$$

где обозначены новые инварианты:

$$s_\kappa = (p_{iP} + \kappa + k_i)^2, \quad t_\kappa = (p_{iP} + \kappa - p_f)^2, \quad u_\kappa = (p_{iP} + \kappa - k_f)^2. \quad (4.23)$$

Формулы получены для системы единиц, в которой скорость света  $c = 1$ .

### 4.3 Заключение

Строго полученную формулу (4.22) можно качественно объяснить следующим образом. Пусть нам известна вероятность  $p_{fk}$  перехода чистого состояния  $|\psi_k\rangle$  в состояние  $|\psi_f\rangle$ , причем интересующее начальное состояние  $|\psi_i\rangle$  раскладывается по состояниям  $|\psi_k\rangle$  с известными коэффициентами:  $|\psi_i\rangle = \sum_k \omega_{ik} |\psi_k\rangle$ . Тогда вероятность перехода состояния  $|\psi_i\rangle$  в состояние  $|\psi_f\rangle$  будет определяться формулой

$$p_{fi} = \sum_k |\omega_{ik}|^2 p_{fk}. \quad (4.24)$$

Отсюда ясно, откуда в выражении (4.22) возникает часть, соответствующая формуле Клейна-Нишины. Здесь мы воспользовались тем, что совокупность конечных состояний образует базис из линейно независимых функций.

Следует отметить, что дифференциальное сечение рассеяния не зависит от проекции углового момента, а только от поперечного импульса  $\kappa$ .

## **5 Анализ возможных приложений лазерно-индуцированных магнитных полей в схемах ускорения частиц (МИФИ, Договор № К98-11 от 15.11.2021)**

### **5.1 Введение**

Среди различных схем ускорения частиц особое место занимают оптические, или лазерные схемы. Развитие технологий в последние десятилетия привело к появлению большого количества установок мульти-тераваттного, петаваттного и мульти-петаваттного класса, обеспечивающих интенсивности в фокусе, на порядки превышающих релятивистские значения. Такие установки могут быть использованы для эффективного ускорения как электронов, так и протонов и ионов, до энергий в несколько десятков МэВ и более в импульсном режиме. Полученные к настоящему времени характеристики пучков заряженных частиц, достижимые на лазерных установках, позволяют разрабатывать методики их практического использования. Однако, ряд параметров, в том числе, угловая расходимость, не всегда соответствуют требуемым критериям.

Для управления пучками быстрых частиц требуется либо продолжительное воздействие полями умеренной интенсивности, либо, при возможности использования сильных и сверхсильных полей, воздействие на пространственном масштабе, соответствующем самому процессу генерации в лазерных схемах. Разработанные в течение последних нескольких лет схемы создания интенсивных импульсных электромагнитных полей с помощью коротких мощных лазерных импульсов позволяет говорить об общей возможности миниатюризации схем производства коллимированных пучков быстрых заряженных частиц. Таким образом, оптические схемы генерации магнитных полей в первую очередь адекватны оптическим же схемам ускорения частиц. Существует, тем не менее, вопрос, насколько достижимые параметры таких генераторов могут быть непосредственно использованы для коллимации частиц высоких энергий.

Отдельным вопросом является оптимальная конфигурация магнитных полей и временное согласование между процессом ускорения и фокусировки. Например, в случае электронов, для лазерного импульса с длиной волны порядка 1 мкм, наличие продольного магнитного поля величиной около 10 кТл может приводить к резонансным явлениям, приводящим к резкому росту энергии частиц. Имея в виду, что в настоящее время затруднительно говорить о существовании установок, позволяющих рутинно производить такие поля в достаточно существенном пространственном объеме, в данной работе будут рассмотрены наиболее реалистичные схемы, основанные на пост-коллимации частиц,

ускоренных с помощью вторичного лазерного пучка. Такое разделение, по крайней мере на этапе исследования, позволяет достаточно произвольно выбирать параметры схем, что в перспективе допускает более глубокую оптимизацию.

## 5.2 Особенности работы оптических генераторов магнитных полей и их использования в схемах генерации ярких пучков заряженных частиц

Самой распространенной геометрией распределения магнитных полей, созданных с помощью лазерного облучения, является поле одновитковой спирали. Естественно, что использование большего количества витков, в принципе, позволяет увеличить область взаимодействия частиц с полем, однако, как следует из имеющихся экспериментальных данных, такое увеличение существенным образом уменьшает амплитуду магнитного поля в генераторе, что делает одновитковую схему предпочтительной.

Применение внешнего магнитного поля с соленоидальным распределением является распространенным подходом к решению задачи коллимации потока заряженных частиц [85]. Для качественного понимания процесса коллимации можно использовать известные соотношения, используемые, как правило, для частиц умеренных энергий. Магнитное поле цилиндрически симметричной системы в произвольной точке пространства имеет две компоненты – аксиальную  $B_z$  и радиальную  $B_r$ . Радиальная компонента магнитного поля приводит к появлению силы, придающей частице ускорение в азимутальном направлении. При условии малости радиальной компоненты скорости частицы по сравнению с аксиальной  $v_r \ll v_z$  и пренебрежении взаимодействием частицы с зарядом пучка уравнение, описывающее изменение скорости частицы в азимутальном направлении, имеет вид

$$M \frac{dv_\varphi}{dt} = -Zq_e v_z B_r, \quad (5.1)$$

где  $M$  – масса частицы,  $Z$  – заряд частицы в единицах элементарного заряда  $q_e$ . Появление азимутальной компоненты скорости у частицы приводит к появлению радиальной компоненты силы, действующей на частицу

$$M \frac{dv_r}{dt} = -Zq_e v_\varphi B_z + \frac{Mv_\varphi^2}{r_f}, \quad (5.2)$$

где  $r_f$  – радиус пучка частиц. С помощью перехода от дифференцирования по времени к дифференцированию по продольной координате  $z$  получим

$$\frac{dv_{\varphi,r}}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{dv_{\varphi,r}}{dz} = v_z \frac{dv_{\varphi,r}}{dz}. \quad (5.3)$$

В параксиальном приближении радиальная компонента магнитного поля может быть записана следующим образом:

$$B_r(r, z) \cong -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z(0, z)}{\partial z}, \quad (5.4)$$

а уравнение (5.1) преобразуется к виду

$$\frac{dv_\phi}{dz} = \frac{Zq_e r_f}{M} \frac{\partial B_z(0, z)}{\partial z}. \quad (5.5)$$

Тогда выражение для азимутальной компоненты скорости будет иметь вид

$$v_\phi = \frac{Zq_e r_f}{2M} B_z(0, z). \quad (5.6)$$

Подставив это выражение в уравнение (5.2), получим следующее выражение:

$$\frac{1}{v_z} \frac{d\theta_r}{dz} = -\left(\frac{Zq_e}{2Mv_z}\right)^2 r_f B_z^2. \quad (5.7)$$

В этом случае угол отклонения частицы в пучке можно оценить как

$$\Delta\theta = -\left(\frac{Zq_e}{2Mv_z}\right)^2 r_f \int_{z_1}^{z_2} [B_z(z)]^2 dz. \quad (7)$$

Таким образом, частицы в пучке отклоняются по направлению к оси катушки, и могут быть для данной энергии сколламированы в параллельный пучок.

Полученные соотношения можно использовать в качестве оценок, поскольку в реалистичной ситуации задача является существенно более многосторонней. В частности, в силу особенностей генерации сверхсильных магнитных полей с помощью интенсивного лазерного воздействия, на мишени формируется заметный положительный потенциал. Этот потенциал выполняет роль ЭДС для возбуждения разрядных токов, обуславливающих генерацию магнитных полей, и не может быть сколько-нибудь заметным образом уменьшен. Более того, в ряде ситуаций, наличие положительного потенциала позволяет улучшить коллимационные способности оптических генераторов магнитного поля. В частности, существенным может оказаться эффект отталкивания протонов или положительных ионов в некоторой области около витка, а также эффект, связанный с изменением скорости пролёта через область полей для заряженных частиц в силу потенциального воздействия электростатического поля кольца. Другими важными уточнениями могут стать учёт релятивистских особенностей, в частности, при рассмотрении электронов больших энергий, учёт зависимости величины и геометрии квазистационарного электромагнитного поля от времени.



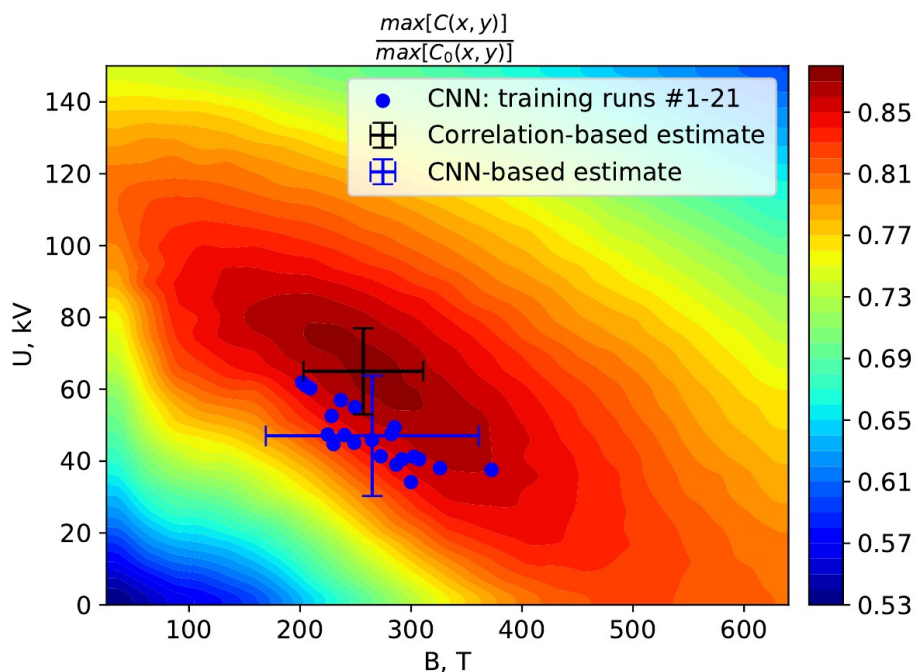


Рисунок 5.1 – Распределение величины амплитуды электрического и магнитного поля в разрядном одновитковом оптическом генераторе магнитного поля, из работы [2]. Для совместности экспериментальных данных протонной радиографии необходим учёт не только магнитного, но и электрического поля

Ещё одной особенностью работы оптических генераторов магнитного поля является его геометрия. Как было показано в предыдущих работах, например, [87, 88], одной из наиболее эффективных схем, позволяющих в режиме короткого импульса получить коэффициент энергетической трансформации лазерного излучения в квазистационарное магнитное поле, является схема типа «улитка», представляющая собой цилиндрическую полость с разрезом для входящего лазерного излучения. Такие схемы экспериментально показали свою эффективность в пикосекундном режиме. Вместе с тем, использование более коротких фемтосекундных импульсов может оказаться даже более предпочтительным, как следует из результатов теоретического моделирования, см., например, работу [89].

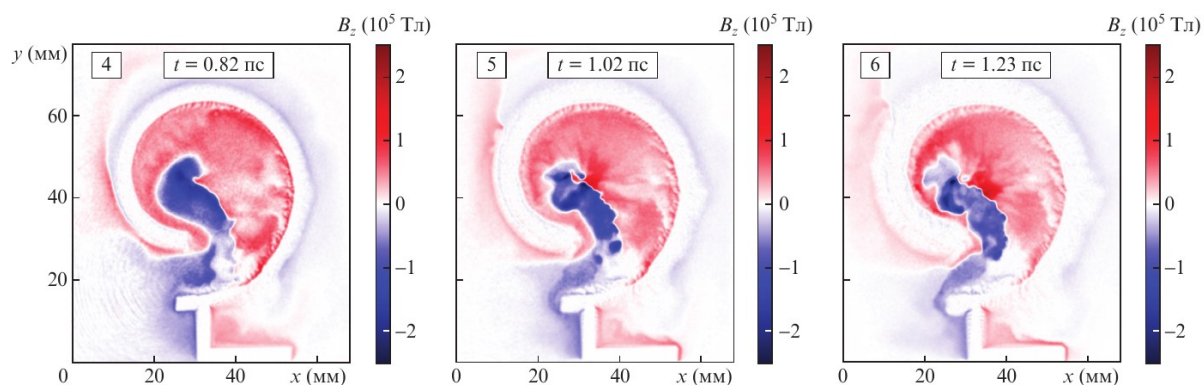


Рисунок 5.2 – Распределение магнитного поля в мишени типа «улитка», облучаемой серией коротких интенсивных лазерных импульсов (три импульса с задержкой 75 фс, каждый длительностью 25 фс и интенсивностью в импульсе  $7.5 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>), из работы [89]

Геометрия возбуждённого в таких мишенях магнитного поля может в случае относительно коротких импульсов иметь нетривиальную структуру. В отличие от мишеней кольцевого разрядного типа, в которых магнитное поле создаётся исключительно разрядным током, имеющим заданное направление, в полостных мишенях формируется также ток ускоренных вдоль внутренней поверхности мишени релятивистских электронов, сопоставимый по величине с разрядным током. Сложное нелинейное взаимодействие замагниченной плазмы на этапе формирования плазмоида и в первые несколько десятков пикосекунд, в соответствии с результатами расчётов, приводит к образованию двух областей с противоположно направленными магнитными полями. В силу большой температуры плазмы в полости мишени, перезамыкание магнитных силовых линий в таком плазмоиде происходит весьма медленно, и в численных расчётах хорошо видно формирование квазистационарной коаксиальной структуры магнитного поля.

Следует особенно подчеркнуть, что использование мишеней типа «улитка» обеспечивает более высокие амплитуды магнитных полей в силу большей эффективности взаимодействия в режиме скользящего падения лазерного импульса на поверхность мишени, а использование в таких схемах лазерных импульсов большой интенсивности, достижимой при использовании коротких и ультракоротких импульсов, ещё больше увеличивает эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию магнитных полей. Кроме того, в схемах ускорения частиц именно интенсивные, то есть короткие и ультракороткие лазерные импульсы позволяют получать потоки частиц с энергиями, соответствующими перспективным приложениям. Поэтому интенсивный режим генерации при использовании в качестве греющих лазерные импульсы малой

длительности является наиболее интересным. При этом отдельным вопросом является возможность управления потоками частиц с помощью указанной коаксиальной структуры магнитных полей.

Процесс формирования и экспериментальные результаты для полостных оптических генераторов магнитных полей продемонстрированы в работах [87, 88], где искривленные микромишени типа «улитка» возбуждаются петаваттным лазерным драйвером. В соответствии с проведенными при анализе экспериментальных данных дополнительными расчётами, параметры электромагнитной структуры оказываются чувствительными к различным параметрам взаимодействия, в частности, к точке фокусировки греющего импульса. При достаточно малых углах наклонного облучения внутренней поверхности мишени даже в пикосекундном режиме в центральной части внутренней полости мишени формируется участок с более высоким значением магнитного поля, в то время как для относительно больших углов падения лазерного излучения на поверхность структура магнитного поля оказывается более однородной. Используемая в экспериментах [87, 88] односторонняя протонная дефлектометрия на позволила разрешить структуру магнитного поля во внутреннем объеме мишени, однако, с приемлемой точностью, на основе данных протонной радиографии оказалось возможным определить среднее значение магнитного поля в мишени и соответствующий средний поток вектора магнитной индукции. Далее будут проанализированы различные возможные конфигурации магнитных полей, которые могут быть сформированы в оптических генераторах, в контексте их использования для повышения яркости источников лазерно-ускоренных быстрых частиц.

### **5.3 Возможность использования оптических генераторов магнитных полей для получения пучков лазерно-ускоренных частиц высокой яркости**

Обсудим возможность использования создаваемых при помощи лазера квазистационарных электромагнитных плазменных структур с характерными величинами полей, извлеченными из экспериментальных данных, для управления потоками высокоэнергетичных пучков заряженных частиц, в частности, протонов с энергиями порядка нескольких МэВ и электронов с энергиями в десятки МэВ. Предлагаемая схема эксперимента по коллимации частиц при помощи предложенных мишеней представлена на рисунке 3(а). В указанной реализации, мишень ориентируется таким образом, что ее ось совпадает со средним направлением распространения расходящегося пучка частиц, например, протонов. Траектории протонов с ненулевыми компонентами скорости в такой геометрии принимают вид винтовых спиралей в области

сильного магнитного поля – частицы вращаются вокруг оси магнитного поля, и их поток может быть эффективно сфокусирован, формируя таким образом коллимированный пучок. Как будет показано далее, это требует соблюдения определенных условий на параметры электрического и магнитного поля в плазменной структуре с замороженным в нее магнитным полем. Стоит также отметить, что электростатическое поле в данной задаче (для протонов) может вносить дополнительный положительный вклад в эффект коллимации, связанный с тем, что положительно заряженные частицы в некоторой области отклоняются положительно заряженной квази-кольцевой по направлению к оси мишени, т.е. «вовнутрь».

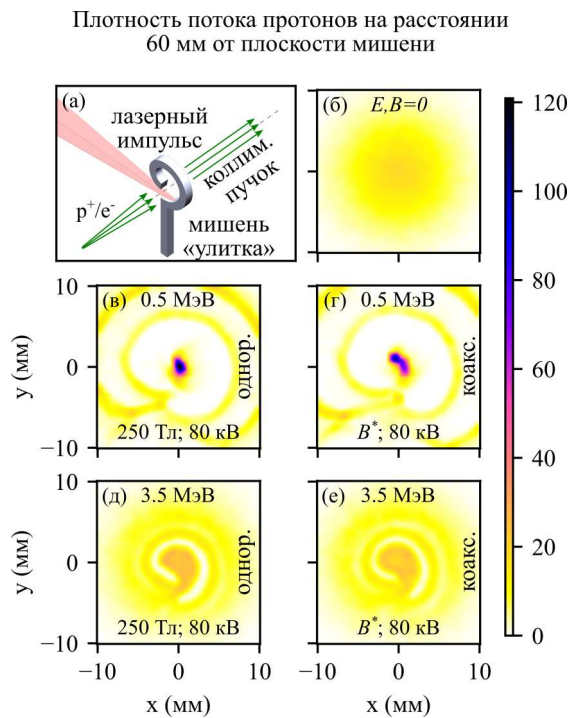


Рисунок 5.3 – (а) Схема эксперимента по коллимации потоков быстрых протонов при помощи полостной мишени типа «улитка», возбуждаемой мощным лазерным импульсом. (б) Первоначальный профиль пучка протонов с половинным углом расходимости  $5^\circ$  в отсутствие электромагнитных полей в области мишени. (в) Профиль пучка протонов с энергией 0,5 МэВ, формируемый в результате прохождения мишени, заряженной до потенциала 80 кВ, с магнитным полем, имеющим простую однородную структуру с характерным значением амплитуды поля 250 Тл. (г) Профиль пучка протонов с энергией 0,5 МэВ, формируемый в результате прохождения мишени типа «улитка», заряженной до потенциала 80 кВ, с магнитным полем, имеющим сложную коаксиальную структуру с таким же, как в случае (в), средним значением амплитуды магнитного поля. (д) и (е) – аналогично (в) и (г), но энергии тестовых протонов увеличены до 3,5 МэВ

Для исследования процесса распространения заряженных частиц в полях создаваемых в мишенях электромагнитных плазменных структур, использовался метод пробных частиц, суть которого изложена в работах [87, 88]. В первой группе расчётов

предполагалось, что протоны испускаются точечным источником, расположенным на оси мишени на расстоянии  $f = 2,9$  мм от её центра. Угловое распределение плотности частиц в пучке имело гауссов профиль с шириной распределения на половине высоты  $10^\circ$ . Детектор (экран) размещался в плоскости, удаленной на 60 мм от центра мишени, и расположенной перпендикулярно её оси. Первоначальный профиль пучка в плоскости детектора для случая, когда электромагнитные поля отсутствуют, представлен на рисунке 3(б). Поскольку в зависимости от различных параметров возбуждения полей в оптических генераторах, возможно формирование как однородной, так и более сложной коаксиальной структуры магнитного поля, в моделировании рассматривается процесс распространения частиц для магнитных полей двух указанных геометрий, соответствующих результатам численного моделирования, проведённого в работах, посвящённых анализу квазистационарных электромагнитных структур в соответствующих устройствах, см., например, [88]. Для протонов с энергией 0,5 МэВ характерная величина магнитного поля в 250 Тл, близкая к значениям, полученным из экспериментальных данных для данных мишеней при использовании лазерного импульса петаваттного класса суб-пикосекундной длительности [88], оказывается достаточной для существенного изменения плотности потока протонов и способна увеличить его максимальное значение более чем 5 раз для той части пучка частиц, которая проходит через внутренний объем мишени, что показано на рисунке 3, (в) и (г), соответственно. Для протонов с более высокой энергией в 3,5 МэВ, однако, поля такой величины обеспечивают сравнительно невысокую степень коллимации с увеличением максимального значения плотности потока частиц всего лишь в 1,5 раза, что приведено на рисунке 3, (д) и (е). Стоит отметить, что несмотря на то, что в области мишени одновременно присутствует как магнитное, так и электрическое поле, ключевую роль в процессе коллимации частиц играет именно магнитное поле. Это следует из распределений, представленных на рисунке 4, (а) и (б), где показаны плотности потока частиц в плоскости детектора для двух случаев, когда в области мишени присутствует лишь магнитное (вкладка (а)) или лишь электрическое поле (вкладка (б)). Хотя на представленных распределениях можно видеть, что электрическое поле дает положительный вклад в эффект коллимации протонов посредством отклонения положительно заряженных частиц по направлению к оси мишени, т.е. «вовнутрь», тем не менее, оно не приводит к возникновению такого же выраженного эффекта коллимации, как в случае с магнитным полем.

Увеличение амплитуды полей в генераторах может быть достигнуто с помощью увеличения энергии управляющего лазерного импульса, причём, согласно имеющимся данным, при прочих равных условиях, величины полей пропорциональны квадратному

корню из вложенной энергии. Представляет интерес вопрос, частицы насколько больших энергий могут быть сколлимированы при использовании доступных в настоящее время лазерных установок. Для протонов с энергией 3,5 МэВ, существенная степень коллимации в указанной выше схеме может быть достигнута при увеличении амплитуды магнитного поля в 3 раза, так что среднее значение магнитного поля во внутренней области мишени составит около 750 Тл. Как можно видеть на рисунке 4, (в) и (г), под действием полей такой величины протоны существенным образом перераспределяются в пучке, и существенная их доля фокусируется в центральной области, формируя яркое пятно, также, как в случае пучка протонов с энергией 0,5 МэВ и магнитным полем с характерной величиной 250 Тл. Для создания магнитного поля величиной 750 Тл при использовании мишени той же геометрии энергию лазерного импульса необходимо увеличить в 9 раз, т.е. до величины порядка 450 Дж (в работе [88] для создания магнитного поля величиной 250 Тл в такой мишени использовался лазерный импульс с энергией 50 Дж). Такие значения энергии в лазерном импульсе в пикосекундном режиме достижимы с использованием современных петаваттных лазерных комплексов, таких, например, как Z-petawatt в лаборатории Sandia в США, PETAL во Франции, или LFEX в Японии. С учетом того факта, что электрическое поле также играет роль в процессе коллимации частиц, требования к энергии лазерного драйвера могут быть несколько снижены, так как электрический потенциал мишени в этом случае должен быть существенно выше  $\approx 80$  кВ, соответствующих использованию лазерных драйверов с энергией 50 Дж. Помимо увеличения величины вложенной в мишень энергии, увеличение значений поля возможно также и посредством уменьшения размера мишени [87]. Однако, при этом эффективная область взаимодействия с заряженными частицами уменьшается, что может уменьшить максимально достижимую яркость пучка.

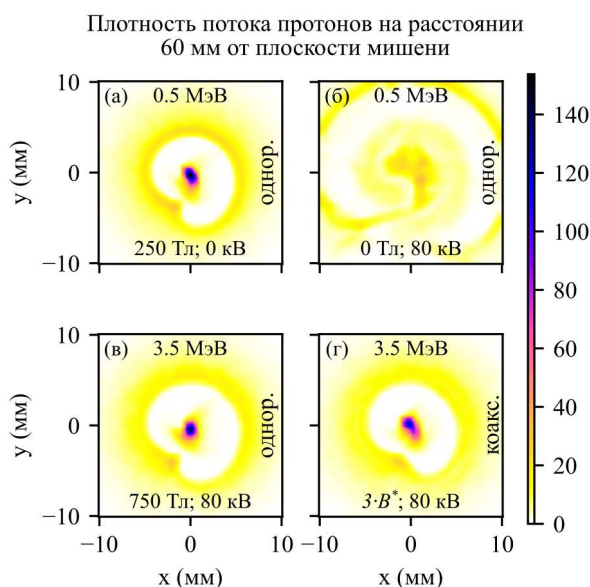


Рисунок 5.4 – (а) Профиль пучка протонов с энергией 0,5 МэВ, проходящих через мишень типа «улитка» с нулевым электрическим потенциалом и ненулевым магнитным полем, имеющим простую однородную структуру и среднее значение амплитуды 250 Тл. (б) Профиль пучка протонов с энергией 0,5 МэВ, проходящих через мишень типа «улитка» с нулевым магнитным полем и электрическим потенциалом 80 кВ. (в) Профиль пучка протонов с энергией 3,5 МэВ, проходящих через мишень типа «улитка» с потенциалом 80 кВ и магнитным полем с однородной структурой и средним значением амплитуды 750 Тл. (г) Аналогично (в), но для магнитного поля с коаксиальной структурой

Оптические генераторы магнитного поля могут быть использованы также для управления потоками быстрых электронов. Как с использованием магнитного поля с простой однородной структурой, так и с использованием магнитного поля с более сложной коаксиальной структурой, возможно добиться эффекта коллимации для электронов с энергией 25 МэВ, что можно видеть на рисунке 5.5, (а) и (б). Посредством удаления источника частиц от мишени можно повысить энергию коллимируемых частиц до 40 МэВ, см. рисунок 5.5, (в) и (г), однако в этом случае концентрация частиц в плоскости детектора в целом оказывается ниже, если исходное угловое распределение оказывается относительно большим. Анализ вкладов магнитного и электрического поля в процесс коллимации электронов показывает, что основную роль, как следует из представленных на рисунке 5.6, (а) и (б), результатов, играет магнитное поле, как в случае коллимации протонов. Более того, для электронов электрическое поле повышает расходимость, так как отрицательно заряженные частицы, проходя через внутреннюю полость мишени, испытывают в среднем действие направленной радиально от оси мишени силы.

Увеличение амплитуды магнитного поля, соответствующее указанному ранее увеличению вложенной энергии в  $\sim 9$  раз, создает возможность коллимации

ультрарелятивистских пучков электронов с энергиями до 75 МэВ, см. рисунок 5.6, (в) и (г). Такие узконаправленные пучки электронов можно использовать в различных исследованиях в области физики высоких плотностей энергии, например, для создания источников мощного гамма-излучения и нейтронов [90, 91], или лазерной ядерной физики [92].

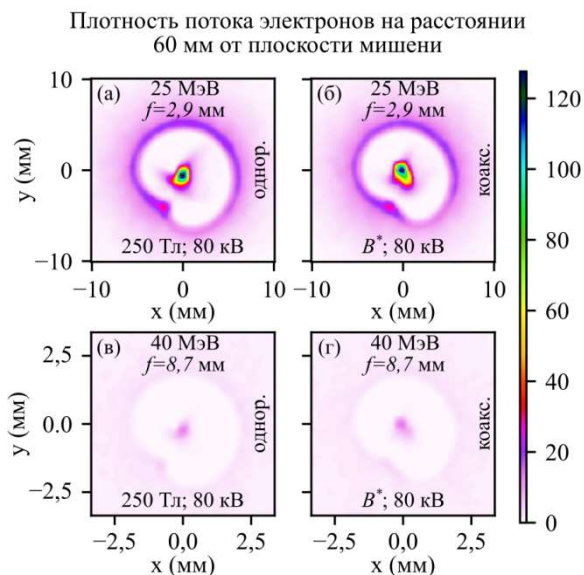


Рисунок 5.5 – (а) Профиль пучка электронов с энергией 25 МэВ для расстояния между мишенью и источником 2,9 мм, электрического потенциала мишени 80 кВ, магнитного поля с однородной структурой и средней величиной 250 Тл. (б) Аналогично (а), но для магнитного поля с коаксиальной структурой. (в) Профиль пучка электронов с энергией 40 МэВ для расстояния между мишенью и источником 8,7 мм, электрического потенциала мишени 80 кВ, магнитного поля с однородной структурой и средней величиной 250 Тл. (г) Аналогично (в), но для магнитного поля с коаксиальной структурой



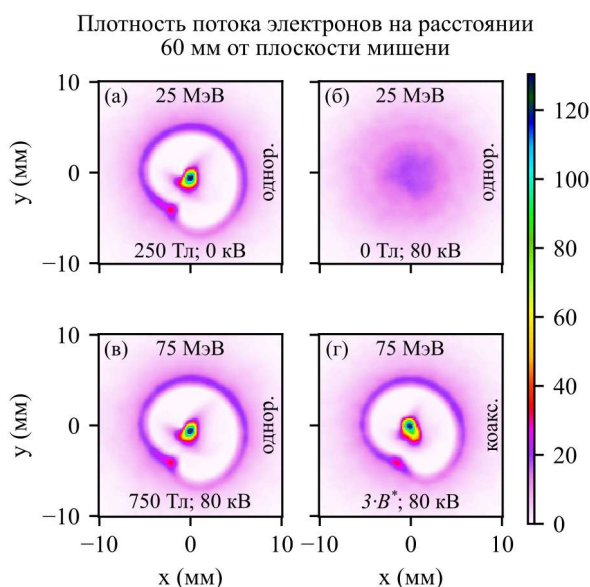


Рисунок 5.6 – (а) Профиль пучка электронов с энергией 25 МэВ для нулевого электрического потенциала мишени и магнитного поля с однородной структурой и средней амплитудой 250 Тл. (б) Профиль пучка электронов с энергией 25 МэВ для нулевого магнитного поля и электрического потенциала мишени 80 кВ. (в) Профиль пучка электронов с энергией 75 МэВ для электрического потенциала мишени 80 кВ и однородного магнитного поля со средней амплитудой 750 Тл. (г) Аналогично (в), но для коаксиального магнитного поля

#### 5.4 Перспективы использования сверхмощных ультракоротких импульсов для управления пучками быстрых частиц

Представляет интерес определение перспективных возможностей по управлению потоками быстрых заряженных частиц с целью получения ярких пучков. В качестве одного из наиболее характерных примеров, рассмотрим параметры, соответствующие создающейся установке экзаваттного класса XCELS [93]. Расчёты показывают, см. рисунок 5.2, что использование сверхмощного излучения данной установки позволяет ожидать величин амплитуды магнитного поля порядка  $10^5$  Тл во внутренней области мишени типа «улитка» размером в несколько десятков микрон [89], при этом поле в широком диапазоне параметров облучения может иметь сложную коаксиальную структуру, подобную обсуждаемой в работе [88]. Возможность коллимации потоков высокоэнергетичных протонов была исследована с помощью численного анализа баллистических траекторий. Как следует из полученных результатов, магнитное поле, имеющее однородную или коаксиальную структуру и характерную величину порядка  $10^5$  Тл, может быть использовано для коллимации протонов с энергией до 110 МэВ. Исходный профиль протонного пучка и создаваемое в результате прохождения мишени с магнитным полем распределение представлены на рисунок 5.7. Расчёты показали, что данное распределение формируется в результате воздействия в основном магнитного

поля, а электрическое поле не оказывает существенного влияния на траектории высокоэнергетических протонов. На графике, соответствующем профилю модифицированного пучка, видно, что при прохождении в мишени наблюдается существенное перераспределение частиц в пучке: часть протонов оказывается распределена вдоль границы округлой области, имеющей выраженную каустику, а часть направляется вдоль оси мишени и дает яркое пятно в центре экрана, яркость в максимуме более чем в семь раз превышает исходное значение в данной точке. Анализ углового распределения частиц после прохождения мишени показывает, что более 30 % от полного числа частиц оказываются направленными в пределах полярного угла  $1^\circ$ , измеренного от оси мишени и протонного пучка. Таким образом, в результате прохождения области мишени пучок эффективно коллимируется. На основе полученного результата можно сделать вывод о перспективных возможностях указанной схемы по повышению яркости пучков заряженных частиц при использовании сверхмощных ультракоротких лазерных драйверов.

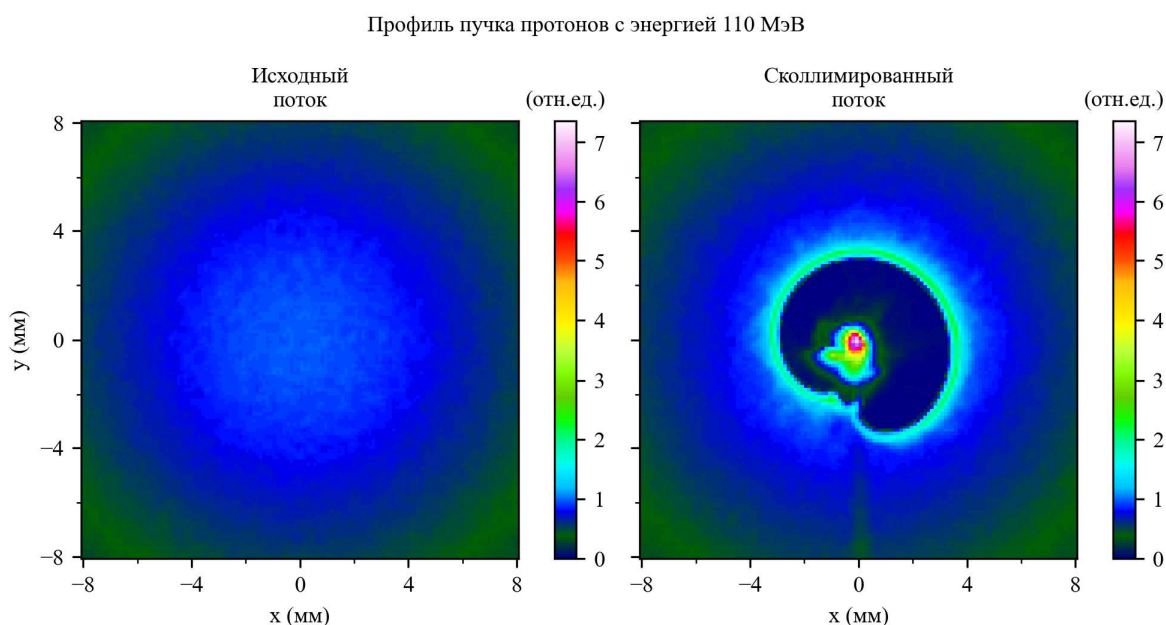


Рисунок 5.7 - Исходный профиль пучка протонов в плоскости детектора (а) и распределение, которое получается в плоскости детектора при прохождении пучка протонов через мишень с квазистационарным магнитным полем с коаксиальной структурой и характерной индукцией  $10^5$  Тл, формируемым в результате облучения мишени типа «улитка» лазерным излучением трех каналов установки XCELS (б). Энергия протонов составляет 110 МэВ

Обсудим некоторые детали в задаче о коллимации высокоэнергетических заряженных частиц в оптических генераторах с характерным размером в несколько

десятков микрон лазерными импульсами, соответствующих перспективным установкам класса XCELS. В дальнейших расчётах источник частиц располагался в области, удаленной на 0,5 мм от центра мишени, углы вылета задавались таким образом, что начальное угловое распределение частиц в пучке представляло собой распределение Гаусса с полной шириной на половине высоты  $20^\circ$ , что соответствует половинному углу разлета  $\frac{\theta}{2} = 10$ . Итоговый профиль пучка частиц и его угловое распределение регистрировалось в плоскости детектора, удаленной на расстояние 50 мм от плоскости мишени.

Рассмотрим возможность коллимации высокоэнергетических (50 – 200 МэВ) протонов в магнитном поле с однородной структурой. Полученный результат представлен на рисунке 5.8. Первоначально, пучок имеет широкий профиль и занимает большую часть площади детектора, что можно видеть на рисунке 5.8(a). Однако, в результате прохождения этого пучка частиц через мишень, протоны отклоняются, формируя три отдельные области. Первая область, внешняя часть профиля, охватывающая собой пространство на удалении от центра детектора до его границ, практически не изменяется и имеет такой же вид, что и в исходном распределении. Отсутствие какого-либо эффекта для протонов в данной части профиля связано с тем, что они не проходят через внутреннюю полость мишени, а пролетают рядом с ней. Так как магнитное поле в такой квази-кольцевой геометрии в основном сосредоточено во внутренней полости мишени, оно практически не влияет на эти протоны и не вызывает их отклонения. Между этой внешней областью, изменений в которой не наблюдается, и центром детектора располагается область «полости», плотность потока протонов в которой практически равна нулю. Граница этой области, однако, имеет крайне высокую яркость и выраженные самопересечения – каустики. Внутри этой «полости» около ее центра располагается третья область – яркое пятно, формируемое протонами, которые проходят через центр мишени вблизи ее оси. Эти протоны эффективно коллимируются почти во всех представленных случаях, что можно видеть на рисунке 5.8, (б-е). Степень их коллимации при фиксированной амплитуде магнитного поля зависит от энергии частиц. Для магнитного поля величиной порядка  $10^5$  Тл, создаваемого током  $7 \cdot 10^5$  А, текущем в одиночном замкнутом витке оптимальный диапазон энергии протонов, для которых достигается высокая степень коллимации, составляет 80 – 120 МэВ. Если энергия протонов меньше, они испытывают слишком сильное отклонение и фокусируются в определенной точке перед плоскостью детектора вместо коллимации в параллельный пучок, в результате чего центральное пятно в плоскости детектора приобретает сложную форму и удлиняется в

определенных направлениях. Протоны с более высокими энергиями коллимируются существенно слабее. На рисунке 5.8(ж), представлены угловые распределения для первоначального, расходящегося пучка, и коллимированного пучка. В последнем случае представлен график для протонов с энергией 120 МэВ, которая находится вблизи оптимального значения. На этом графике можно явно видеть три отдельные области, речь о которых шла выше – (I) внешняя область, которая простирается в диапазоне  $6^\circ$  и выше; (II) область «полости», ( $1^\circ - 4^\circ$ ), окантованная яркой границей, простирающейся в диапазоне углов ( $4,0^\circ \pm 0,5^\circ$ ); и, наконец, (III) область коллимированного пятна в диапазоне углов ( $0^\circ - 1^\circ$ ). Из-за перераспределения протонов под действием магнитного поля яркость пучка вдоль его оси увеличивается в 8 раз, в то время как характерный угол расходимости пучка уменьшается с первоначальных  $10^\circ$  до величины менее  $0,5^\circ$ . Аналогичное моделирование для магнитного поля с коаксиальной структурой показывает, что, несмотря на то, что магнитное поле имеет более сложную структуру, итоговые профили коллимированных потоков протонов (рисунок 5.9(б-е)), а также их угловые распределения (рисунок 5.9(ж)) выглядят схожим образом со случаем однородного магнитного поля.

Плотность потока протонов в случае МП с однородной структурой

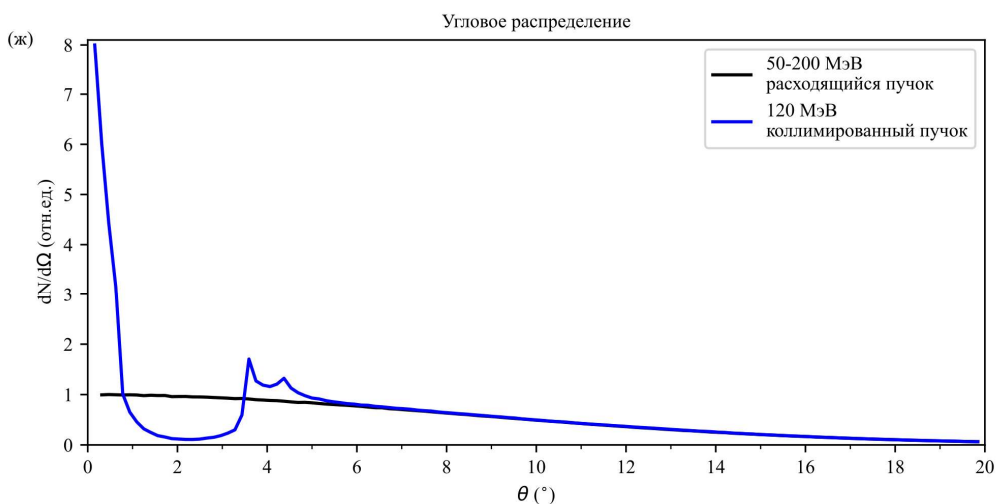
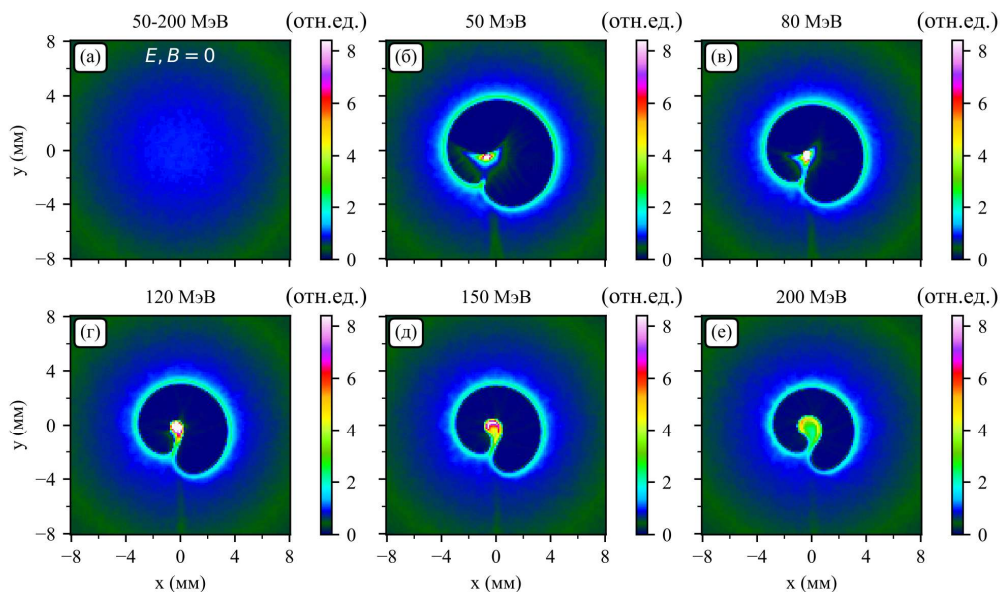


Рисунок 5.8 – Результаты расчёта методом пробных частиц процесса прохождения пучка высокоэнергетических протонов через мишень с магнитным полем с характерной величиной  $10^5$  Тл и однородной структурой. (а) Первоначальный профиль протонного пучка в отсутствие электромагнитных полей в области мишени. (б-е) Профили пучка протонов с начальными энергиями 50 МэВ, 80 МэВ, 120 МэВ, 150 МэВ и 200 МэВ, соответственно, проходящих через мишень с сформированными квазистационарными электромагнитными полями. (ж) Первоначальное угловое распределение частиц в пучке (черная кривая) и угловое распределение частиц в сколлимированном пучке; энергия протонов составляет 120 МэВ

Плотность потока протонов в случае МП с коаксиальной структурой

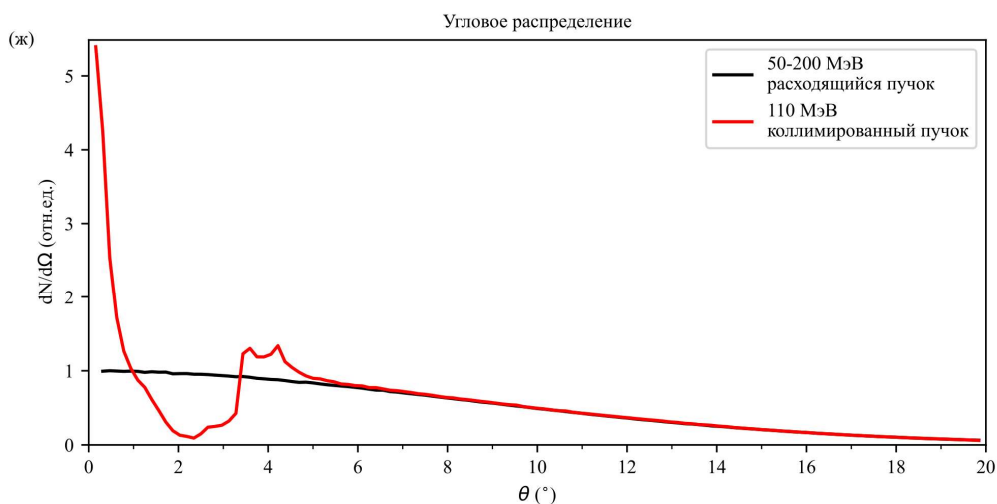
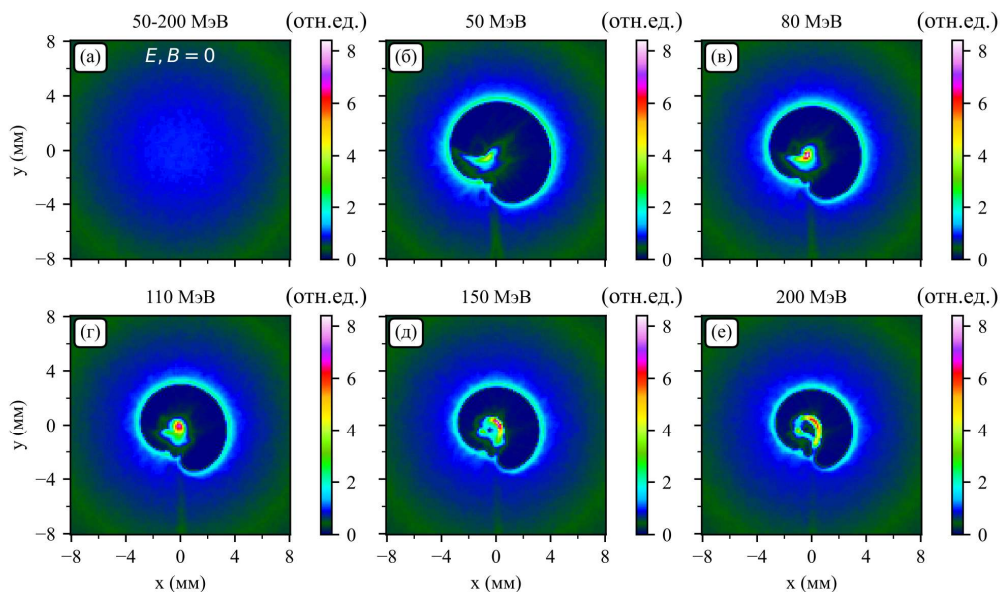


Рисунок 5.9 – Результаты расчётов методом пробных частиц процесса коллимации высокоэнергетичных протонов магнитным полем с характерной величиной  $10^5$  Тл и коаксиальной структурой. (а) Первоначальный профиль протонного пучка в отсутствие электромагнитных полей в области мишени. (б-е) Профили пучка протонов, проходящих через сформированную внутри мишени электромагнитную плазменную структуру, с начальными энергиями 50 МэВ, 80 МэВ, 110 МэВ, 150 МэВ и 200 МэВ, соответственно. (ж) Первоначальное угловое распределение частиц в пучке (черная кривая) и угловое распределение частиц в сфокусированном пучке; энергия протонов составляет 110 МэВ

### 5.5 Заключение

Анализ распространения быстрых заряженных частиц в квазистационарных полях, сформированных под действием интенсивных лазерных импульсов в оптических генераторах мощного магнитного поля, показывает возможность повышения яркости лазерно-ускоренных пучков протонов и электронов в широком диапазоне исходных параметров пучков. В реализованных в настоящее время схемах, в которых в качестве драйвера используются лазерные импульсы петаваттного класса с полной энергией в

несколько десятков Дж магнитные поля достигают значений в несколько сотен Тл, что позволяет их использовать для управления пучками протонов с энергиями порядка МэВ и электронов в десятки МэВ. Существенную роль в этом процессе играет также электрическое поле, свойственное подобным генераторам магнитных полей, однако при увеличении энергетических масштабов роль магнитного поля возрастает. Были рассмотрены также перспективные реализации схем управления потоками частиц, которые могут быть реализованы на создающихся установках мульти-петаваттного класса, для которых величины магнитного поля могут достигать десятков кТл, а энергии частиц, для которых возможно существенное повышение яркости пучков, может составлять десятки и сотни МэВ для протонов.

Поскольку, согласно имеющимся данным, конфигурация магнитных полей в рассматриваемых устройствах может быть не только однородной, но и более сложной, в частности, близкой к коаксиальной, была исследована возможность повышения яркости пучков частиц при использовании коаксиальной конфигурации магнитных полей. Для наглядности, на рисунке 10 приведено непосредственное сравнение углового распределения пучка протонов высокой энергии магнитным полем с однородной и коаксиальной структурой. Как можно видеть, коаксиальное магнитное поле, создаваемое токами той же величины, что и в случае однородного поля, лишь незначительно уступает по степени коллимации однородному полю. Соответствующие графики угловых распределений показаны на рисунке 10(в). На приведённом графике можно видеть, что в случае магнитного поля с коаксиальной структурой, несколько меньшее число частиц распространяется в пределах телесного угла вблизи оси мишени, однако отличие носит количественный характер.



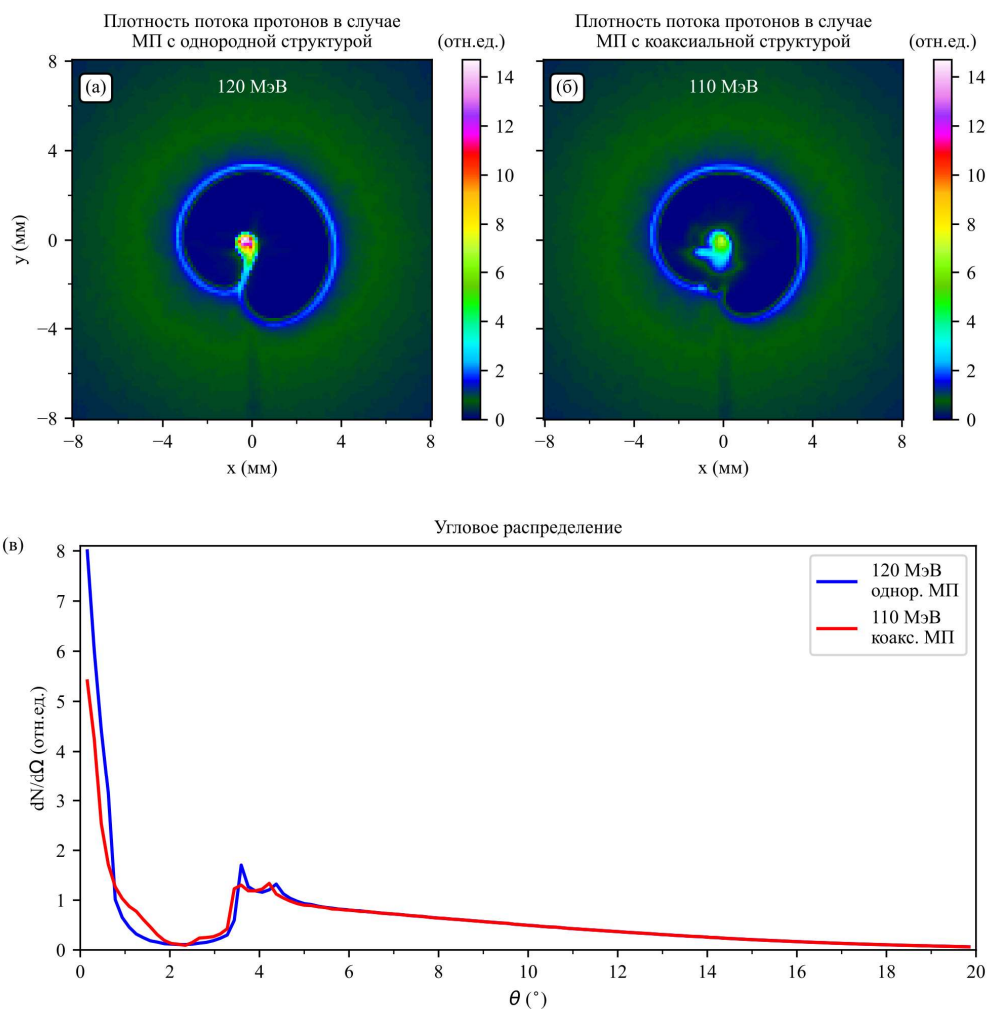


Рисунок 5.10 – Сравнение результатов расчётов методом пробных частиц процесса коллимации высокоэнергетичных протонов магнитным полем с характерной величиной  $10^5$  Тл: профили пучка для случаев магнитного поля с однородной структурой (а) и магнитного поля с коаксиальной структурой (б); угловые распределения частиц для двух случаев представлены на вкладке (в) синей и красной кривой соответственно

Одной из особенностей, определяющей возможность приложения предложенной методики для задачи увеличения яркости пучка быстрых частиц, является скорость нарастания и спада электромагнитных полей во времени. Интересно, что при возможности контроля фокусного расстояния для частиц различной энергии, оказывается возможным реализовать т.н. ахроматическую линзу. В такой линзе частицы, распространяющиеся медленнее в силу меньшей кинетической энергии, могут попасть в активную область в момент времени, когда амплитуды полей уменьшаются настолько, что фокусное расстояние для частиц меньшей энергии оказывается таким же, каким оно было ранее для частиц большей энергии. В качестве оценки воспользуемся моделью тонкого проводящего кольца с током радиуса  $R$ , магнитное поле в центре которого равно  $B$ . В приближении тонкой линзы фокусное расстояние  $f$  остается постоянным при условии:  $\beta R B^2 \approx$



$f(t - t_0)^{-2}$ , где фактор пропорциональности  $\beta$  определяется геометрией поля и соотношением заряда и массы частицы. Для поддержания эффекта коллимации магнитное поле должно медленно спадать во времени по закону  $B \propto 1/t$ , похожий тренд наблюдается в экспериментальных данных. Таким образом, возможна дальнейшая оптимизация рассмотренной схемы с целью дополнительного повышения яркости лазерно-ускоренных частиц.

Проведённый выше анализ основывается на рассмотрении полостных мишеней типа «улитка», которые были выбраны вследствие их наибольшей изученности в режиме высокой интенсивности. Как показывают результаты экспериментов и расчётов, энергетическая эффективность преобразования лазерного излучения в магнитное поле для таких мишеней в режиме высокой интенсивности составляет порядка 10%. Следует отметить, что в любой схеме, состоящей из разрядного витка, можно качественно использовать приведённые оценки. При этом сам процесс генерации магнитного поля в мишенях другого типа должен быть дополнительно исследован для получения соответствующих амплитуд квазистационарных полей.

Таким образом, результаты проведенного анализа показывают, что компактные оптические генераторы кольцевого разрядного типа, обеспечивающие в квазистационарном режиме характерные величины магнитного поля на уровне  $10^2$ - $10^5$  Тл могут быть использованы для существенного повышения яркости потоков лазерно-ускоренных заряженных частиц – протонов и ультрарелятивистских электронов с энергиями вплоть до десятков-сотен МэВ. При этом эффект коллимации достаточно слабо зависит от конкретной конфигурации магнитного поля, при условии, что оно направлено вдоль оси кольца. Электростатическое поле оказывает влияние на процесс распространения, однако для больших энергий частиц его вклад оказывается относительно малым. Увеличение яркости наблюдается для частиц в определенном диапазоне энергий. Увеличение верхней границы этого диапазона возможно как за счет увеличения энергии лазерного драйвера, например, при переходе от субпетаваттных к мультитераваттным лазерным установкам, так и за счет миниатюризации мишени, а также удаления источника частиц от мишени при использовании источников ускоренных заряженных частиц с первоначально невысокой угловой расходимостью.

## **6 Исследование генерации потоков нейтронов с использованием фотоядерных реакций вблизи порога (ФИАН, Договор № К98-10 от 03.11.2021)**

### **6.1 Вводные замечания**

Для получения нейтронов на лазерно-плазменных ускорителях чаще всего используются три типа ядерных реакций:  $(\gamma, n)$ ,  $(p, n)$  и  $(d, n)$ . Для возбуждения реакций  $(\gamma, n)$  обычно используется тормозное излучения пучка ускоренных электронов, реакции  $(p, n)$  и  $(d, n)$  возбуждаются напрямую ускоренными в плазме частицами. Поэтому, из-за низкой эффективности конверсии энергии электронов в гамма-кванты, наиболее эффективным является использование реакций  $(p, n)$  [94]. Однако для эффективного ускорения ионов требуются высокая энергия (единицы Дж и более) и хороший контраст лазерного излучения [95]. Поэтому на лазерных системах относительно малой мощности (1-10 ТВт) наиболее эффективным подходом к созданию источника нейтронов является использование реакций фоторасщепления  $(\gamma, n)$  [96]. Большинство сечений данных реакций имеет максимумы в области гигантского дипольного резонанса – 10-20 МэВ – доступной для электронов, ускоренных на 1-10 ТВт лазерных системах. На данный момент максимальный поток нейтронов, полученный в таких реакциях, составляет  $\sim 10^7$  нейтронов/выстрел [96]. Отметим, что любые лазерно-плазменные источники нейтронов обладают короткой длительностью ( $< \text{нс}$ ) [97], при этом источники, основанные на реакциях  $(\gamma, n)$  будут обладать меньшей длительностью относительно  $(p, n)$  в силу релятивистских скоростей электронов, использующихся для их получения.

Нейтроны, полученные на лазерно-плазменных ускорителях, обычно имеют энергию в сотни кэВ-единицы МэВ [98, 99]. Для многих приложений, таких как нейтронная радиография или нейтронная спектроскопия, моделирование астрофизических объектов «на столе», необходимо использование тепловых и холодных нейтронов, которые можно получить, используя специально подобранные конфигурации замедлителей [100, 101]. Первые результаты с использованием лазерно-плазменного источника нейтронов (поток  $\sim 10^8$  нейтронов/срад) для радиографии уже были получены [102]. Предполагается, что увеличение потока на порядок до  $10^9$  нейтронов/срад будет достаточным и для задач спектроскопии [103]. Использование мишеней-аэрогелей [104] и многослойных мишеней [105] может позволить достичь потоков нейтронов, необходимых для астрофизических приложений. Помимо этого лазерно-плазменные ускорители уже используются для исследования и измерения сечений реакций фоторасщепления [106, 107]. Одним из применений созданного нейтронного источника может также являться диагностика параметров частиц, вызывающих ядерную реакцию. Диагностика ускоренных электронов через регистрацию нейтронов была предложена еще в ранних экспериментах

по исследованию фотоядерных реакций на лазерных ускорителях [108, 109]. В частности, в работе [108] таким методом был определен заряд электронного пучка.

Принципиальная схема эксперимента по созданию нейтронного источника представлена на рисунке 6.1. На первом этапе происходит генерация ускоренных электронов в лазерно-плазменном взаимодействии с мишенью. В данном разделе мы будем рассматривать взаимодействие с твердотельными мишенями, т.к. они позволяют получать большой заряд пучка в сравнении с газовыми струями. На втором этапе ускоренные электроны взаимодействуют со вторичной мишенью из материала, обладающего порогом реакции фоторасщепления ( $\gamma, n$ ) в нужном энергетическом диапазоне. Для вторичных мишеней с небольшим атомным номером, например, бериллия, перед ними дополнительно устанавливается мишень-конвертер электронов в гамма-кванты из материала с высоким атомным номером (например, из вольфрама W или свинца Pb). Гамма-кванты, полученные в результате процесса тормозного излучения, вызывают вынужденные деления ядер вторичной мишени и генерацию вторичных частиц – нейтронов, число которых регистрируется детектором.

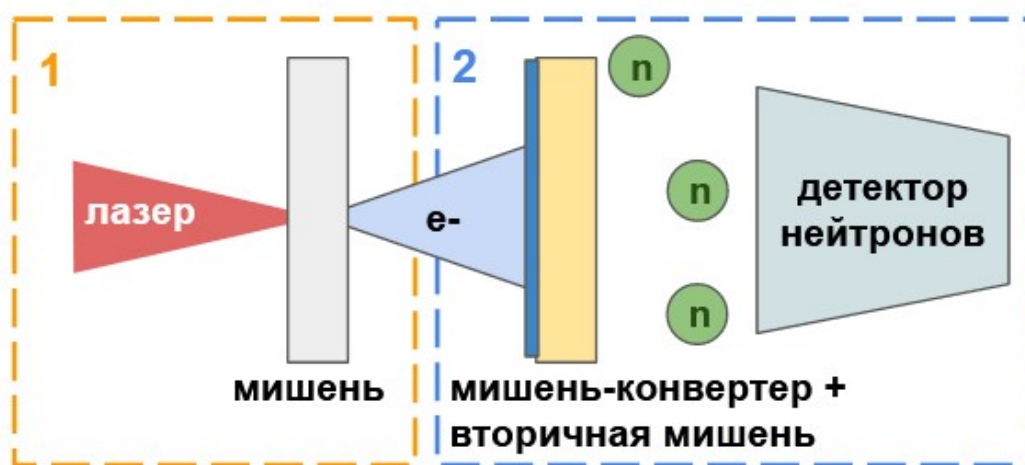


Рисунок 6.1 - Принципиальная схема эксперимента по созданию нейтронного источника на лазерно-плазменном ускорителе. Сначала происходит ускорение электронов при взаимодействии лазерного импульса с мишенью (1), затем ускоренные электроны, проходя через вторичную мишень (или мишень-конвертер, если вторичная мишень имеет малое зарядовое число), генерируют тормозное излучение, вызывающее ( $\gamma, n$ ) распад ядер вторичной мишени (2). Полученные нейтроны регистрируются детектором

Для лазерно-плазменного взаимодействия с твердотельными мишенями характерна генерация пучка электронов с экспоненциальным энергетическим спектром:  $dN_{e^-}/dE \propto Qe^{-E/T}$ , где  $Q = eN_{e^-}$  – полный заряд пучка ( $e$  – заряд электрона,  $N_{e^-}$  – число электронов в пучке),  $T$  – так называемая температура спектра, имеющая значение средней энергии. Из-за наличия у реакций фоторасщепления ярко выраженных порогов,

вторичные частицы способны создать только электроны с надпороговой начальной энергией, т.е.  $Q_{E>E_{\text{порог}}} Q \int_{E_{\text{порог}}}^{\infty} e^{-E/T} dE$ . В проведенном эксперименте электроны ускорялись до энергий  $E < 10$  МэВ, поэтому в качестве вторичной мишени использовались: бериллий Be, дейтерий D (в форме тяжелой воды D<sub>2</sub>O), природный уран U, свинец Pb и вольфрам W, имеющие пороги реакций фоторасщепления в данном диапазоне. Пороги реакций ( $\gamma, n$ ) для этих материалов представлены на рисунке 6.2а, а сечения реакций на рисунке 6.2б. Отметим, что сечения реакций для Be и D на два порядка меньше, чем для остальных материалов, поэтому, несмотря на различные значения  $E_{\text{порог}}$ , получаемые потоки нейтронов будут сопоставимы для этих мишеней и для металлических (U, Pb, W). Также важно отметить, что подавляющее большинство максимумов сечений реакций ( $\gamma, n$ ) лежит в области гигантского дипольного резонанса – 10-20 МэВ. Поэтому для создания мощного источника нейтронов с использованием данных реакций нет необходимости в ускорении электронов до высоких энергий (сотен МэВ и более), но необходимо иметь большой заряд и сравнительно небольшие энергии, что и объясняет выбор твердотельных мишеней.

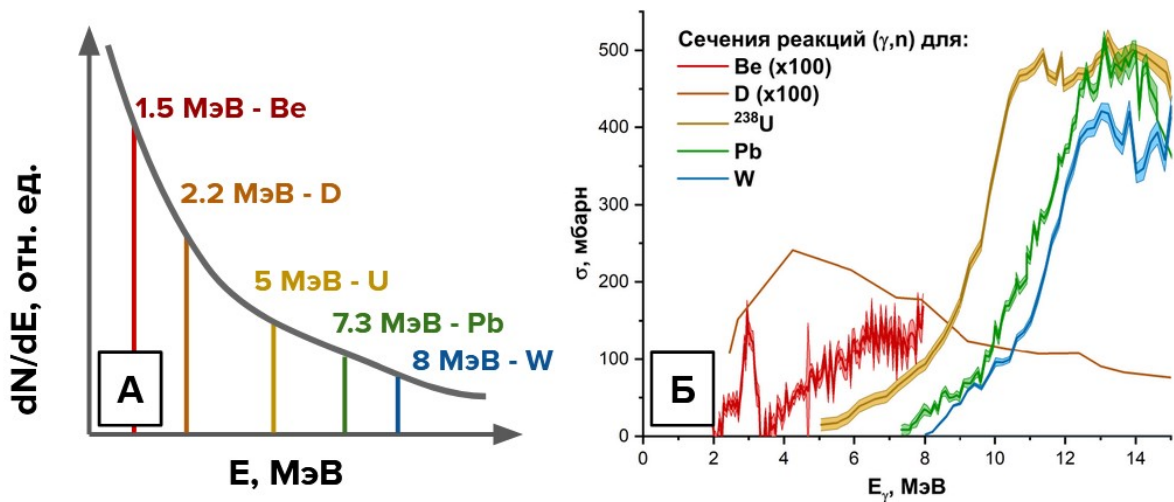


Рисунок 6.2 - Пороги фотоядерных реакций в диапазоне 0-15 МэВ, отложенные на характерном экспоненциальном спектре электронов (а) и сечения реакций фоторасщепления на основе базы данных EXFOR[110] и работы [107] (б)

## 6.2 Схема экспериментальной установки и результаты эксперимента

Для проведения экспериментов использовалась 1ТВт Ti:Sa лазерная система (800 нм, 10 Гц, 50 мДж, 50 фс). Упрощенная схема эксперимента представлена на рисунке 6.3. Лазерное излучение (1) фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом (3) в пятно диаметром 3 мкм, что соответствует вакуумной интенсивности  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Также использовался управляемый наносекундный предимпульс, источником которого был Nd:YAG лазер (1064 нм, 10 Гц, 200 мДж, 10 нс), фокусирующийся тем же зеркалом до

интенсивности  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (2). Задержка  $\Delta t_{fs-ns}$  могла изменяться в широком диапазоне значений с точностью в 1 нс. В качестве мишени использовалась аудиокассетная пленка толщиной 16 мкм (4). Мишенный узел был автоматизирован, что позволяло сдвигать поверхность мишени после каждого лазерного выстрела, чтобы взаимодействие происходило с неповрежденной областью, а также подстраиваться под точку фокусировки лазерных импульсов. Угол падения был близок к нормальному ( $\sim 3^0$ ). Все эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением не более  $10^{-2}$  торр. Более подробно данная экспериментальная схема описана в работах [ Г2.18, Г2.19].

Регистрация параметров пучка электронов осуществлялась целым рядом диагностик. Для регистрации пространственного распределения электронного пучка использовался сцинтиллятор LANEX и CCD камера, которые устанавливались в положение (5) на рисунке 6.3. Перед детектором LANEX дополнительно устанавливались фильтры из W толщиной  $\sim 0.4$  мм, отсекающие все электроны с энергией меньше 3 МэВ. Для измерения энергетического спектра электронного пучка в эту схему (без W фильтра) добавлялась щель шириной 2 мм, вырезанная в свинцовой пластине толщиной 3 мм, и система из постоянных магнитов с индукцией поля до  $\sim 0.25$  Тл. Прямое измерение заряда пучка проводилось с использованием цилиндра Фарадея, также устанавливающегося в положение (5) рисунка 6.3. Данный детектор представлял собой медный цилиндр с полостью внутренним диаметром 3 см и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью 1нФ. Данный цилиндр полностью поглощал пучок электронов, заряд пучка восстанавливался исходя из измеренного на конденсаторе напряжения. Перед цилиндром Фарадея могли устанавливаться W фильтры различной толщины, позволяющие отсекаать электроны низких энергий.

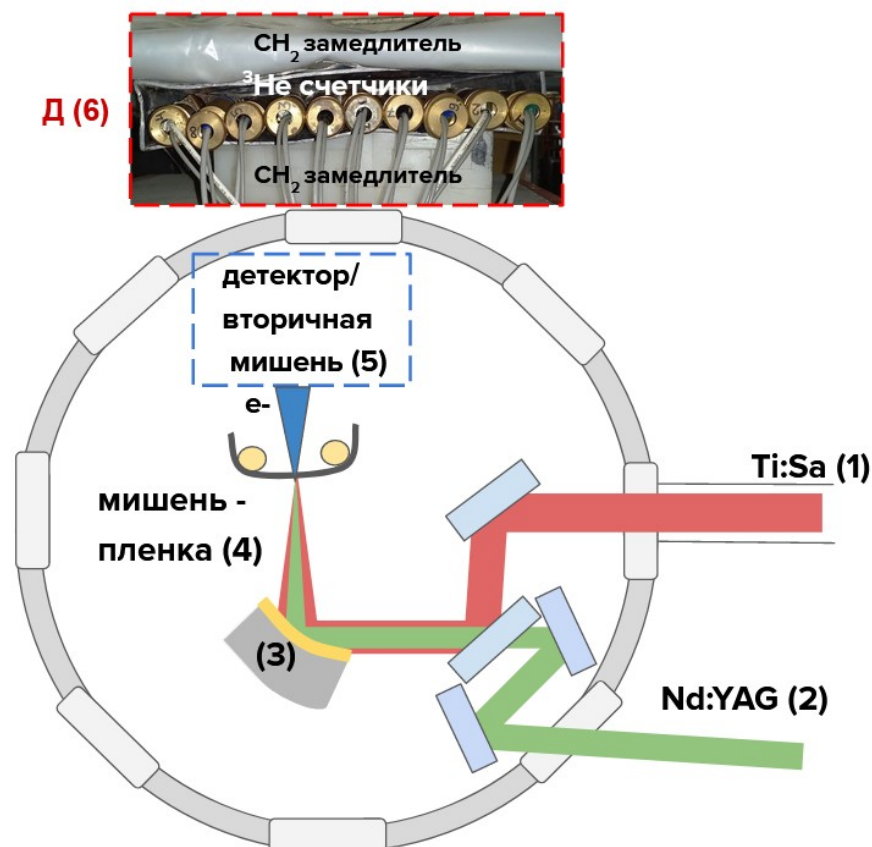


Рисунок 6.3 - Схема экспериментальной установки. 1 – Ti:Sa фемтосекундное лазерное излучение, 2 – Nd:YAG наносекундное лазерное излучение, 3 – внеосевое параболическое зеркало ( $F=10$  см), 4 – мишень-пленка толщиной 16 мкм, 5 – положение детектора или вторичной мишени для генерации нейтронов, 6 – детектор нейтронов, представляющий собой массив из  $10^3$   $^3\text{He}$ -счетчиков СММ-19-1 в свинцовом кожухе и пластиковый замедлитель

Таблица 1 - Число зарегистрированных нейтронов, параметры нейтронного источника, коэффициенты пересчета в заряд пучка, а также оцененные заряды  $Q$  для различных вторичных мишеней – Be, D, U, Pb, W. Заряды пучка для U, Pb, W оценены из расчета один нейтрон на выстрел. Цветом выделены значения заряда пучка, сходимость которых позволяет оценить температуру  $T$

Вторичная мишень и ее геометрические размеры (толщина выделена)	Be 40x30x3 <b>0</b> мм	D (в форме D <sub>2</sub> O) 100x150x <b>30</b> мм	U(природный) диск диаметром 75 мм и толщиной <b>15</b> мм	Pb 200x120x <b>5</b> <b>0</b> мм	W 40x20x <b>20</b> мм
Среднее число нейтронов/выстрел	9,3±2,1	5,1±2,4	<1	<1	<1

Максимальное число нейтронов /выстрел	5	1	9	1	1	1
Число нейтронов/с*срад	$\sim 10^5$		$\sim 10^4$			
Эффективность нейтронов/Дж*с*ср ад	$\sim 10^6$		$\sim 10^5$			
Т, МэВ	Коэффициент $K(T)=N_n/N_e$ , полученный в моделировании, $\cdot 10^{-10}$					
1	6,8±1,0	-	-	-	-	-
1.5	23,4±1,8	0,20±0,15	3,5±1,2	2,6±0,5	3,2±0,9	
2	50±3	2,9±0,5	27±4	17,8±1,2	20,2±2,2	
2.5	100±4	9,5±1,0	119±14	74±4	73±4	
Т, МэВ	Заряд Q для электронов с E>1 МэВ , пКл					
1	270±70	-	-	-	-	-
1.5	109±26	(7±6)*10 <sup>3</sup>	80±27	105±20	85±24	
2	60±14	(0,6±0,3)*10 <sup>3</sup>	11,8±1,9	18,2±1,2	16,0±1,7	
2.5	33±8	190±90	3,0±0,4	4,8±0,3	4,8±0,3	

Для проведения экспериментов с генерацией нейтронов в реакциях фоторасщепления вместо детектора в область (5) устанавливалась одна из вторичных мишеней (см. таблицу 1). Нейтроны регистрировались массивом из 10 <sup>3</sup>He – счетчиков СНМ-19 ((6) на рисунке 6.3), которые имели эффективность регистрации 0.36%, измеренную с использованием калиброванного источника <sup>252</sup>Cf. Для экранирования от фонового рентгеновского излучения счетчики были помещены в свинцовый кожух толщиной 5 мм. Также счетчики были помещены между двух слоев пластикового

замедлителя толщиной 7 и 3 см соответственно. Использование замедлителя необходимо для термализации полученных нейтронов, что, приводит к возникновению временной задержки в 50-400 мкс между лазерным выстрелом и отсчетом детектора и обеспечивает затухание сигнала, связанного с реакцией счетчиков на электромагнитные наводки от лазерного импульса и тормозное рентгеновское излучение (рисунке 6.4Б)[113]. Сигнал детектора записывался цифровым осциллографом для последующей обработки – счета нейтронов.

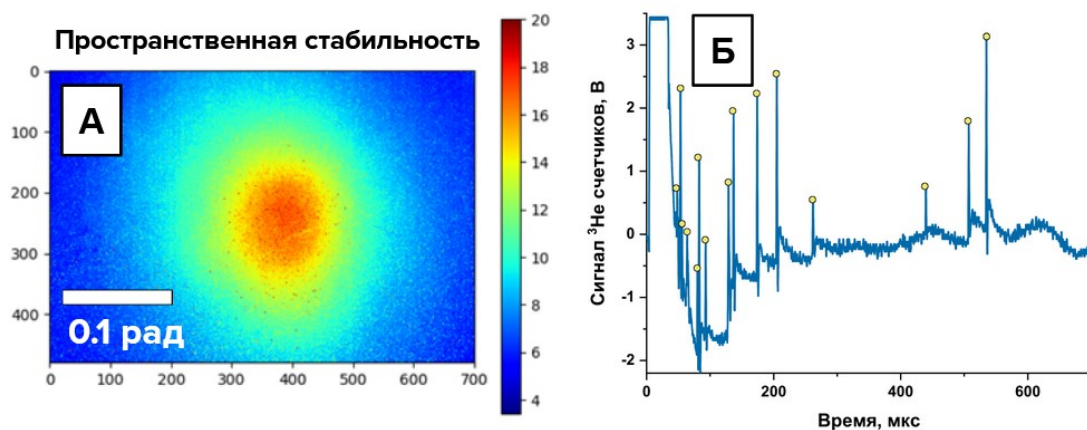


Рисунок 6.4 - А - Пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ, полученная суммированием по 500 последовательным выстрелам. Б - Характерный сигнал  $^3\text{He}$ -счетчиков при использовании вторичной мишени - Ве. Пички на графиках (отмечены желтыми точками) соответствуют регистрации нейтрона. Переколебание в области нуля – электромагнитная наводка. Представлен лучший лазерный выстрел, в котором детектором было зарегистрировано 15 нейтронов

В описанном выше эксперименте взаимодействия 1 ТВт лазерного излучения с твердотельной пленочной мишенью был получен пучок ускоренных электронов с расходимостью  $< 0.1$  рад и температурой  $T \sim 1.5$  МэВ. Данный электронный пучок также хорошо (по сравнению с другими экспериментами, в которых используются твердотельные мишени) стабилен в пространстве, что видно из рисунке 6.4А, полученного последовательным сложением 500 выстрелов. Такие характеристики позволяют эффективно его использовать в экспериментах со вторичными мишенями: при установке вторичной мишени на расстоянии 10 см от плазмы необходимо иметь поперечные размеры мишени  $\sim$ несколько см. Поэтому основное влияние на количество генерируемых нейтронов оказывает толщина вторичной мишени (выделена в тексте в таблице 1).

В проведенных экспериментах по генерации нейтронов в реакциях фоторасщепления экспериментально было зарегистрировано до 15 нейтронов/выстрел



(получено в реакции  $\text{Be}(\gamma, n)$ , см. рисунок 6.4Б), характеристики полученного источника нейтронов для всего набора вторичных мишеней представлены в таблице 1. Число фоновых нейтронов составляло  $<0.001$  нейтрона/выстрел, что подтверждает фотоядерную природу измеренных нами потоков нейтронов. Максимальный поток нейтронов составил  $\sim 10^5$  нейтронов/с\*срад. При этом для трех вторичных мишеней (U, Pb, W) оценить среднее число нейтронов было невозможно в силу сильной зависимости данной величины от выборки, что объясняется значительным влиянием экспериментальных параметров на генерацию электронов с высокими энергиями ( $E > 5$  МэВ). Для оценки было взято максимально зарегистрированное число 1 нейтрона/выстрел для данных мишеней. Данное число нейтронов недостаточно для использования подобного источника в приложениях (необходимы потоки хотя бы на порядок выше). Однако генерация в среднем  $\sim 10$  нейтронов/выстрел в случае использования бериллиевой вторичной мишени соответствует  $\sim 10^6$  нейтронов/Дж\*с\*срад или  $\sim 10^6$  нейтронов/Дж, что является очень высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны для реакций  $(\gamma, n)$  [96]. Полный заряд электронного пучка, измеренный цилиндром Фарадея, составляет  $\sim 0.14 \pm 0.02$  нКл. Заряды пучка с отсечками по энергии, полученные путем добавления W фильтров различной толщины перед детектором, составляли:  $100 \pm 10$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $50 \pm 12$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $25 \pm 7$  пКл ( $E > 3$  МэВ),  $13 \pm 3$  пКл ( $E > 4$  МэВ).

Число нейтронов, сгенерированное электронным пучком, непосредственно связано с его параметрами. Как мы уже упоминали, реакции фоторасщепления способны возбуждаться только электронами с надпороговыми энергиями. Видно, что на число нейтронов влияет как полный заряд, так и температура пучка электронов -  $N_n(Q, T)$ , поэтому для оценки обоих параметров необходимо использование нескольких материалов вторичной мишени.

Для пересчета полученного значения зарегистрированных нейтронов в заряд исходного электронного пучка необходимо рассчитать коэффициент конверсии  $K(T) = N_n / N_e$ . Это можно сделать численным моделированием процесса взаимодействия пучка электронов с заданными параметрами ( $N_{e-T}$ ) со вторичной мишенью и мишенью-конвертером в программном пакете GEANT4. GEANT4 – это открытый программный комплекс для расчётов взаимодействия ускоренных частиц с веществом [114]. Принцип его работы заключается в использовании метода Монте-Карло на уровне треков частиц, с прямой симуляцией физических процессов. При этом предполагается, что частицы – материальные точки, вещество однородно, а физические процессы происходят мгновенно, с вероятностью, пропорциональной сечению реакции. В моделировании использовались

встроенные в GEANT4 библиотеки физических процессов, а именно, пакеты EM Opt4 (моделирование электромагнитных взаимодействий), QGSP\_BIC\_HP (упругие и неупругие взаимодействия нейтронов с ядрами) а также LENDGammaNuclear ( $\gamma$ -ядерные реакции на основе табулированных данных о сечениях [115]).

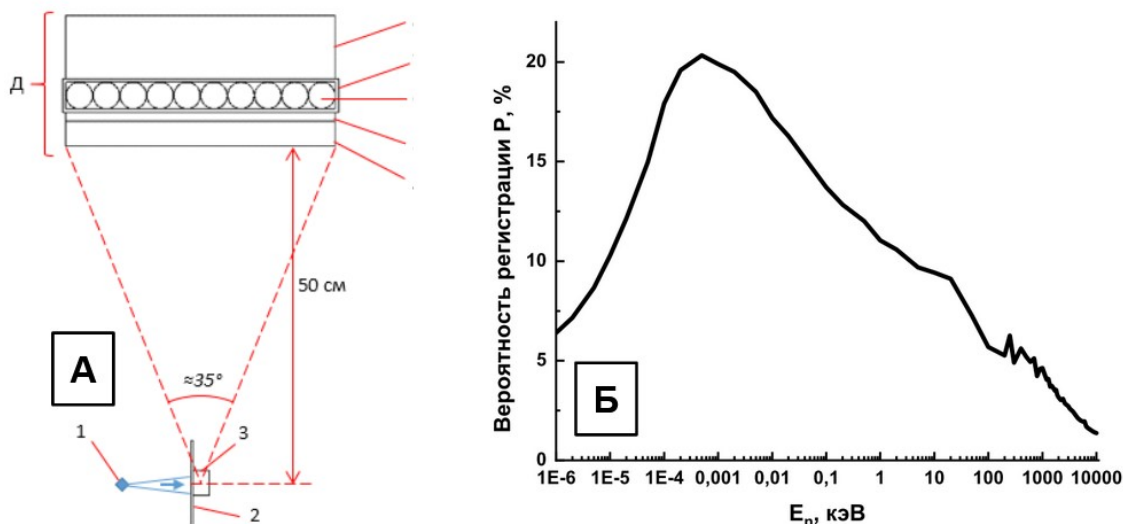


Рисунок 6.5 – А - Схема основных элементов экспериментальной установки. Показаны: источник ускоренных электронов (1), мишень-конвертер из W (2), вторичная мишень, в которой происходят реакции  $(\gamma, n)$  (3), алюминиевая плита (4), полиэтиленовые плиты (5 и 8), газоразрядные гелий-3 счётчики нейтронов СМ-18-1 (6), свинцовое экранирование (7). Агрегат из счётчиков, экранирования и замедлителей нейтронов будем называть, для краткости, детектором нейтронов (Д). Б - Зависимость вероятности регистрации детектором нейтрона от его кинетической энергии

Модель установки, соответствующая экспериментальной и выполненная в GEANT4, показана на рисунке 6.5А. Точечный источник электронов (1) с заданными параметрами (числом электронов  $N_e$ , экспоненциальным энергетическим распределение с температурой  $T$ ) взаимодействует с мишенью-конвертером (2) (при наличии) и вторичной мишенью (3) (ее геометрические размеры соответствовали экспериментальным). В расчетах предполагалось, что все электроны попадают на вторичную мишень, поэтому расходимость пучка не являлась параметром модели. В проведенных экспериментах данное условие также было выполнено. Сгенерированные в результате реакций фоторасщепления  $(\gamma, n)$  нейтроны регистрировались детектором нейтронов Д. Данный детектор состоял из 10 нейтронных счетчиков СМ-18-1 (6), находящихся в свинцовом кожухе толщиной 5 мм (7) и пластиковых замедлителей толщиной 7 и 3 см. Физические размеры дна детектора составляли  $32 \times 32$  см. Детектор находился на расстоянии 50 см от вторичной мишени и занимал телесный угол  $\sim 0.1\pi$ . В моделировании также учитывалась находящаяся между источником и детектором алюминиевая стенка вакуумной камеры толщиной 4 см (4).

Нейтроны, генерирующиеся в реакциях фоторасщепления, имеют энергии в диапазоне от нескольких эВ до нескольких МэВ, которые затем изменяются замедлителем. Поэтому для корректного определения коэффициента конверсии  $K$  необходимо было сначала определить эффективность используемого детектора к нейтронам с различными энергиями. Для этого вместо сборки из источника электронов и вторичной мишени, в GEANT4 моделировался источник нейтронов с различными энергиями и угловым распределением, равновероятным внутри телесного угла детектора, и нулевым вне него. При этом предполагалось, что в дальнейшем пространственной неоднородностью испускаемых нейтронов в пределах телесного угла детектора можно пренебречь. Физически, в гелиевом газоразрядном счетчике регистрация нейтронов основана на выделении протонов в результате реакции  ${}_0^1n + {}_2^3He \rightarrow {}_1^1p + {}_1^3H$ , и последующей инициации ими электронной лавины под действием высокой напряжённости электрического поля между электродом и корпусом счётчика. В рамках проведенного моделирования образование протона считалось эквивалентным одному отсчету детектора.

Полученная чувствительность детектора к нейтронам с различными энергиями представлена на рисунке 6.5Б. Видно, что вероятность регистрации значительно изменяется с энергией нейтронов, и для интересующего нас диапазона энергий нейтронов ( $>100$  кэВ) составляет  $<5\%$ . В эксперименте калибровка детектора производилась с использованием регистрации нейтронов от источника  ${}^{252}\text{Cf}$ , установленного на место вторичной мишени (соответствует геометрии моделирования) и составляла  $\sim 0.36\%$ . Для детектора нейтронов Д с учетом полученной в моделировании кривой чувствительности она составляет  $\sim 0.12\%$ , что является хорошим согласием и говорит о корректности моделирования  ${}^3\text{He}$  счетчиков в GEANT4. Отметим также, что это кривая чувствительности рассчитана не для отдельного  ${}^3\text{He}$  счетчика, а для полной сборки детектора Д. Далее для восстановления параметров электронного пучка полученные в моделировании коэффициенты конверсии  $K(T) = N_n / N_e$  умножались на 3, чтобы соответствовать экспериментально измеренному значению. Это было сделано в связи с невозможностью напрямую измерить чувствительность нашей сборки к нейтронам различных энергий.

Удостоверившись в корректности моделирования газоразрядного детектора в GEANT4, далее были рассчитаны коэффициенты конверсии  $K(T)$  для набора вторичных мишеней (Be, D, U, Pb, W). Коэффициенты  $K$ , вместе с пересчитанными с их использованием значениями заряда электронного пучка, представлены в таблице 1.

Приведены значения для области энергий  $E > 1$  МэВ для корректного сравнения с прямыми методиками измерения. Видно, что для четырех из пяти вторичных мишеней значение заряда хорошо (в пределах погрешности) сходится для температуры  $T = 1.5$  МэВ и составляет  $Q \sim 100$  пКл. Данное значение температуры соответствует измеренному магнитным спектрометром, а заряда – напрямую измеренному цилиндром Фарадея, что подтверждает возможность использования предложенной нами фотоядерной методики оценки параметров пучка электронов. При этом данные, полученные при пересчете числа нейтронов, полученных в реакции фоторасщепления дейтерия, на несколько порядков завышены. Это связано с некорректностью используемой в GEANT4 модели аппроксимации сечения реакции  $D(\gamma, n)$  вблизи порога, а также недостаточным массивом табулированных данных в этой области [113, 116]. В известной базе данных EXFOR сечение данной реакции начинается от энергий в десятки МэВ [110]. Поэтому данная реакция на текущий момент не может быть использована для оценки заряда предложенным методом. Стоит отметить, что работа по верификации и дополнительным измерениям сечений фотоядерных реакций сейчас активно ведется [117].

Отметим, что расчет коэффициентов конверсии  $K$  для набора температур  $T$  и заданной геометрии установки необходимо провести однократно, что делает предложенную методику достаточно простой в реализации. Данная методика также может быть использована для пучков электронов с энергетическим спектром, отличным от экспоненциального. В силу линейности используемого физического эффекта – фотоядерных реакций – для этого необходимо произвести расчет коэффициентов  $K$  для моноэнергетичных пучков электронов (с необходимой точностью  $\Delta E$ ), которыми затем можно аппроксимировать любую форму спектра. Несмотря на принципиальную возможность использования предложенной методики в формате one-shot, для корректного определения параметров электронного пучка необходим набор статистики. Следовательно, она наиболее актуальна для систем, работающих с высокой частотой следования ( $> 1$  Гц).

### 6.3 Заключение

Рассмотренный подход к созданию источника нейтронов и использованию его в качестве диагностики параметров электронного пучка может также быть применен на лазерных системах большей мощности. В работе [95] нами было показано, что при увеличении мощности лазерной системы с 1 до 10 и 40 ТВт (при той же частоте следования лазерных импульсов) можно получить ускоренные пучки электронов с энергиями до 25 и 40 МэВ соответственно и зарядом в единицы нКл для  $E > 1$  МэВ.

Температура спектра таких пучков также будет выше,  $T > 3$  МэВ. Большинство порогов, а также максимумов реакций ( $\gamma, n$ ) лежит в области 10-20 МэВ, поэтому для создания нейтронных источников будет возможно использование более широкого набора мишеней. В частности, использование металлов (например, рассмотренных в работе U, Pb, W) будет наиболее эффективно в силу высоких значений сечения реакции (до 1 барн). Предварительные расчеты с использованием полученных коэффициентов  $K(T)$  указывают на создание источника с потоком нейтронов  $\sim 10^6$  нейтронов/с\*срад, что будет на уровне максимальных потоков нейтронов, описанных в других работах [105, 118]. Данное значение потока нейтронов должно обеспечить возможность использования полученного источника для задач нейтронной радиографии [102]. Дальнейшая работа по оптимизации параметров электронного пучка, несомненно, позволит еще больше увеличить эффективность конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны.

Предложенная в настоящей работе методика измерения заряда и температуры спектра (средней энергии)  $T$  электронного пучка, генерирующегося на лазерно-плазменном ускорителе, с использованием регистрации нейтронов, генерирующихся в фотоядерных реакциях, также легко может быть перенесена на лазерные системы большей мощности. Основными преимуществами предложенной фотоядерной методики являются: помехоустойчивость; наличие четко определенного порога измерения, связанного с порогом реакции; возможность измерения заряда сильно расходящегося пучка, а также возможность использования совместно с источником нейтронов.

## **7 Исследование генерации вторичного излучения из облучаемой лазером кластерной/пылевой среды (ФИАН, Договор № К98-10 от 03.11.2021)**

### **7.1 Введение**

Среди всего многообразия структурированных мишеней и лазерно-плазменных источников, которые применяются в задачах оптимизации характеристик лазерно-нагретых и ускоренных частиц, нейтронного излучения, кластерные мишени являются широкодоступными и разнообразными [119-134]. В отличие от традиционных твердотельных мишеней, кластерные струи, формируемые с помощью сверхзвуковых газовых сопел, легко возобновляется, могут функционировать без образования вредных примесей, а также быть использованы в режиме работы лазера с высокой частотой повторения. Известно, что выход ультрафиолетового, рентгеновского [119, 122], гамма [124, 125] и ТГц-го излучения [123] может быть поднят в результате кластеризации газовой среды. До недавнего времени широко применялись наноразмерные кластеры, в связи с тем, что методика их производства хорошо отработана. Такие мишени с одной стороны прозрачны для лазерного излучения, а с другой стороны характеризуются практически полным поглощением лазерного излучения. Управляя параметрами мишени и лазерного импульса, можно создать эффективный источник лазерно-нагретых электронов, быстрых ионов, нейтронов и вторичного излучения. Переход к крупным кластерам (субмикронного и микронного размера, которые в настоящее время уже довольно широко распространены, см., например, [128, 129]), будет способствовать повышению эффективности генерации заряженных части и широкополосного вторичного излучения. Действительно, с одной стороны использование таких кластеров позволяет снизить возможный негативный эффект низкого контраста излучения, так как наноразмерные кластеры быстро расширяются до прихода основного импульса (см., например, [130]), с другой стороны применение крупных кластеров должно приводить к ожидаемо большему выходу излучения из-за сильных кулоновских полей, которые в комбинации с лазерной волной приводят к эффективному стохастическому нагреву кластерной среды [131, 132]. Экспериментальные результаты также (см., например, работы [123]) продемонстрировали, что переход к кластерам большего размера, содержащим больше, чем  $10^6$  частиц, привело к повышенному выходу рентгеновского излучения.

Стоит упомянуть о возможных особенностях и преимуществах генерации пучков высокоэнергетичных заряженных частиц сверхкоротким (с длительностью порядка 10-15 фс) мощным лазерным импульсом. Можно ожидать, что высоко-градиентное временное возрастание мощности импульса и, следовательно, интенсивности лазерного излучения на

поверхности мишени будет приводить к более эффективному нагреву электронов и ускорению ионов, чем в случае традиционно более плавного нарастания лазерного поля (на пс временном масштабе) на фронте импульса. В частности, ожидаемо повышение роли квазистатических полей (как электрических, так и магнитных) на динамику электронов, и как следствие, на их излучение, см., например, недавние работы [132-133].

В данном разделе рассматриваются большие кластеры (с размером свыше  $\lambda_L/20$ ), когда кулоновский потенциал достаточен для заметного отклонения вырванных из кластеров электронов, совершающих сложные движения при пролете вблизи кластера. Синхротронное излучение таких электронов было проанализировано с помощью программного модуля [134], который позволяет на основе анализа траекторий случайно отобранных частиц определять спектрально-угловое распределение и суммарную энергию излучения частиц.

## 7.2 PIC моделирование генерации лазерно-нагретых электронов

Моделирование взаимодействия ультракороткого сверхмощного лазерного импульса длительностью 15 фс с кластерными мишенями (см. схему на рисунке 7.1) проводилось с помощью PIC кода («частица-в-ячейке»), VSIM («Vorpal») [135]. В расчетах рассматривается достаточно широкий лазерный пучок. Предполагается, что диаметр фокального пятна  $D_L$  значительно превосходит размер расчетной области в поперечном направлении. Линейно-поляризованный лазерный импульс с гауссовой огибающей по времени  $I_L \propto \exp\left(-2(t - \tau_{off})^2 / \tau_1^2\right)$  задается на границе области в плоско-волновом приближении, где  $\tau_1 = \tau_L / \sqrt{2 \ln 2}$ ,  $\tau_L = 15$  фс – длительность излучения (по полувысоте),  $\tau_{off} = 45$  фс – время входа в расчетную область максимума лазерного импульса относительно начального момента времени. Интенсивность лазерного излучения изменялась в диапазоне значений  $I_L \approx 2 \times 10^{18} - 1.4 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, а значение безразмерной амплитуды лазерной волны в интервале  $a_0 = 1.2 - 10$ , где  $a_0 = \frac{eE_L}{mc\omega} = 0,85 \times 10^{-9} \sqrt{\lambda_L^2 [\text{мкм}] I_L}$ ,  $I_L$  – интенсивность лазерного импульса – в Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda_L [\text{мкм}] = 1$  – длина волны в мкм,  $E_L$  – амплитуда лазерной волны,  $\omega$  – ее частота,  $e$ ,  $m$  – заряд электрона, масса,  $c$  – скорость света. Рассматриваемая область представляет собой прямоугольный параллелепипед (см. рисунок 7.1). Размеры области варьировались в зависимости от диаметра кластеров, так, например, для кластеров с диаметром  $d/\lambda_L = 0.2$  и средней плотности электронов среды  $n_{e,av} = 0.12 n_c$  выбиралась область с размерами  $13\lambda_L \times 4.5\lambda_L \times 4.5\lambda_L$ , где  $n_c$  – критическая плотность. Расчеты проводились с разрешением  $\lambda_L/200$ ,  $\lambda_L/100$ ,  $\lambda_L/100$  в направлениях  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , где  $x$  – направление

распространения лазерного импульса, бралось 8 макрочастиц каждого сорта в одной ячейке. Для того, чтобы правильно пересчитать характеристики заряженных частиц в расчетной области на весь фокальный объем (объем области взаимодействия), а также учесть особенности стохастического движения электронов между кластерами в объеме, превышающем объем расчетной области, в наших расчетах для электромагнитных полей и частиц применялись периодические граничные условия в поперечном направлении. Для ЭМ полей задаются условия впуска-выпуска на левой границе расчетной области, а также поглощающие условия на правой границе. Для частиц в продольном направлении задаются поглощающие граничные условия. Коэффициент поглощения лазерного импульса внутри расчетной области ( $A$ ) для всех расчетов меньше 0.1. Это означает, что размеры расчетной области в продольном направлении также значительно меньше длины, на которой лазерный импульс поглотится в кластерной среде. Оценить длину истощения лазерного импульса, нужную для правильного пересчета характеристик заряженных частиц на фокальный объем  $V \approx D_L^2 L_{dep}$ , можно по формуле

$$L_{dep} = \frac{-X}{\ln(1 - A)}, \quad (7.1)$$

где  $X$  - продольный размер расчетной области и  $A$  – коэффициент поглощения в расчетной области [130]. Предлагаемая здесь модель (рассмотрение небольшой области по сравнению с фокальным объемом) позволяет моделировать ускорение электронов и генерацию излучения для широкого диапазона энергий лазера. Так для лазерного импульса с энергией 2 Дж и длительностью 15 фс, фокальный диаметр составляет  $D_L \approx 90$  мкм при значении амплитуды лазерного импульса  $a_0 \approx 1.2$  ( $I_L \approx 2 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), в то время как для  $a_0 \approx 7$  ( $I_L \approx 7 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>) соответственно  $D_L \approx 15$  мкм (троекратно превосходит поперечный размер расчетной области).



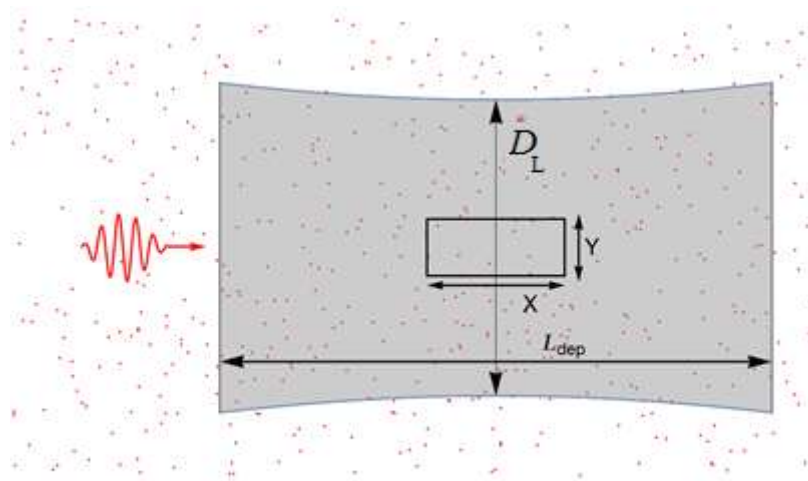


Рисунок 7.1 – Иллюстрация постановки численного моделирования взаимодействия лазерного импульса с пылевой микро-кластерной средой, где кластеры показаны красными точками) средой. Кроме схемы взаимодействия изображена проекция расчетной области на плоскость  $(X, Y)$ ,  $D_L$  – размер фокального пятна,  $L_{dep}$  – длина истощения лазерного импульса

В качестве мишени рассматриваются сферические микрокластеры с резкой границей. Электронная плотность кластеров составляет  $200n_c$ , где  $n_c$  – критическая плотность плазмы. Среда представляет собой случайно распределенный набор таких сферических мишеней с заданной средней плотностью. Полностью ионизованные сферические мишени состоят из атомов с кратностью ионизации  $Z=+30$  (золото).

### 7.3 Результаты моделирования

При воздействии на мишень, ультракороткий лазерный импульс вырывает электроны с поверхности кластеров в межкластерную среду, в которой электроны ускоряются в комбинированном поле, представляющем собой суперпозицию лазерного и кулоновского полей заряженных кластеров. Заряд вырванных из кластера электронов, оценивается из условия баланса сил, действующих на заряженные частицы, что эквивалентно условию:  $E_L \approx E_C$ , где  $E_C$  – напряженность кулоновского поля на границе кластера, а  $E_L$  – напряженность лазерного поля. В этом случае доля вырванных из кластера и впоследствии ускоренных (быстрых) электронов может быть оценена по формуле [132]:

$$N_f/N_e \approx a_0 n_c \lambda_L / (dn_e). \quad (7.2)$$

Последняя формула является очень грубой оценкой для “холодного кластера”, так как она не учитывает влияния давления горячей лазерно-нагретых компоненты

электронов, генерируемых при воздействии лазерного импульса, наряду с быстрыми (супер-пандеромоторными) электронами. Ожидаемый большой заряд возникающих супер-пандеромоторных электронов может быть утилизирован для нагрева кластерной среды, и, как следствие, для генерации вторичного излучения.

Доля электронов с характерной энергией выше пандеромоторной энергии, на момент выхода лазерного излучения из расчетной области для разных лазерно-плазменных параметров по порядку величины находится в разумном согласии с оценкой по формуле (7.2), см. рисунок 7.2. Расхождение расчетного числа быстрых электронов по сравнению с оценкой (7.2) при малых значениях диаметра (для маленьких кластеров ( $d/\lambda_L \approx 0.05$ )) скорее всего связано с тем, что в этом случае происходит сильное разрушение последних уже в течении действия сверхкороткого лазерного импульса.

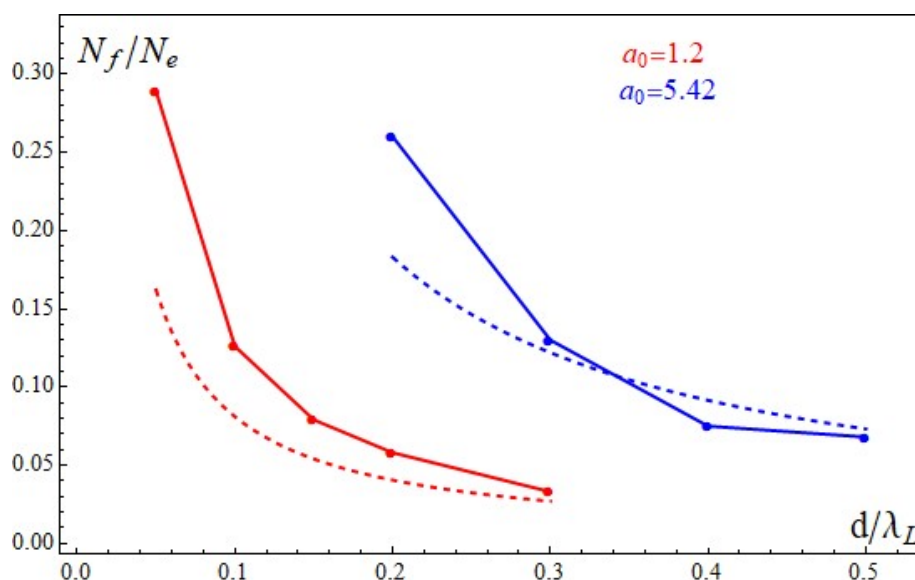


Рисунок 7.2 – Доля электронов ( $N_f/N_e$ ) с энергией выше  $T_f$  в расчетной области (сплошные линии), а также оценочное значение доли вырванных электронов по формуле (7.2) (пунктирные кривые) в зависимости от диаметра кластеров для  $a_0 \approx 7$  и  $a_0 = 1.2$ , т.е. для высокой и относительно низкой интенсивности лазера

Рассматриваемая достаточно плотная кластерная среда ( $n_{e,av} = 0.12 n_c$ ) характеризуется практически полным поглощением излучения на длине истощения лазерного импульса. Как было отмечено выше, на основе анализа данных расчета было показано, что коэффициент поглощения лазерного излучения в расчетной области составляет от 6% до 10% в зависимости от лазерно-плазменных параметров моделирования. Таким образом, полная длина поглощения составляет несколько сотен микрон. При этом, данная длина слабо зависит от интенсивности лазерного излучения, однако, увеличивается при увеличении диаметра кластера. Это неплохо согласуется с

известной формулой Деккера (см., например, [132]), которая описывает характерную длину истощения лазерного излучения из-за эффекта «snow plow»

$$L_{dep}^{teor} \approx c\tau_L a_0 n_c / (4\bar{n}_e), \quad (7.3)$$

Где средняя электронная плотность межкластерной среды  $\bar{n}_e \propto n_c a_0$ .

В работах [129-130] нами были сформулированы оптимальные условия, при котором возможен эффективный нагрев электронной компоненты сферических кластеров:

$$s - d \simeq \lambda_L, d - \lambda_L < \lambda_L, \quad (7.4)$$

где  $s$  – среднее расстояние между кластерами,  $d$  – их диаметр,  $\lambda_L$  – длина лазерного излучения. Диапазон изменения параметров для наших расчетов  $d, s$  выбирался в соответствии с условием (7.4).

Благодаря стохастическому нагреву (см, например, [129-130]), вырываемые из кластеров электроны ускоряются до энергий порядка или выше пондеромоторной энергии. При этом спектральные распределения электронов (см. рисунок 7.3) характеризуются платообразной областью, ширина которой возрастает пропорционально интенсивности. Хвост функции распределения по энергии описывается формулой  $\propto \exp\left(\frac{-\epsilon}{T_f}\right)$ , где средняя энергия («температура») быстрых электронов неплохо аппроксимируется формулой:

$$T_f \approx T_{pond} \approx m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} - 1 \right). \quad (7.5)$$

Как показывает анализ вырванные частицы совершают сложное движение по искривленным траекториям вблизи кластеров см. рисунок 7.4. На рисунке приведены траектории, а также цветом кривых обозначена мгновенная энергия этих частиц, в соответствии со шкалой, приведенной справа.

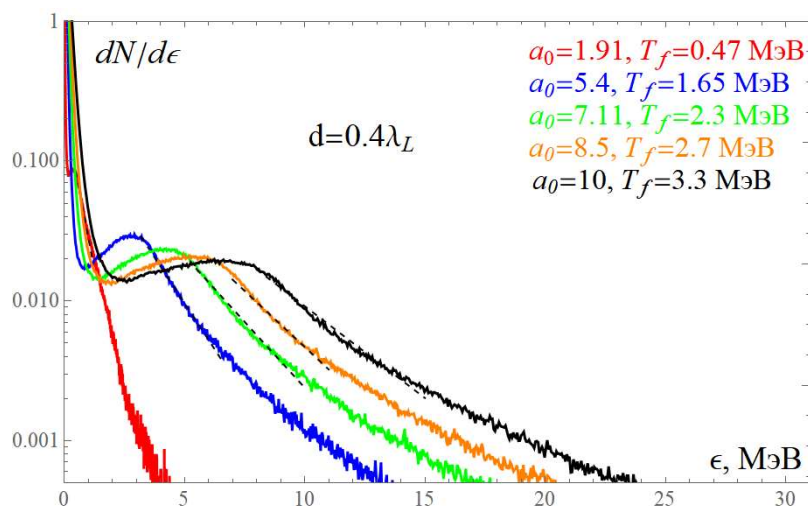


Рисунок 7.3 - Нормированные на полное число частиц в расчетной области энергетические спектры электронов на момент времени  $t \approx 60$  фс (момент выхода лазерного импульса из расчетной области) в зависимости от амплитуды лазерной волны для  $d = 0.4\lambda_L$ . Пунктирными линиями показаны аппроксимация высокоэнергетичной части спектров экспоненциальным приближением  $\exp(-\epsilon/T_f)$ . Соответствующие значения  $T_f$  обозначены на рисунке и отвечают скейлингу (7.5)

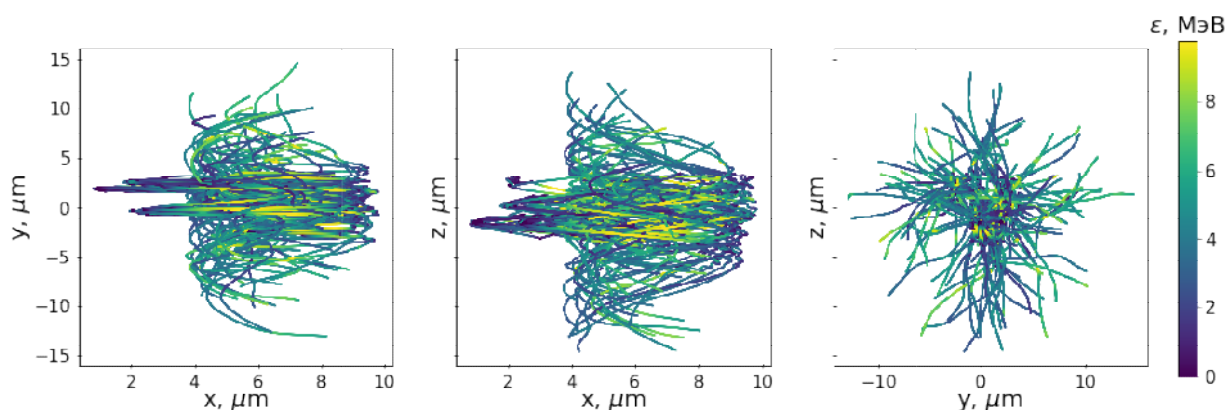


Рисунок 7.4 - Траектории нескольких выбранных блуждающих электронов в кластерной мишени в проекции на плоскости  $(X,Y)$ ,  $(X,Z)$  и  $(Y,Z)$ . Цветом показана энергия частиц

#### 7.4 Характеристики вторичного излучения

Оценка выхода и спектрального состава вторичного излучения проводилась путем анализа характеристик излучения ансамбля частиц. Частицы были выбраны случайным образом из тех, что не покидали расчетную область в течение всего времени расчета и имели энергию, превышающую  $\epsilon_0 > T_f/2 \approx 0.1$  МэВ (для  $a_0 = 1.2$  и  $\epsilon_0 > 0.8$  МэВ для  $a_0 = 5.4$ ) во всех чекпоинтах ( $t=80, 100, 120$  фс), начиная с момента времени  $t_1=60$  фс (полное время моделирования составляет  $\approx 2t_1$ ). Траектории частиц, удовлетворяющие данному критерию отбора показаны на рисунке 7.5.

На основе потенциалов Лиенара-Вихерта с использованием полученных из 3D-PIC моделирования траекторий электронов рассчитывались различные спектрально-угловые

характеристики вторичного излучения для каждой отдельной частицы. Так мощность излучения в единицу телесного угла рассчитывалась по формуле:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^3} \left| \frac{[n \times ((n - \beta) \times \dot{\beta})]}{(1 - \beta n)^3} \right|^2, \quad (7.6)$$

где  $r$  – радиус-вектор электрона,  $\beta = v/c$  – безразмерная скорость частицы,  $n = (\cos\vartheta, \cos\phi \sin\vartheta, \sin\phi \sin\vartheta)$  – единичный вектор, указывающий направление наблюдения, где  $\vartheta$  – полярный угол и  $\phi$  – азимутальный угол в сферической системе координат, причем  $\phi$  отсчитывается от положительного направления оси  $Z$  – направления поляризации лазерного импульса, а  $\vartheta$  отсчитывается от положительного направления оси  $X$ . В последующем эти характеристики (мощности, энергии излучения отдельных частиц) суммировались (с учетом некогерентности излучения), что оказывалось возможным из-за стохастичности динамики частиц в поле заряженных кластеров на пространственно-временных масштабах ожидаемого вторичного излучения.

На рисунке 7.5 показано угловое распределение излученной энергии вторичного излучения, которое рассчитывалось путем интегрирования по времени выражения (7.6):  $\int_{-\infty}^{\infty} [dP(n, t')/d\Omega] dt'$ , где  $t' = t - (R_0 - nr)/c$  – запаздывающий момент времени, а  $R_0$  – расстояние между излучающей частицей и точкой наблюдения. После чего, полученные для каждой частицы распределения излученной энергии суммировались друг с другом. На рисунке 7.5 радиус обозначает значение полярного угла  $\vartheta$ , а угол представляет собой азимутальный угол  $\phi$ . Анализ углового распределения излучения показывает, что при умеренной интенсивности лазерного импульса ( $a_0 \approx 1$ ) распределение излучения характеризуется низкой степенью направленности, с выделенным направлением вдоль поляризации лазерного импульса, ( $\phi \approx 0, 180^\circ$ ). Отношение излученных энергий вперед (в направлении распространения лазерного импульса от 0 до 90 градусов) и назад практически равно 1. Однако, для  $a_0 \gg 1$  вторичное излучение характеризуется высокой степенью направленности, так для  $a_0 \approx 7$  при  $d = 0.3$  назад (от 0 до 180 градусов) излучается в 3 раза больше энергии.

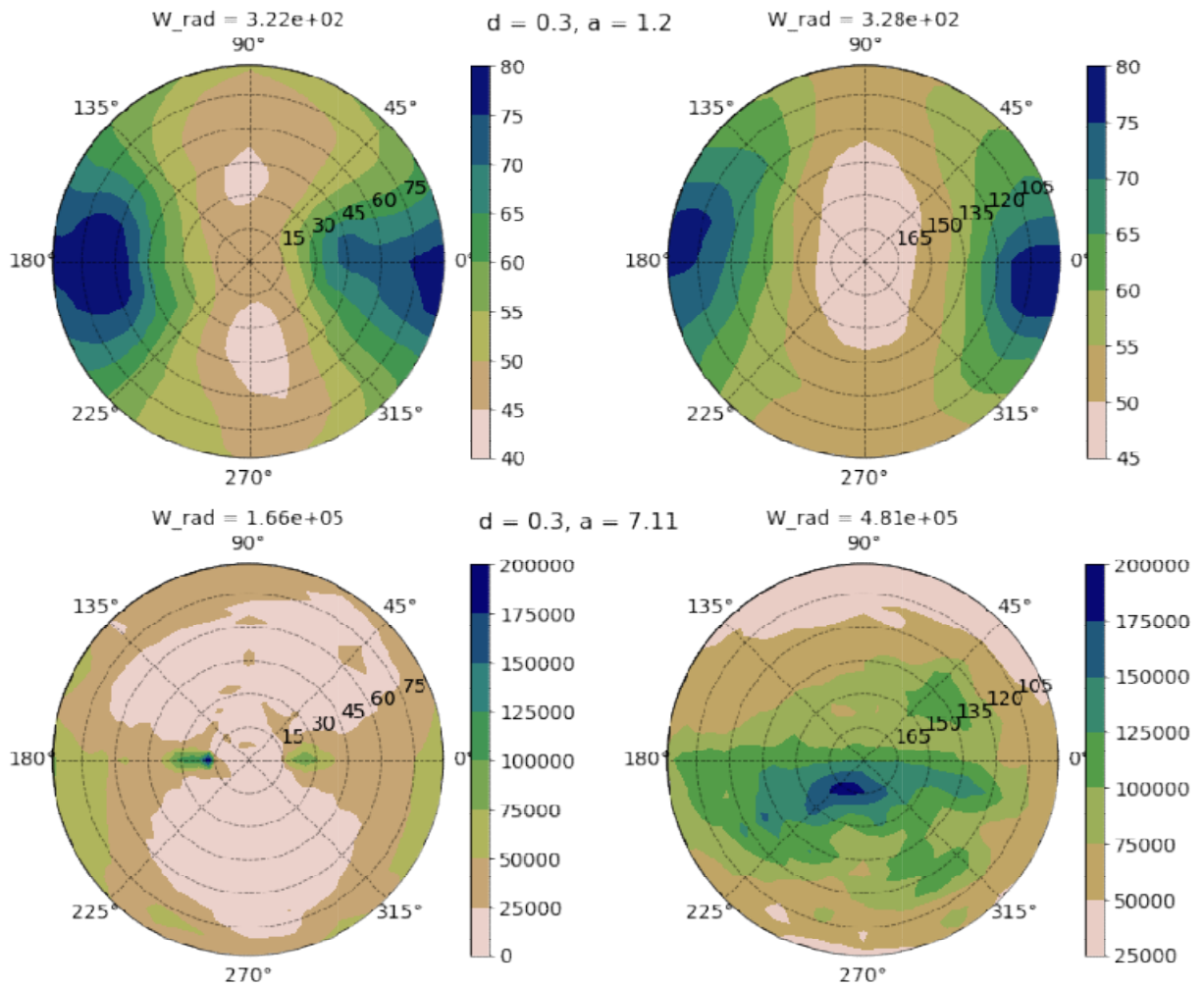


Рисунок 7.5 - Верхняя панель: угловое распределение излучаемой энергии в полярных координатах по углам ( $\vartheta, \varphi$ , в относительных единицах для ансамбля электронов, ускоренных при воздействии на кластерную среду умеренно-релятивистского лазерного импульса ( $a_0 \approx 1.2, d/\lambda_L = 0.3$ ) по направлению вперед и назад. Нижняя панель: соответствующие распределения для релятивистски-сильного лазерного импульса ( $a_0 \approx 7$ ) в полярной системе координат.  $W_{\text{rad}}$  – полная энергия в относительных единицах, излучаемая в во всем интервале углов, изображенных на соответствующем графике

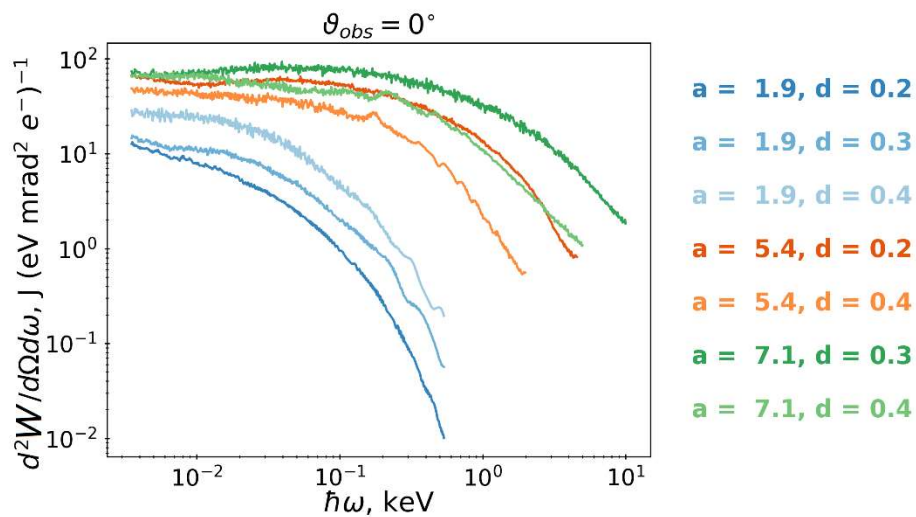
Для анализа спектрального состава генерируемого вторичного излучения производился расчет спектральной плотности мощности:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \sum_i \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[n \times [(n - \beta_i) \times \dot{\beta}_i]]}{(1 - \beta_i \cdot n)^2} e^{i\omega\{t - n \cdot r_i(t)/c\}} dt \right|^2, \quad (7.7)$$

которая также была получена путем алгебраического суммирования спектральных компонент, полученных для каждой отдельной  $i$ -ой частицы. На рисунках 7.6 и 7.7

показаны спектры, рассчитанные для разных значений лазерно-кластерных параметров и для различных углов  $\vartheta, \varphi$ . Из графиков видно, что частота  $\omega_{max}$ , при которой достигается максимум спектральной мощности излучения, и ширина этого распределения  $\Delta\omega$  возрастают пропорционально интенсивности лазерного импульса, достигая значение 1 кэВ при интенсивности лазера  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, что отвечает оценке для синхротронного излучения:  $\omega_{max}(\text{эВ}) \approx 40\gamma_{pond}^2$ , где  $\gamma_{pond}^2 \approx \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)$ . Соответствующие частоты для различных параметров приведены в таблице 7.2. Расчеты показали, что наиболее жесткое и широкое (по спектру) излучение генерируется блуждающими электронами для  $a_0 > 1$  при их движении навстречу лазерному импульсу. Кроме того, увеличение ширины спектра коррелирует с ростом ширины платообразной части распределения (что показано на рисунке 7.6) лазерно-нагретых электронов по энергии, что продемонстрировано на рисунке 7.3.

Проведенные расчеты демонстрируют плавную зависимость спектральной мощности излучения от диаметра кластеров (которые наряду с параметром  $s$  выбирались в диапазоне, отвечающем условию применимости (7.4). В частности, особенно слабая зависимость наблюдается в направлении назад при изменении  $d/\lambda$  от 0.2 до 0.4, что показано на рисунке 7.6.





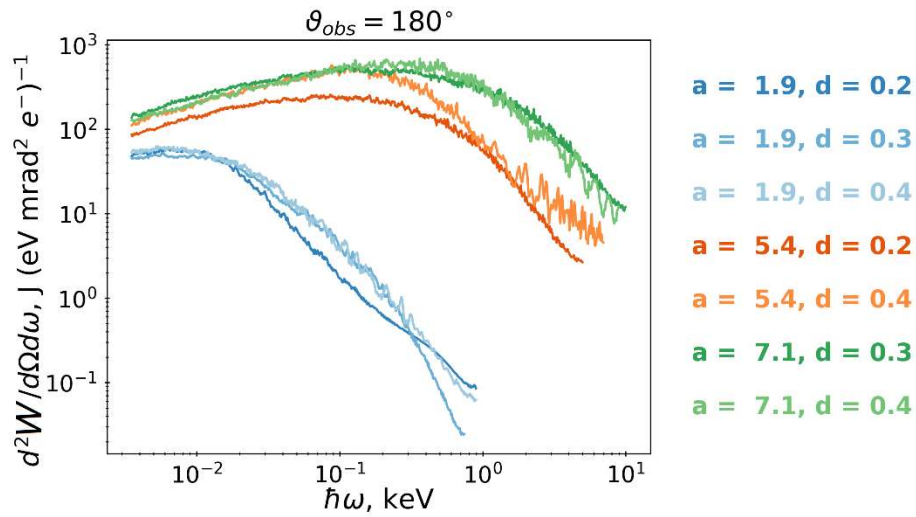
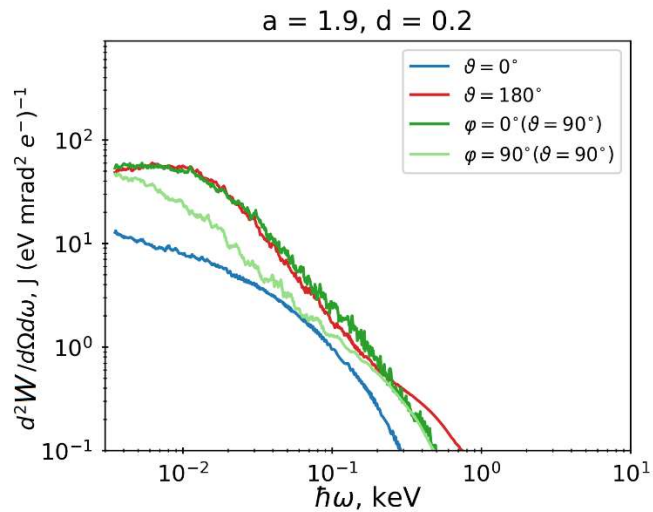


Рисунок 7.6 - Спектральная плотность мощности излучения приходящаяся на один электрон в направлении вперед (верхняя панель) и в направлении назад (нижняя панель) в зависимости от амплитуды лазерной волны ( $a_0 \approx 2 - 7$ ) и диаметра кластеров ( $d/\lambda = 0.2 - 0.4$ )

В свою очередь лазерный импульс оказывает существенное влияние на динамику частиц и как следствие на распределения вторичного излучения. На рисунке 7.7 показаны спектры, излучаемые в том числе и под 90 градусов к направлению распространения лазерного импульса. Расчеты показали, что для  $\vartheta = 90^\circ$  вдоль направления поляризации лазерного импульса ( $\varphi = 0^\circ$ ) вторичное излучение имеет большую спектральную амплитуду, чем в перпендикулярном направлении (т.е.  $\varphi = 90^\circ$ ).





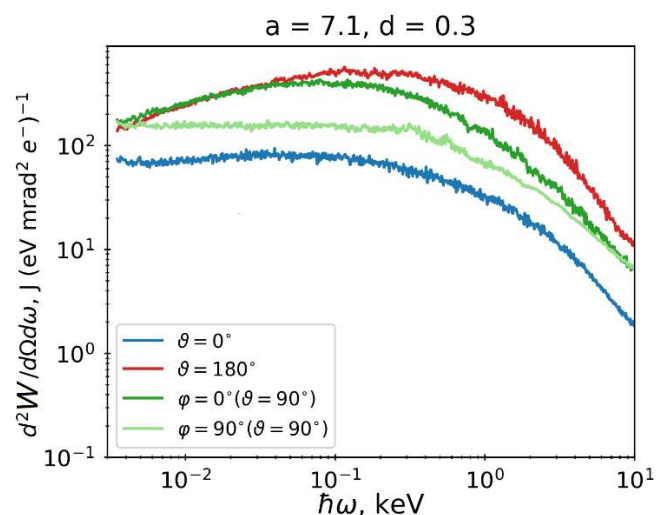


Рисунок 7.7 - Спектральная плотность мощности излучения приходящаяся на один электрон в зависимости от угла наблюдения для  $d/\lambda_L = 0.2$ ,  $a_0 = 1.9$  и  $d/\lambda_L = 0.3$ ,  $a_0 = 7.1$

Рассмотрим теперь зависимость средней энергии излучения, приходящейся на один электрон, от амплитуды лазерной волны. На рисунке 7.8 точками показаны результаты, полученные в результате численного моделирования для различных лазерно-кластерных параметров. Из расчетов видно, что результаты слабо зависят от диаметров кластеров, для выбранных их значений. В двойном логарифмическом масштабе методом наименьших квадратов была проведена оценка степени в степенной зависимости излученной энергии от  $a_0$ :

$$W'(\text{эВ}) \approx 0.2a_0^{3.76}. \quad (7.8)$$

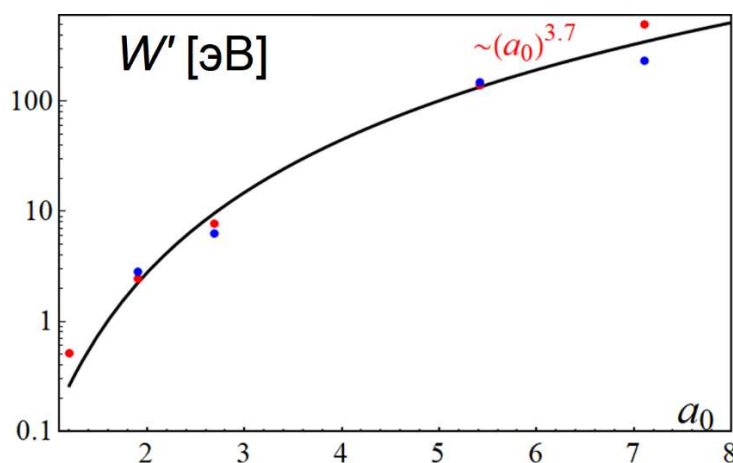


Рисунок 7.8 - Зависимость энергии излучения для отобранных частиц, приходящейся на один электрон, от амплитуды лазерного импульса (красные точки для  $d/\lambda_L = 0.3$ , точки синего цвета для  $d/\lambda_L = 0.4$ ) и предлагаемый скейлинг  $W'(\text{кэВ}) \propto a_0^{3.76}$  (сплошная черная кривая)

На рисунке 7.9 представлена полная (т.е. проинтегрированная по всем углам) мгновенная мощность, излучаемая ансамблем частиц, в пересчете на один электрон для различных значений амплитуды лазерного импульса и для нескольких значений диаметра кластеров. При  $a_0 > 1$  расчетные максимумы излучаемой мощности, деленные на  $a_0^4$ , оказываются близки друг к другу, что согласуется в выражением для нелинейного томсоновского рассеяния электрона плоской линейно-поляризованной волной  $P_{rad} \propto \alpha \hbar \omega^2 a_0^2 \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)$  [ГЗ.11], где  $\alpha = e^2 / \hbar c$ . Это связано с тем, что при  $a_0 \gg 1$  лазерное поле, а не кулоновское поле, определяет динамику электронов, и как следственно характеристики излучения. Длительность генерации некогерентного рентгеновского излучения определяется временем взаимодействия с лазерным импульсом, поэтому для рассматриваемых случаев с заданной длительностью лазерного излучения генерация происходила практически в течение одинакового периода времени. Поэтому излучаемая одним электроном энергия оказывается пропорциональной пиковой мощности вторичного излучения  $W' \sim P_{rad}$ , и как следствие пропорциональной  $a_0^4$ , что согласуется с оценкой  $a_0^{3.76}$ , полученной по численным расчетам.

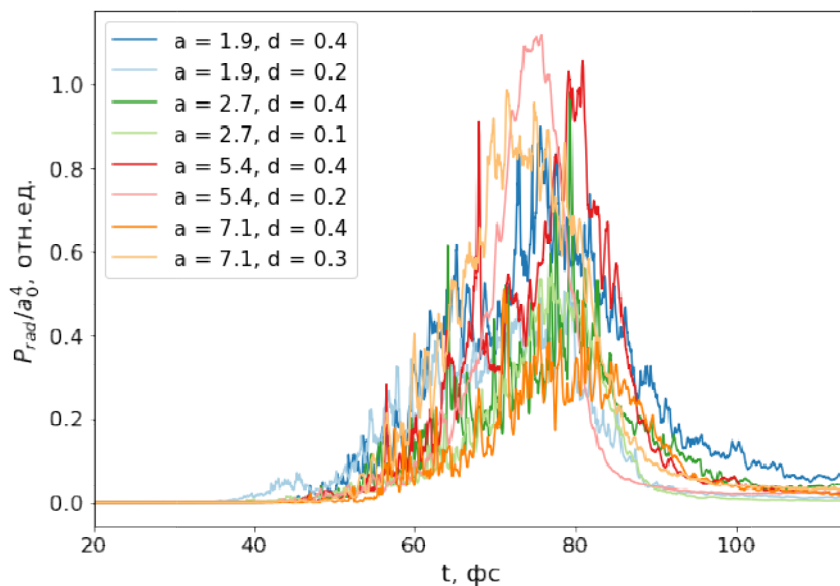


Рисунок 7.9 - Мгновенная излучаемая мощность ансамбля отобранных частиц (в пересчете на один электрон и в относительных единицах), нормированная на  $a_0^4$ , для различных значений амплитуды лазерной волны и пылевых сред с кластерами разных диаметров (указано на вставке), в расчетной области как функция времени

Длительность вспышки составляет  $\approx 3\tau_L \approx 45$  фс. С учетом того, что поглощение лазерного излучения в расчетной области составляет примерно 5-10%, то характерная длительность общей вспышки составляет  $\approx 30\tau_L \approx 0.5$  пс. Отметим, что такие рентгеновские импульсы длительностью не более 1 пс представляют интерес для

диагностики комплексных систем и плотного разогретого вещества (см., например, [127, 137]).

С помощью проведенного исследования можно оценить коэффициент конверсии лазерного излучения в синхротронное вторичное излучение по энергии ( $\eta$ ). Используя приведенную выше оценку для средней энергии излучения, приходящейся на один электрон, т.е. формулу (7.6), и учитывая выражение для числа быстрых излучающих электронов, см. формулу (7.1), можно оценить значение коэффициента конверсии поглощенной кластерной средней энергии лазера во вторичное излучения на уровне  $2 \times 10^{-6}$  при  $a_0 = 1.2$ . При этом на 1 Дж энергии лазера генерируется  $10^{11}$  фотонов с характерной частотой 10 эВ (см. таблицу 1). В то же время, коэффициент конверсии во вторичное излучение достаточно сильно зависит от амплитуды лазерной волны:  $\eta \propto a_0^{2.7} \propto I_L^{3/2}$ . Оценки показывают, что характерное значение коэффициента конверсии достигает  $\eta \approx 10^{-4}$  при  $a_0 = 5$  ( $I_L \approx 5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>), в то время как число фотонов с характерной частотой 100 эВ на 1 Дж энергии лазера оценивается в  $5 \times 10^{12}$ . Найденное значение согласуется по порядку величины с полученным в работе [133] значением для случая циркулярной поляризации лазерного импульса при той же интенсивности лазера.

Таблица 1 - Зависимость пондеромоторной энергии (температуры) быстрых электронов  $T_f$ (кэВ), а также частоты, отвечающей максимуму спектральной функции в направлении навстречу лазерному импульсу,  $\hbar\omega_{max}$ (эВ), ширины спектральной функции от интенсивности лазерного импульса для  $d/\lambda = 0.3$ ,  $n_{e,av} = 0.12 n_c$  (также приводятся соответствующие значение амплитуды лазерной волны,  $a_0$

$I_L$ (Вт.см <sup>-2</sup> )	$a_0$	$T_f$ (кэВ)	$\hbar\omega_{max}$ (эВ)	$\hbar\Delta\omega$ (эВ)
$2 \times 10^{18}$	1.2	160	8	60
$5 \times 10^{18}$	1.9	340	10	100
$1 \times 10^{19}$	2.7	600	70	200
$4 \times 10^{19}$	5.4	1500	100	700
$7 \times 10^{19}$	7.1	2100	500	1000

## 7.5 Заключение

Подводя итоги отметим, что в данном разделе с помощью 3D моделирования методом PIC исследован нагрев микро-кластерной (пылевой) среды из тяжелых атомов (например, нано-, микро -частиц золота), облучаемой сверхкоротким (~15 фс) линейно поляризованным релятивистски-интенсивным импульсом лазерного излучения (при плотности потока  $\geq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Получены характеристики лазерно-ускоренных электронов. На основе анализа траекторий случайно отобранных частиц определено

спектрально-угловое распределение некогерентного синхротронного излучения. Выявленная особенность энергетического распределения электронов с областью плато, связанная с наличием частиц, совершающих сложное движение в комбинированном лазерном и кулоновском поле, приводит в свою очередь к формированию широкого частотного спектра вторичного синхротронного излучения с критической частотой (а также частотой отсечки спектра), монотонно растущей пропорционально интенсивности лазера в диапазоне  $I_L=10^{18} -10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. При умеренной интенсивности лазерного импульса распределение излучения характеризуется низкой степенью направленности, с выделенным направлением вдоль поляризации лазерного импульса, при этом отношение излученных энергий вперед (в направлении распространения лазерного импульса) и назад практически равно 1. Для релятивистски сильного лазерного импульса вторичное излучение характеризуется высокой степенью направленности, и в направлении назад излучается в 3 раза больше энергии, чем вперед (вдоль распространения лазерного импульса).

Таким образом, лазерно-нагретая кластерная среда является источником широкополосного синхротронного излучения с перестраиваемой центральной частотой в диапазоне от терагерцового, вакуумного ультрафиолета до жесткого рентгеновского излучения. Отметим, что, хотя оцененное значение коэффициента конверсии энергии лазера в энергию синхротронного излучения невелико ( $\approx 10^{-6}-10^{-4}$ ), некогерентное синхротронное излучение имеет вид коротких импульсов с ожидаемой длительностью не более 1 пс, что может представлять практический интерес.

## 8 Исследование томсоновского излучения на основе рассеяния мощного лазерного импульса на пучке электронов на установке лазерного центра ФИАН-МГУ (ФИАН, Договор № K98-10 от 03.11.2021)

### 8.1 Вводные замечания

Полностью лазерные источники рентгеновского излучения представляют интерес для прикладных и фундаментальных задач, связанных, в частности, с рентгенологией [138, 139], исследованием биологических объектов [140], исследованием плазменных процессов с сверхбыстрым временным разрешением [141, 142]. Компактный размер установки определяют доступность для широкого круга пользователей. Выделяют два экспериментально реализованных способа генерации рентгеновского излучения с применением высокоинтенсивных сверхкоротких импульсов. В обоих случаях релятивистски-интенсивный лазерный импульс ускоряет в плазме докритической плотности электронный пучок при механизмах кильватерного ускорения (WakeField Acceleration) [143] или прямого лазерного ускорения (Direct Laser Acceleration) [144]. Первый подход основан на эффекте томсоновского рассеяния света (или обратного комптоновского рассеяния) [145]. В этом случае лазерно-ускоренный пучок электронов с энергией в единицы МэВ и выше испытывает близкое к лобовому столкновение с лазерным импульсом.

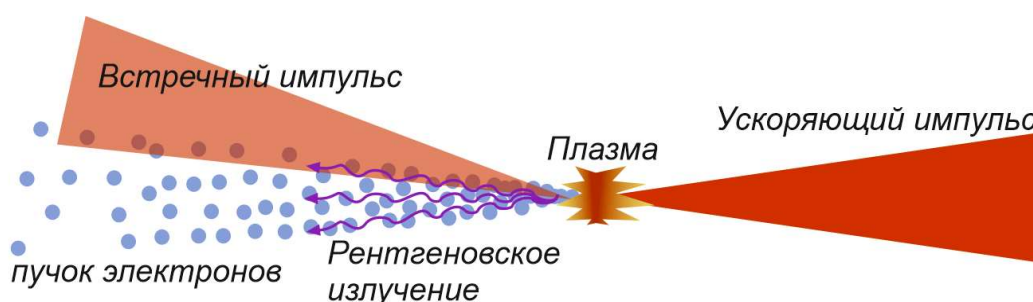


Рисунок 8.1 - Принципиальная схема томсоновского рассеяния лазерно-ускоренного электронного пучка на встречном лазерном импульсе

Принципиальная схема показана на рисунке 8.1. Преобразование частоты при переходе в лабораторную систему отсчета составляет  $4\gamma^2$ . И уже при энергии электронов в 10 МэВ могут быть получены рентгеновские фотоны выше 1 кэВ, достаточные для практического осуществления ряда задач. Второй подход не требует наличия встречного пучка лазерного излучения. Ускоряемые в плазменном канале электроны испускают высокоэнергетичные кванты при бетатронных осцилляциях [146]. Энергия фотонов определяется плотностью частиц в канале и энергией электронного пучка. Но для

достижения энергий квантов в 1 кэВ энергия электронов в пучке должна составлять сотни МэВ.

Ранее в группе ФИАН-МГУ была показана экспериментально продемонстрирована и численно обоснована схема генерации электронного пучка малой расходимости с применением лазерного излучения мощностью всего 1 ТВт [Г4.10]. В предложенной схеме фемтосекундный лазерный импульс с пиковой интенсивностью около  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> воздействует на суб-критический плазменный слой, сформированный мощным наносекундным предимпульсом на поверхности тонкоплёночной мишени (ПЭТ плёнка толщиной 15 мкм). На основе численного моделирования был установлен профиль электронной концентрации плазмы, а последующее PIC моделирование показало, что при прохождении фемтосекундного импульса через плазму электроны набирают энергию вследствие распада волн параметрической неустойчивости и последующего ускорения в плазменном канале, образованного при самофокусировке импульса в плазме. На последнем этапе ускорения механизм может быть соотнесён с бетатронным ускорением или кильватерным ускорением. Экспериментально зарегистрирован электронный пучок с расходимостью менее 0.1 рад и зарядом около 50 пКл в диапазоне более 1.5 МэВ (измерено с помощью фотоядерной методики). При этом лентопротяжный механизм обеспечивают стабильную работу источника на частоте 10 Гц.

Расчёты томсоновского рассеяния лазерного излучения с энергией 20 мДж с перетяжкой диаметром 5 мкм на электронном пучке с заданными параметрами (несколько десятков пКл, расходимость менее 100 мрад) может быть получено около  $10^6$  квантов с энергией около 1 кэВ.

## 8.2 Исследование томсоновского рассеяния

Анализ потенциальной схемы исследования томсоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке, полученном на основе плёночной мишени, выявил несколько недостатков подхода, усложняющих детектирование квантов. Во-первых, схема требует прецизионного сведения двух встречных лазерных импульсов по времени и пространству. Для этого возможно применять теневое фотографирование в поперечном направлении, но плёночная мишень ограничивает область видимости вблизи поверхности. Во-вторых, воздействие наносекундного предимпульса, формирующего область суб-критической плазмы, сопровождается испусканием рентгеновского излучения с энергиями в несколько сотен эВ (интенсивность предимпульса достигает  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), которое будет приводить к сильной шумовой засветке рентгеновского детектора.

С учётом этого в текущих условиях выгоднее перейти к мишеням другого типа на основе газовой струи. Суть механизма генерации электронного пучка на плёночной мишени основана на формировании тонкого слоя плазмы с концентрацией около 0.1-0.2 критических величин и последующей протяженной плазмы с более низкой концентрацией для развития плазменного канала. В лаборатории ФИАН-МГУ было показано, что аналогичный плазменный профиль может быть получен при модуляции плотности фонового газа при непрерывном дозвуковом истечении азота/аргона из сопла диаметром в 200-400 мкм с давлением порядка нескольких атмосфер.

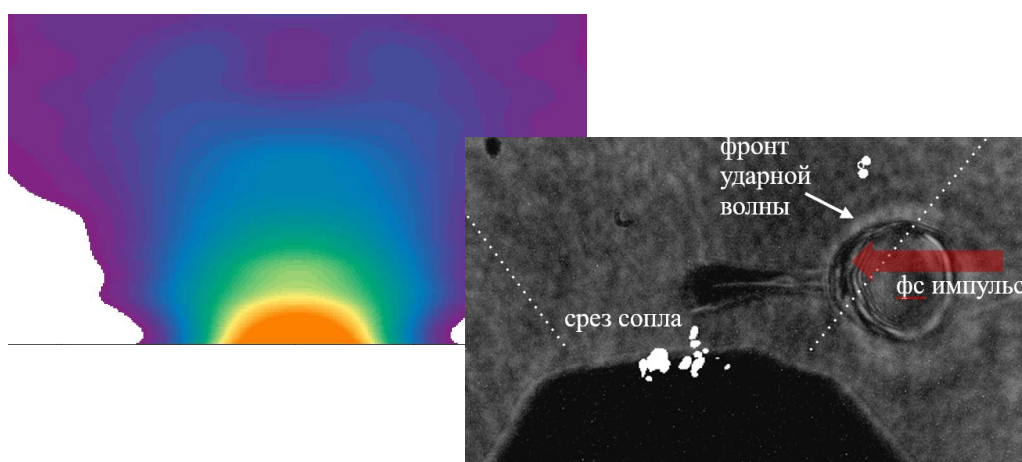


Рисунок 8.2 - Профиль электронной концентрации аргона, непрерывно вылетающего из сопла диаметром 400 мкм (а). Тенеграмма ударной волны и области ионизации газа от фемтосекундного импульса (б)

На рисунке 8.2а показан профиль концентрации газа. Для создания скачка плотности внутри потока газа нами был использован подход, основанный на формировании ударной волны. Для этого импульс наносекундной длительности фокусировался линзой 15 см так, чтобы перетяжка находилась вблизи оси сопла на высоте около 200 мкм над срезом. Пробой газа уже на фронте наносекундного импульса формирует ударную волну, которая имеет цилиндрически симметричный разлёт. Фронт ударной волны создаёт область разрежения с диаметром порядка 100 мкм в момент, когда через область пробоя проходит пик греющего импульса. Согласно нашим оценкам, скачок плотности превышает фоновую концентрацию примерно в 5 раз. Ширина скачка около 10-15 мкм. В такой схеме фемтосекундный импульс распространяется поперек направлению наносекундного импульса. Тем самым импульс проходит сквозь фронт ударной волны. Нами было установлено, что расположение ударной волны оптимально на расстоянии примерно 300 мкм от оси сопла (см. рисунок 8.2б). В этом случае фемтосекундный импульс сначала оказывает в области пониженной концентрации, что подавляет



преждевременную ионизационную дефокусировку, затем проходит через скачок плотности, где после полевой ионизации плотность электронов достигает около 0.15 критических величин. На основе численного моделирования методом PIC кода было установлено, что в более плотной области за счёт ионизационной инжекции и распада волн параметрической неустойчивости образуются предускоренные электроны. Далее импульс попадает в область протяженной разреженной плазмы, формируется плазменный канал за счёт самофокусировки.

Ускорение электронов идёт в режиме гибридного SMLWFA-DLA механизма, аналогичного плёночной мишени в присутствии плазменных волн (рисунок 6.3). Но в отличие от плёночной мишени кильватерное ускорение преобладает в случае газовой мишени. Оценки на заряд пучка и расходимость показывают идентичные плёночной мишени значения.

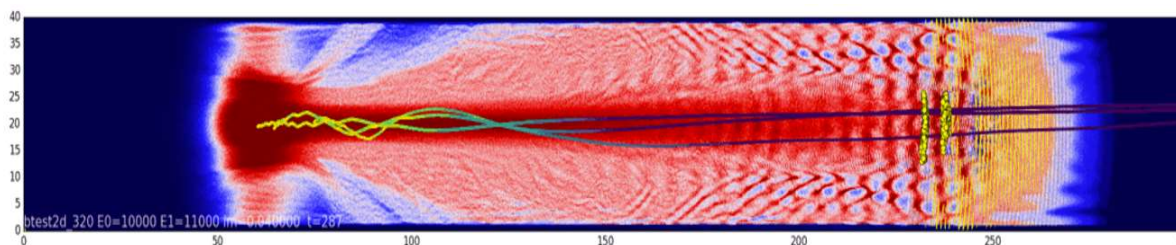


Рисунок 8.3 - Модуляция плотности концентрации электронов в моделируемой области. Линии обозначают траектории движения электронов. Желтые точки - электроны с энергией выше 2 МэВ

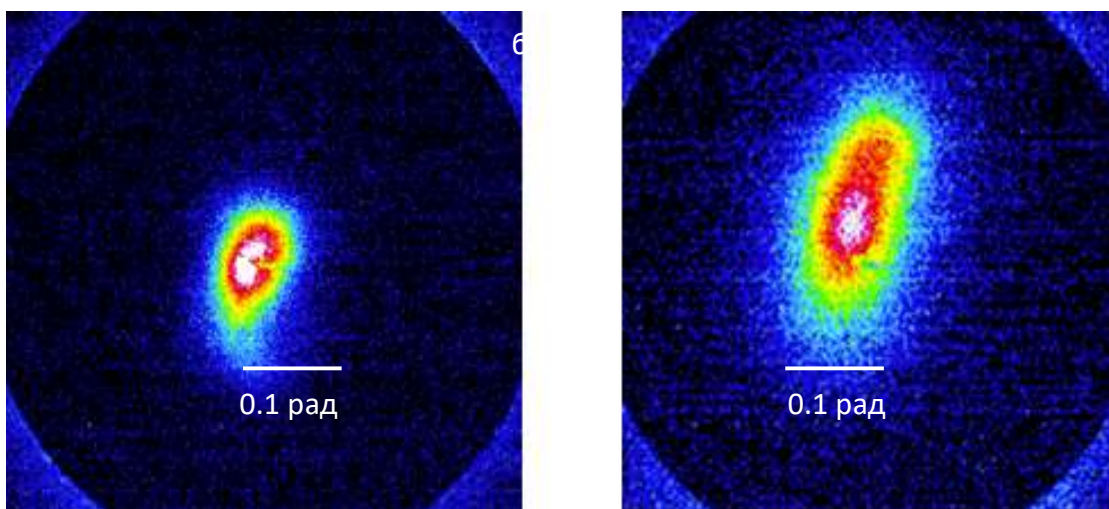


Рисунок 8.4 - Электронный пучок на экране LANEX в одном выстрела (а) и при усреднении (б)

На рисунке 8.4 представлен экспериментальный пучок электронов на сцинтилляционном экране LANEX в одном выстреле и усредненная картина в серии из



нескольких сотен выстрелов. Заряд пучка составляет несколько десятков пКл в диапазоне больше 1.5 МэВ.

Для исследования томсоновского рассеяния была собрана схема по взаимодействию лазерно-ускоренного электронного пучка и лазерного импульса. Схема показана на рисунке 8.5. В данной схеме фемтосекундный импульс делился на три в соотношении 80/15/5 с помощью системы делителей. 80% излучения использовались для формирования электронного пучка. Важно отметить, что это снижает пиковую интенсивность (вакуумная интенсивность составляет  $3-4 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) и приводит к небольшому уменьшению заряда и энергии электронного пучка. Встречный фемтосекундный импульс с 15% энергии (8 мДж) фокусировался линзой с фокусным расстоянием 25 см под углом около 15 градусов к оси распространения ускоряющего фемтосекундного импульса в область предполагаемой генерации электронного пучка.

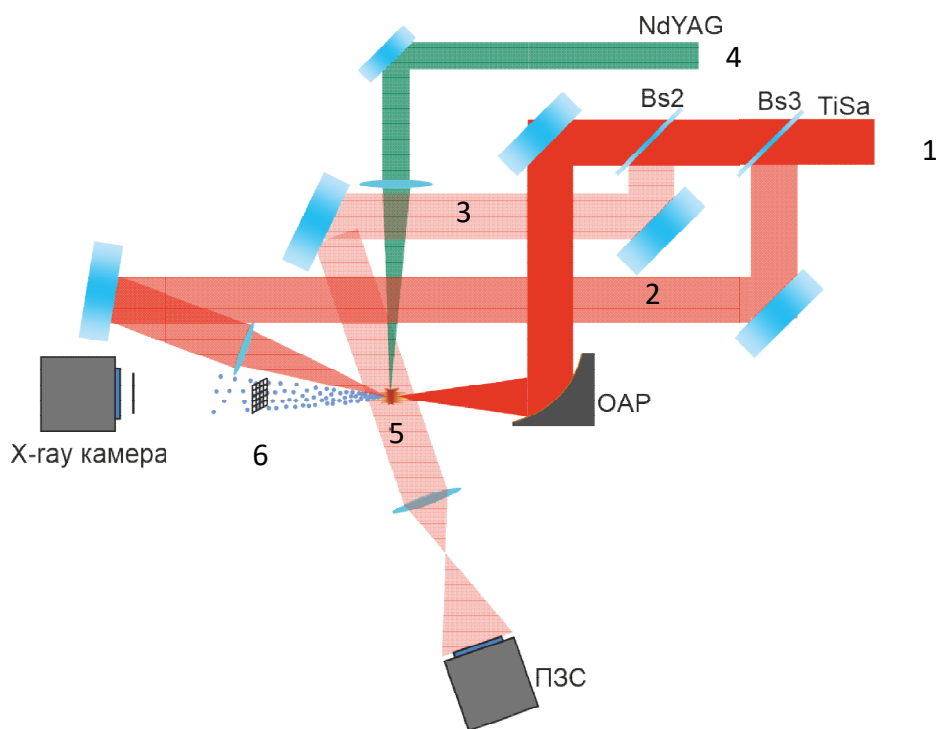


Рисунок 8.5 - Схема хода лучей эксперимента по исследованию томсоновского рассеяния:  
 1- основной фемтосекундный лазерный импульс, 2 – канал встречного пучка, 3 – диагностический канал, 4 – излучения наносекундного лазера для формирования ударной волны, 5 – газовая мишень, 6 – металлическая сетка

Для временного сведения двух импульсов использовался теневой подход с фемтосекундным разрешением при сканировании слабым каналом (5% энергии фемтосекундного излучения). При распространении через газовый поток сфокусированные импульсы создают фронт ионизации, детектируемый на теневой картине. Сдвиг линий задержки встречного и сканирующего импульсов позволял отслеживать положение фронтов импульсов. Пространственное сведение

контролировалось по интерференции рассеянного излучения из области пересечения двух встречных импульсов. На фронте ионизации одного из импульсов второй импульс испытывает слабое рассеяние, которое детектируется в теневом канале (рисунок 8.6). Таким образом через область над соплом проходили три фемтосекундных пучка (с точностью сведения около 100 фс) и также наносекундный для создания ударной волны.

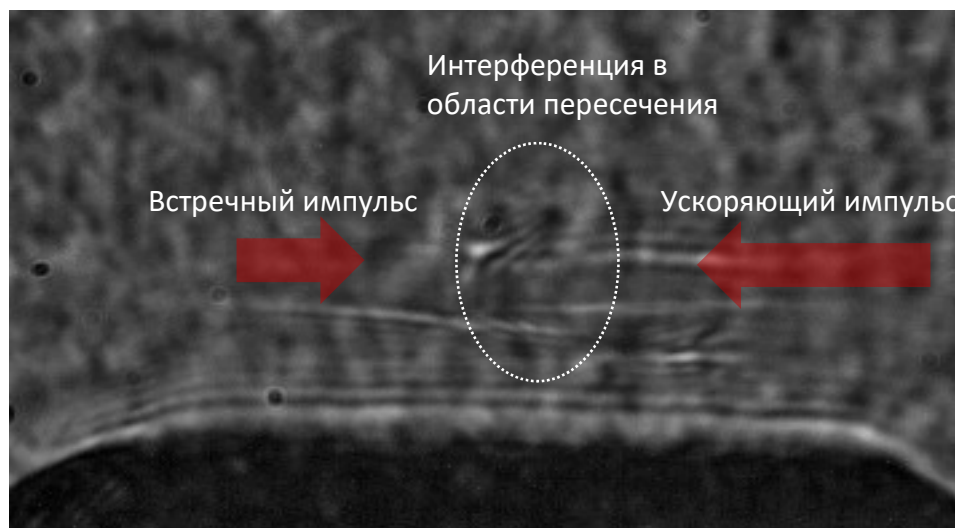


Рисунок 8.6 - Теневое изображение области пересечения двух встречных фемтосекундных импульсов над срезом газового сопла

Для детектирования рентгеновских фотонов использовалась стробируемая sCMOS рентгеновская камера Tусsen XV95, обладающая высокой квантовой эффективностью в диапазоне 0.1-10 кэВ. Камера располагалась вдоль оси распространения электронного пучка на расстоянии около 20 см от точки лобового столкновения пучков. Для уменьшения засветки от вторичных квантов электронный пучок отворачивался с помощью магнита. Для избегания засветки от оптического излучения применялся тонкий металлический фильтр (10 мкм алюминия). Минимальная детектируемая энергия составляла 1000 эВ. На пути между источником и детектором располагалась металлическая сетка с размером ячейки 2 мм. Тень в рентгеновском диапазоне от сетки и наличие резких границ проволоки позволяет оценить размер источника и отделить полезный сигнал из области взаимодействия от рассеянного фона внутри камеры взаимодействия.

При проведении экспериментов и регистрации сигнала рентгеновской камерой было обнаружено появление фоновой засветки рентгеновскими квантами, а также наличие слабого сигнала из области взаимодействия, о чем свидетельствует тень от металлической сетки (рисунок 8.7). Количество квантов рентгеновского диапазона, может быть оценено на уровне нескольких десятков тысяч за один выстрел в телесном угле 0.1 рад, что сравнимо с ожидаемым значением.

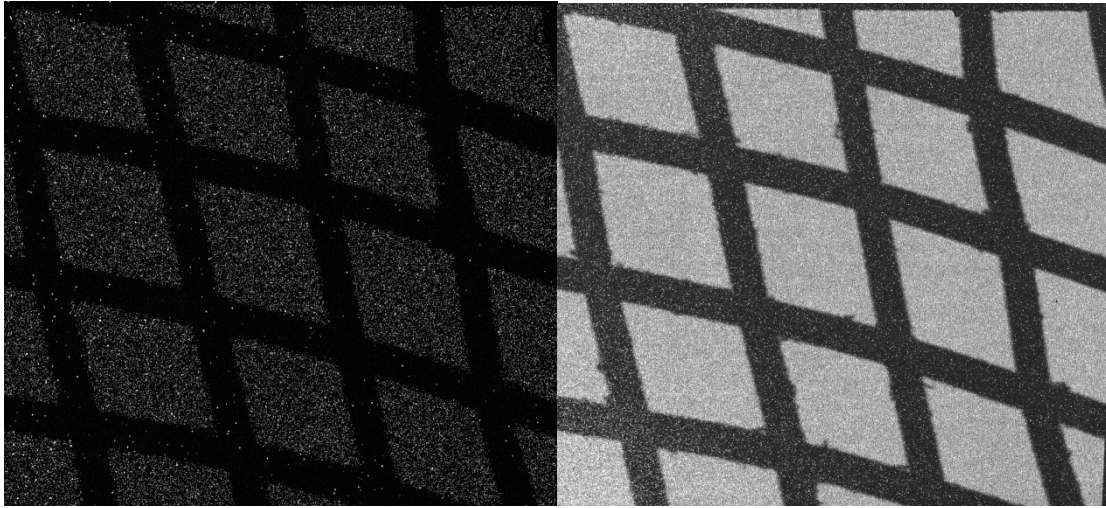


Рисунок 8.7 - Изображение металлической сетки в рентгеновском диапазоне в одном выстреле (а) и усредненное по 100 выстрелам (б)

Зависимость числа фотонов от номера выстрела представлена на рисунке 8.8. Разброс числа квантов составляет 30%. Стоит отметить, что источником рентгеновских квантов помимо томсоновского рассеяния может также быть прохождение фемтосекундного импульса через ударную волну. Затравочные предускоренные электроны могут создавать тормозное излучение в плотном слое газа, детектируемое камерой. Ударная волна является необходимым условием генерации электронного пучка, поэтому исследовать томсоновское рассеяние без ударной волны не представляется возможным в текущей схеме, поскольку конфигурация лучей и элементов не позволяла перекрывать отдельно встречный фемтосекундный пучок. Более детальные эксперименты будут проведены далее.

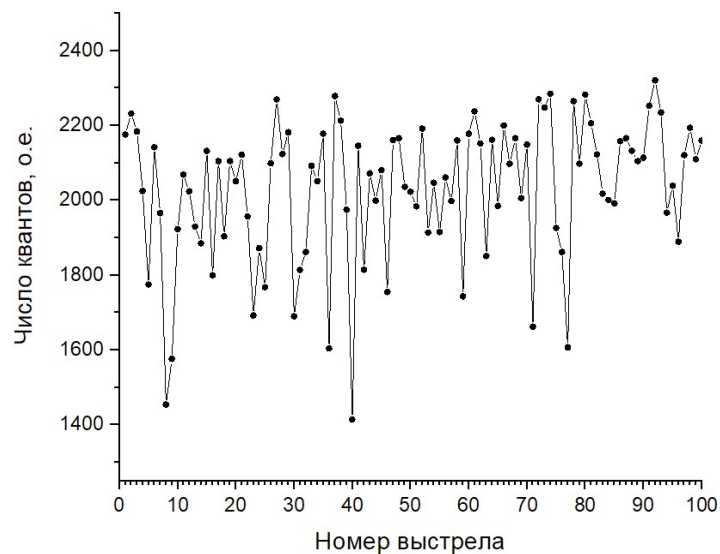


Рисунок 8.8 - Зависимость относительного числа зарегистрированных рентгеновских фотонов от номера выстрела

Высокая нагрузка детектора также не позволила оценить спектр рентгеновского излучения. Для перехода в режим счета фотонов необходимо отдаление детектора от источника на расстояние около 1 метра. Тем не менее, грубая была сделана (рисунок 8.9), по которой видно, что спектр имеет экспоненциально спадающий вид с характерным значением температуры около 700 эВ. А зарегистрированные энергии достигали 10 кэВ. Но следует учесть, что оценки завышены в связи с неодноквантовым измерением.

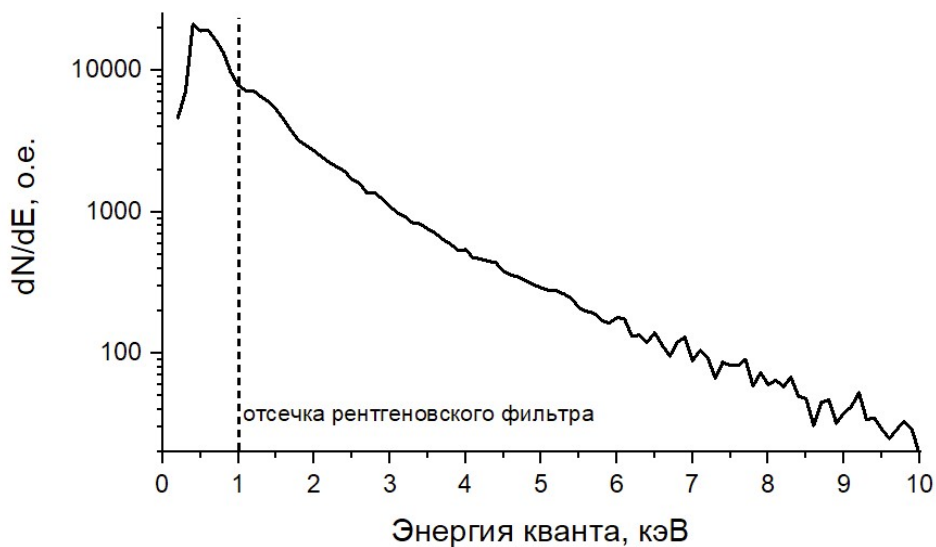


Рисунок 8.9 - Грубая оценка на форму спектра рентгеновского излучения.

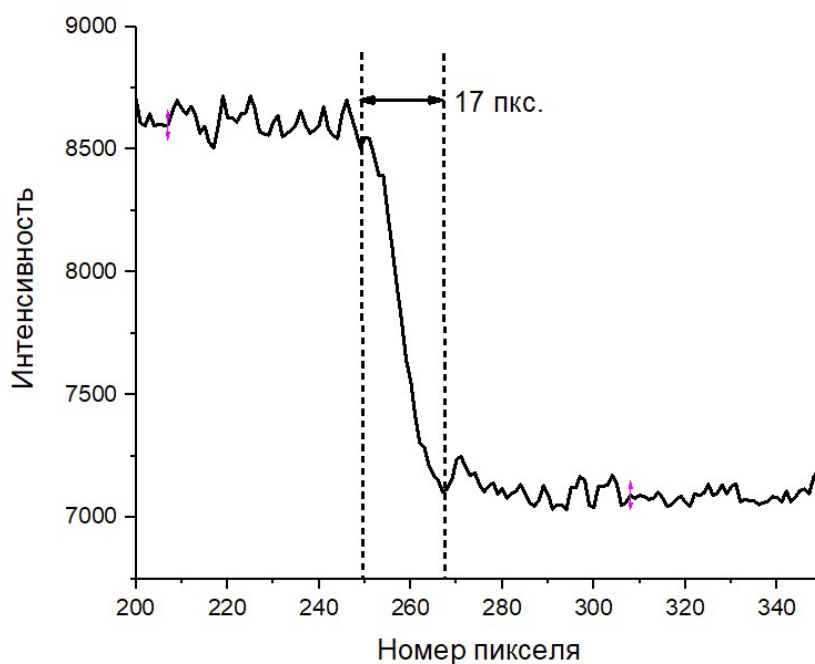


Рисунок 8.10 - Переход свет-тень на краю проволоки, на основе которого был определён размер рентгеновского источника

По резкости границы тени от проволоки был оценён размер источника по методу ножа. С учётом размера пикселя и увеличения диаметр источника рентгеновского излучения составляет  $30\pm 5$  мкм при измерениях в отдельных выстрелах и около 40 мкм при усреднении по серии из последовательных 100 выстрелов. Профиль перехода из светлой тёмной области за проволокой показан на рисунке 8.10. Таким образом, пространственная стабильность источника составляет около 10 мкм.

### **8.3 Выводы**

Источник рентгеновского излучения с полученными показателями по когерентности и стабильности может быть использован для радиографии с высоким пространственным разрешением (в том числе методом рефракционного контраста). Преимуществом рентгеновского источника на основе газовой мишени также стоит считать почти неограниченное время использования, отсутствие загрязняющих факторов для оптики и других элементов, высокий потенциал для перехода на более высокие частоты повторения импульсов.

## 9 Исследование формирования импульсного гамма-излучения высокой яркости электронным пучком при облучении вторичного конвертора (ФИАН, Договор № К98-10 от 03.11.2021)

### 9.1 Введение

Экспериментально электронный пучок с низкой расходимостью и энергией до нескольких МэВ формируется при прямом лазерном ускорении в плазменном канале по мере прохождения лазерного импульса через плазму с докритической концентрацией. При этом оптимальный профиль плазмы может быть сформирован на плёночной мишени, что позволяет получать пучок в направлении распространения лазерного импульса. А в силу низкой плотности и малой толщины мишени возможно уменьшить генерацию побочных тормозных фотонов от ненаправленных предускоренных электронов, энергия которых составляет порядка сотен кэВ. В такой схеме вторичная мишень конвертер может быть расположена на пути пучка на некотором отдалении, где прошедшее лазерное излучение не приводит к пробое поверхности. Тем не менее, в этом случае на вторичную мишень попадает электронный пучок с шириной пятна порядка нескольких миллиметров. Если говорить о дальнейших приложениях, где может быть важна пространственная когерентность и высокое разрешение (например, при построении изображений) использование такой схемы генерации квантов высокой энергии может быть затруднено.

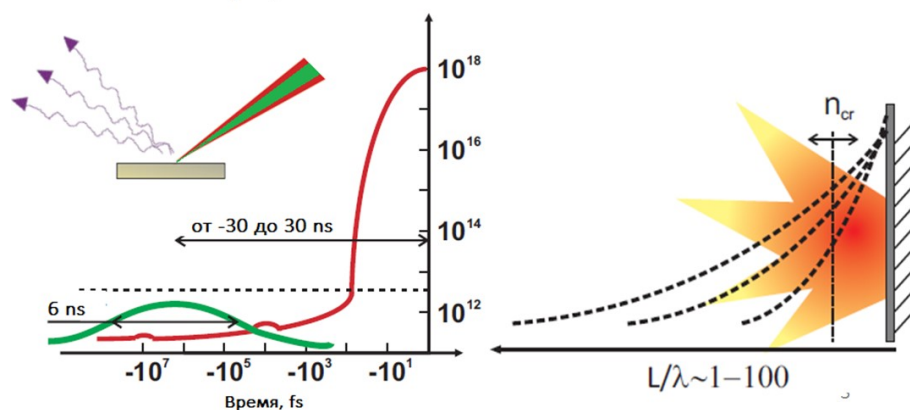


Рисунок 9.1 Схема эксперимента с двух-импульсным облучением твердотельной мишени

Профиль плазмы, близкий к оптимальному, может быть также получен и на других типах мишеней. Так применение схемы двух-импульсного облучения, где основной фемтосекундный ускоряющий импульс следует за аблирующим наносекундным предимпульсом, допустимо и на твердотельной мишени. В этом случае предимпульс формирует протяженное облако преплазмы суб-критической концентрации, а ускорение происходит также в канале в режиме DLA (Direct Laser Acceleration, прямое вакуумное



ускорение), рисунок 9.1. Предложенная схема позволяет формировать более локализованный источник квантов за счёт ускорения частиц непосредственно вблизи поверхности мишени.

Генерация квантов высокой энергии при попадании пучка заряженных частиц в мишень-конвертер зависит от множества параметров, среди которых спектр пучка частиц, толщина и состав мишени. Для исследования эффективности генерации тормозного излучения были проведены численные расчёты в пакете GEANT4, где коллимированный электронный пучок с экспоненциальным спектром с варьируемой температурой попадал в мишень различной толщины вдоль нормали. Исследовался спектр тормозного излучения, угловая направленность и поток квантов. Температуры спектров электронов составляли от 1 до 15 МэВ. Толщина мишени от 1 до 15 мм, материал – железо.

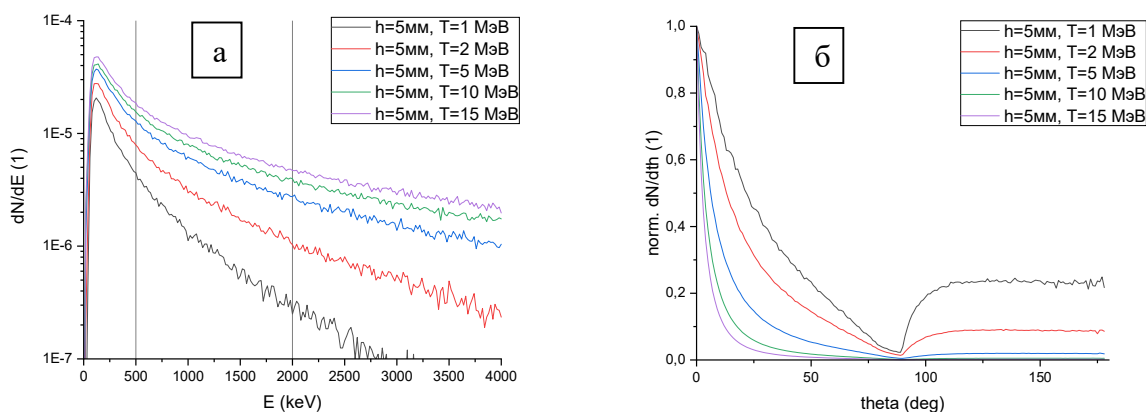


Рисунок 9.2 – а спектры тормозного рентгеновского излучения, генерируемые электронным пучком с различной температурой при попадании в железный конвертер толщиной 5 мм. б – нормированная угловая направленность потока рентгеновских квантов при тех же условиях

На рисунке 9.1а приведены проинтегрированные по всем углам спектры тормозного излучения при толщине мишени 5 мм для электронных спектров с различной температурой. По оси ординат отложено количество квантов, приходящихся на единичный энергетический интервал, генерируемых одним электроном. При известном заряде электронного пучка полный поток может быть легко оценён. На рисунке 9.1б показана угловая направленность при тех же условиях. Видно, что с ростом толщины увеличивается поток квантов и улучшается угловая направленность излучения (0 градусов соответствует изначальному направлению распространения электронного пучка).

На рисунке 9.1а показана зависимость температуры тормозного спектра в диапазоне 500-2000 кэВ от температуры спектра электронов для разных толщин мишени. Можно отметить, что при высокой энергии налетающих частиц малая толщина мишени

оказывается меньше эффективность глубины поглощения пучка, что приводит к снижению температуры рентгеновского излучения. Одновременно с этим фотоны с энергией менее нескольких МэВ испытывают поглощение по мере вылета через толстый слой мишени.

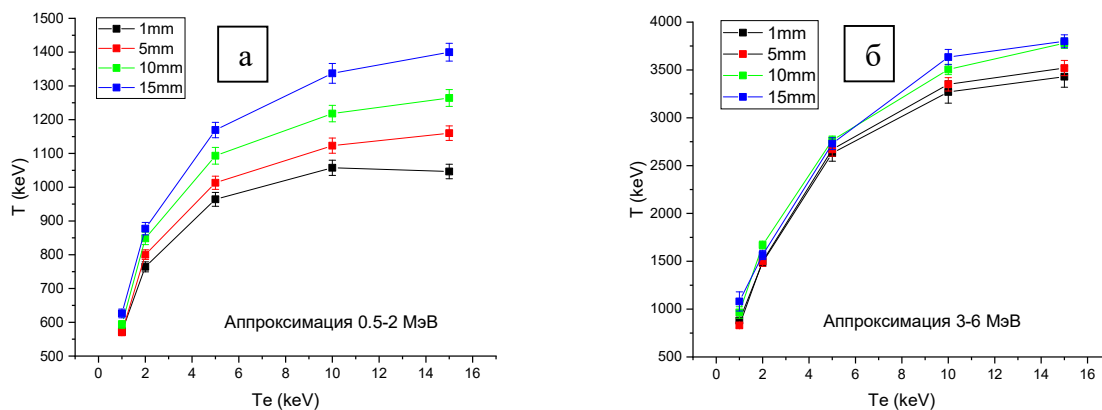


Рисунок 9.3 – Зависимость температуры тормозного спектра рентгеновского излучения от температуры электронов для разных толщин мишени. Аппроксимация в области 0.5-2 МэВ (а) и 3-6 МэВ (б)

Аппроксимация тормозного спектра в области энергий свыше 3 МэВ (рисунок 9.3б) даёт, очевидно, более высокую оценку на температуру. При этом электронный спектр с температурой 1 МэВ рождает тормозной спектр с очень близкой температурой хвоста распределения. Тогда как более высокоэнергетичный электронный пучок формирует тормозной спектр в данных условиях взаимодействия, температура которого выходит на насыщение независимо от толщины мишени. Это обстоятельство важно учитывать при экспериментальной регистрации тормозного спектра и, в частности, при характеристизации электронного пучка рентгеновскими методиками. Во-первых, необходимо регистрировать кванты с наибольшей энергией. Во-вторых, при измеряемой температуре спектра свыше 2 МэВ следует ожидать температуры электронного пучка большим значением.

Интересно также проанализировать в этом контексте поток тормозных квантов для электронных спектров различной температуры от толщины мишени, рисунок 9.4, где отмечено наблюдение оптимальной толщины мишени для каждой температуры спектра, обеспечивающей максимум выхода квантов. Так электронных спектров из исследуемого диапазона температур толщина вторичной мишени составляет порядка 5 мм.



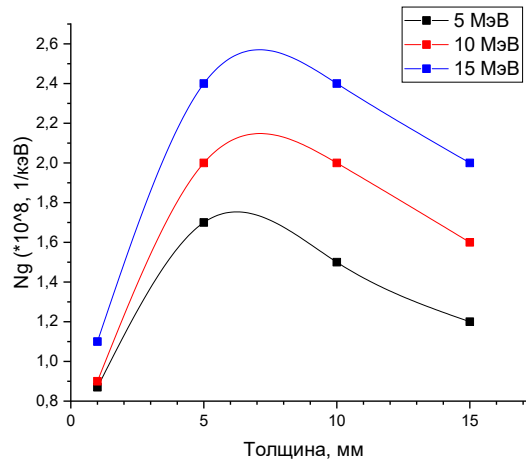


Рисунок 9.4 – Зависимость потока тормозных гамма-квантов от толщины мишени конвертера

## 9.2 Схема эксперимента и исследования генерации тормозных квантов

Исследования генерации тормозных квантов высокой энергии проводились по следующей схеме, рисунок 9.5. В качестве источника основного лазерного импульса в наших экспериментах использовалась Ti:Sa лазерная система (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса – 40 мДж, минимальная длительность импульса 45 фс, минимальный диаметр фокусировки – 3 мкм, максимальная интенсивность на мишени –  $3 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, уровень и контраста на пикосекундной временной шкале - 10<sup>-8</sup>). Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом (F~5см) на вольфрамовую мишень толщиной 2 мм.

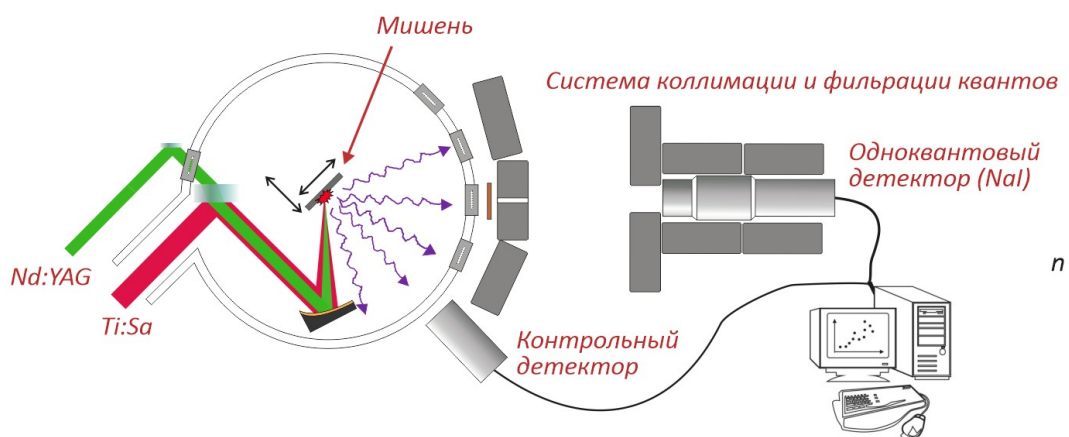


Рисунок 9.5 – Схема эксперимента

Для создания на поверхности мишени слоя преплазмы использовался Nd:YAG лазер (максимальная энергия импульса – 200 мДж, длительность импульса - 10 нс и максимальная интенсивность на мишени – свыше  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>). Меняя задержку между

импульсами первого и второго лазеров в интервале от -50 нс до +10 нс, можно менять плотность преплазменного слоя в широком диапазоне значений. Рентгеновское излучение измерялось с помощью двух ФЭУ со сцинтилляторами NaI(Tl) с различными толщинами кристаллов: 5 мм и 63 мм. При этом ФЭУ с кристаллом меньшей толщины использовался для контроля общего уровня выхода рентгеновского излучения, выведения мишени в фокус параболического зеркала, а другой детектор настраивался на режим одноквантовых измерений путём выделения части попадающего излучения коллиматором, отдаления на необходимое расстояние и установки металлических (медь, свинец) фильтров для отсека квантов с низкой энергией. При этом частота событий составляла примерно 0.05-0.5 квантов за выстрел. В качестве коллиматора, формирующего пучок рентгеновского излучения, использовались два свинцовых блока толщиной 5 см, в которых были просверлены небольшие отверстия. Диаметр первого отверстия, находящегося на расстоянии 30-40 см от плазмы, в зависимости от эксперимента составлял 3-8 мм, а диаметр второго – 8-20 мм при расстоянии от плазмы в 60-80 см. Отдельным экспериментом проверялось, что приборы регистрировали только кванты, прошедшие через отверстия в блоках, о чём свидетельствовало пропадание сигнала при закрытии отверстий другим блоком. Помимо этого, путём увеличения размеров диафрагм детектор с большей толщиной кристалла выводился в режим интегрального измерения выхода жёсткого рентгеновского излучения в высокоэнергетичный диапазон (выше 500 кэВ, отсечка грубо определяется металлическим фильтром на пути квантов от плазмы к детектору)

Детектор с меньшей толщиной кристалла отслеживал выход жёсткого рентгеновского излучения в диапазон 10-200 кэВ, определяемый его кривой ослабления потока квантов (рисунок 9.6). Накопление данных проходило в серии из нескольких тысяч выстрелов. Для учёта процессов некогерентного рассеяния квантов в веществе сцинтиллятора были проведены расчёты в пакете GEANT4 для восстановления исходной формы рентгеновского спектра.

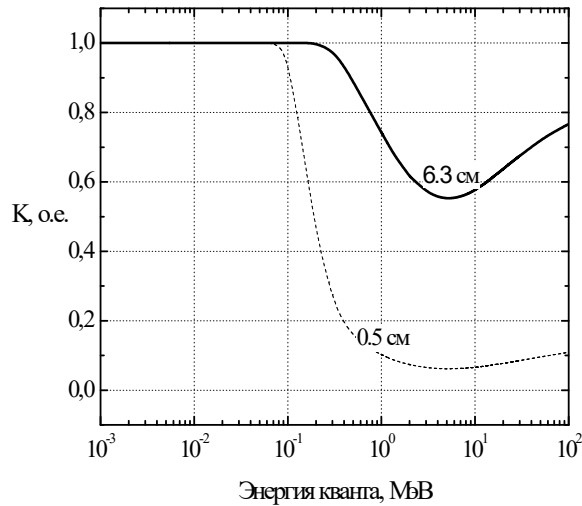


Рисунок 9.6 - Зависимость коэффициента ослабления кристаллов различной толщины от энергии рентгеновских квантов

В эксперименте без предимпульса спектр рентгеновского излучения обладает температурой около 230 кэВ. Такая оценка достаточно хорошо отражает температуру электронов в плазме. Полученная оценка находится в хорошем согласии с теоретическими, даваемыми формулой  $T_h = mc^2(\sqrt{1 + I_{18}\lambda_\mu^2/1.37} - 1)$ , что указывает на пондеромоторное ускорение. Без предимпульса благодаря высокому контрасту ионизация происходит на фронте основного импульса, а из-за малой длительности импульса взаимодействие происходит со слоем плотной плазмы с резкой границей (плазма не успевает расширяться и образовать более протяженный градиент). Можно сделать вывод, что при взаимодействии с подобной плазмой фемтосекундного импульса релятивистской интенсивности в качестве основного механизма генерации горячих электронов выступает пондеромоторное ускорение.

Введение искусственного предимпульса существенным образом меняет картину взаимодействия (см. рисунок 9.7). Согласно нашим оценкам на поверхности мишени при оптимальной задержке между двумя импульсами порядка 0-1 нс формируется протяженный слой плазмы, описываемые двух-экспоненциальным распределением – длинное облако малой плотности (порядка десятков мкм и 0.05-0.2 критических концентрации) и короткая плотная область длиной около 1 мкм. Прохождение фемтосекундного импульса через такую плазму сопровождается полевой ионизацией, формированием плазменного канала и ускорением частиц по методу DLA. При этом стоит отметить, что достаточно резкая граница мишени приводит к отражению импульса и генерации направленного пучка и в сторону от поверхности мишени, что не позволяет эффективно конвертировать быстрые электроны в гамма кванты. Тем не менее, в такой

схеме был зарегистрирован рентгеновский спектр, температура которого превышает 850 кэВ, а максимальная энергия зарегистрированных квантов составляет 5 МэВ. С одной стороны, температура около 900 кэВ, согласно приведенным выше расчетам, достаточно хорошо сходится с температурой спектра электронного пучка. Но наши более ранние измерения указывают на значение температуры электронов около 2-3 МэВ. Это может свидетельствовать, что в данном случае пучок в основном направлен по направлению отраженного импульса от поверхности мишени. Для снижения отражения и увеличения длины преплазменного слоя для падающего импульса нами был предложен подход с применением двухслойной мишени, где на поверхность металлической мишени был наклеен слой полиэтиленовой пленки толщиной 400 мкм. Малая плотность, ионизация и абляция под действием предимпульса в этом случае будут приводить к формированию более протяженной суб-критической плазмы. Также можно ожидать условий ускорения электронов, схожих с плёночной мишенью, где пучок ускоряется вдоль падающего излучения. Экспериментально было установлено, что поток квантов достигает максимального значения при задержке между греющим и ускоряющим импульсами около 30 нс. Тормозной рентгеновский спектр, зарегистрированный при облучении такой мишени, имеет температуру около 2 МэВ, а энергия квантов достигает 10 МэВ. Поток квантов в диапазоне 1 – 5 МэВ на несколько раз превосходит случай двух-импульсного облучения металлической мишени и составляет около  $5 \times 10^5$  квантов за выстрел. Также был проведен контрольный эксперимент по облучению одиночным фемтосекундным импульсом двухслойной мишени. Температура рентгеновского спектра составляет при этом 250 кэВ и находится в близком значении к спектру от металлической мишени без предимпульса. Оценка на температуру тормозного спектра в 2 МэВ даёт возможность на основе численных расчётов, приведенных выше, оценить температуру спектра электронного пучка (рисунок 9.3б), которая находится на уровне 3 МэВ. Данное значение находится в хорошем соответствии с температурой электронного пучка, измеренной в эксперименте с чисто плёночной мишенью.

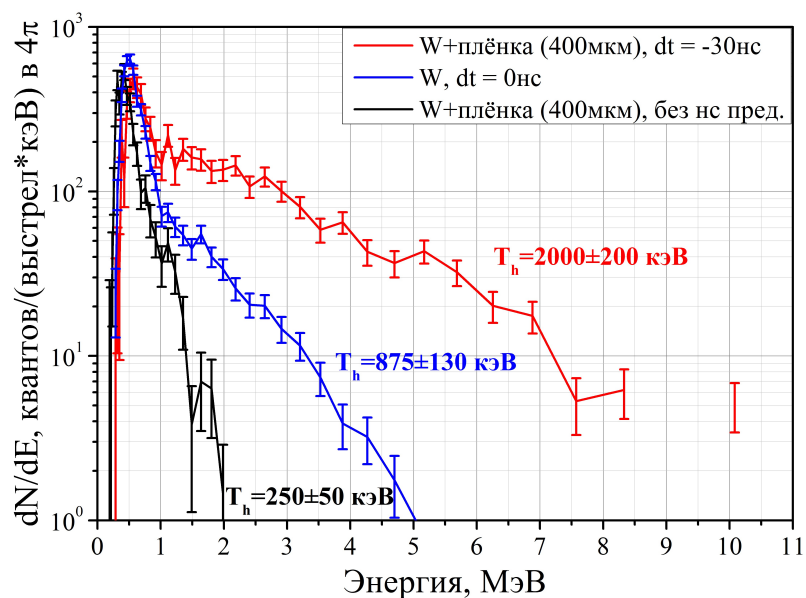


Рисунок 9.7 - Спектры гамма-излучения плазмы. Красная кривая: вольфрамовая (W) мишень с плёнкой из полиэтилена толщиной 400мкм с предымпульсом, опережающим основной на 30 нс. Синяя кривая: чистая вольфрамовая (W) мишень, с предымпульсом при задержке 0 нс. Чёрная кривая: вольфрамовая (W) мишень с плёнкой из полиэтилена, толщиной 400мкм, без предымпульса

### 9.3 Выводы

Таким образом, было показано, что двухимпульсная схема облучения мишени может быть использована для генерации потока квантов высокой энергии при использовании в качестве мишени аблируемой пленки для формирования и ускорения электронного пучка и металлического конвертера, расположенного непосредственно за плёночной мишенью для эффективного поглощения пучка заряженных частиц.

## **10 Анализ эффективности генерации рентгеновского и гамма излучения в сильносфокусированной многопучковой конфигурации лазерных полей**

Активные исследования в области создания лазерных систем позволили преодолеть порог по мощности 10 ПВт в одном лазерном пучке, и сейчас уже разрабатываются 100 ПВт лазерные системы [148]. Сфокусированное излучение таких пучков может открыть путь к лабораторным исследованиям радиационно-доминантного и даже квантово-электродинамического (КЭД) режимов взаимодействия лазерного излучения с веществом [149-151]. Эти режимы взаимодействия представляют не только фундаментальный интерес. Их особенности могут объяснять ряд астрофизические процессов [152, 153], а кроме того, вероятно, будут иметь большую практическую значимость, поскольку в этих режимах происходит эффективная генерация гамма-излучения [154-156], а также рождение электрон-позитронных пар в результате развития КЭД каскадов [157, 158] и генерация пучков ускоренных электронов и позитронов [159-161].

Свойства генерируемого гамма-излучения, как и генерируемых пучков ускоренных электронов и позитронов, в радиационно-доминантных и КЭД режимах определяются не только интенсивностью лазерного излучения, но и параметрами мишени, а также геометрией лазерного поля. Особую значимость в свете этого приобретают многопучковые лазерные системы, обладающие большой гибкостью в реализации различных распределений полей. Одной из перспективных структур полей является дипольная структура [162], при которой лазерные пучки сводятся в единый фокус таким образом [163, 164], чтобы суммарное поле всех пучков максимально точно соответствовало дипольному излучению, обращенному во времени. Такое сведение лазерных пучков в единый фокус можно назвать многопучковой фокусировкой в форме дипольной волны. Пример дипольной фокусировки 12-ти пучков изображен на рисунок 10.1. Такая геометрия позволяет не только снизить порог по мощности радиационно-доминантных и КЭД режимов, но и с высокой эффективностью генерировать узконаправленное гамма-излучение [159, 165-167]. Отметим, что может быть как электро-, так и магнитодипольная фокусировки в зависимости от того, какое поле максимизируется в фокусе.

В предыдущие два этапа исследовалась динамика взаимодействия лазерных импульсов, фокусируемых в форме дипольной волны, с плазменной мишенью (суб)микронного размера, расположенной в фокусе лазерных пучков. Под воздействием падающих лазерных импульсов мишень сжимается, при этом электроны и ионы мишени

покидают область взаимодействия ввиду сильной неоднородности поля. Эффективность генерации гамма-излучения определяется тем, как много частиц останется в области сильного поля (фокальной области) и насколько эффективно сильное лазерное поле сможет проникнуть в плазму. При этом важно учитывать, что в результате излучения фотонов электроны могут притягиваться в область сильного магнитного или электрического полей, т.е. может возникать нормальный или аномальный радиационные захваты [163]. В режиме аномального радиационного захвата эффективность излучения гамма-фотонов существенно возрастает, поскольку частицы имеют возможность ускоряться сильным электрическим полем и излучать набираемую энергию. Радиационные захваты в случае дипольной фокусировки лазерного излучения становятся важны уже при петаваттном уровне мощности [168, 169]. Кроме того, определяющим динамiku взаимодействия лазерного излучения с плазмой может становиться КЭД каскад [157] – цепной процесс генерации гамма-фотонов ускоренными полем электронами (позитронами) и распада гамма-фотонов в лазерном поле на электрон-позитронные пары. КЭД каскады становятся значимыми при мощностях около 10 ПВт [10.18, 10.23]. КЭД каскад компенсирует уход частиц из области фокуса, что позволяет существенно повышать эффективность генерации гамма-излучения [159, 167, 171].

По результатам исследований за предыдущие два этапа был получен ряд выводов важных для оптимизации источника гамма-излучения. Во-первых, продемонстрировано, что повышение мощности лазерного излучения позволяет увеличить эффективность генерации гамма-излучения. Увеличение эффективности при петаваттных мощностях происходит за счет возникновения режимов радиационного захвата, а в диапазоне энергий порядка 10 ПВт помимо радиационных захватов заметный вклад в существенный рост эффективность генерации дают КЭД каскады [159, 167].

Во-вторых, было определено, что фокусировка в форме электродипольной волны обеспечивает лучшую направленность и более высокую эффективность генерации гамма-излучения. Также для этого необходимо 12 лазерных пучков и большой угол фокусировки

В-третьих, в результате сравнения мишеней разной формы, размеров и плотности, показано, что твердотельные субмикронные мишени в форме наноцилиндров с начальной концентрацией электронов  $10-100n_{cr}$  ( $n_{cr}=1.4 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ), расположенные непосредственно в общем фокусе лазерных пучков, обеспечивают лучшую конверсию (около 50%) энергии лазерного излучения в энергию гамма-излучения. Мишень такой плотности заметно большего размера приводит к сложной динамике плазмы, взаимодействие которой с лазерным полем происходит на большем расстоянии от фокуса, а значит, в более слабых

полях, что уменьшает эффективность генерации гамма-излучения. Уменьшение размера мишени приводит к уменьшению числа электронов, генерирующих гамма-фотоны. Наконец, в ходе исследований также было выявлено, что хотя спектр гамма-фотонов простирается в ГэВ-ную область энергий, существенная доля фотонов (порядка  $10^{13}$ ) [10.20] имеет энергии порядка 10 МэВ.

В свете полученных за прошедшие два этапа результатов, с целью максимизации эффективности генерации гамма-излучения в отчетном периоде были проведены более детальные исследования взаимодействия лазерных импульсов, сфокусированных в форме электродипольной волны, с плазменной мишенью, в форме наноцилиндра, в зависимости от размеров и плотности плазменной мишени. Кроме того, ввиду высокой эффективности генерации фотонов с энергиями порядка 10 МэВ была также исследована генерация нейтронов в результате инициации гигантского дипольного резонанса при облучении этими гамма-фотонами специальных мишеней-конвертеров. Для примерного выбора размеров мишени был проведен анализ углового распределения гамма-излучения, генерируемого при взаимодействии лазерных импульсов с плазменной мишенью.

Основными инструментом проводимых исследований являлось численное моделирование. Ввиду сложной трехмерной структуры поля, необходимости учета КЭД процессов, для исследования согласованного взаимодействия лазерных импульсов с плазменной мишенью использовался PIC-код PICADOR, основанный на совместном решении во времени уравнений Максвелла на пространственной сетке и уравнений движения частиц. Данный код развивается участниками проекта [172]. Для моделирования излучения фотонов и распада их на электрон-позитронные пары использовался оптимизированный КЭД модуль [173], который обеспечивает временное разрешение КЭД процессов с помощью подразбиения шага по времени. Чтобы моделировать КЭД каскад применялся модуль прореживания ансамбля частиц [174], позволяющий избежать переполнения памяти в случае быстрого роста числа частиц. Данный модуль обеспечивает минимальное возмущение функции распределения частиц. Для задания лазерных пучков, распространяющихся в произвольном направлении, с произвольной поляризацией, а также углом фокусировки использовался специально разработанный модуль [175].

Для максимизации эффективности генерации гамма-излучения рассматривался случай 12 лазерных пучков (см. рисунок 10.1), каждый из которых фокусируется под углом  $45^\circ$ . Длительность лазерных импульсов по полувысоте интенсивности считалась равной 30 фс, длина волны составляла  $\lambda = 0.9$  мкм. Приблизительно такие параметры достигаются



на (мульти)петаваттных лазерных системах [148, 164]. Центр фокальной области располагался в начале координат, поляризация лазерных пучков линейная, электрическое поле преимущественно направлено вдоль оси  $z$ , причем эта ось является осью симметрии полей. Лазерные импульсы считались идеально синхронизированными. Суммарная мощность лазерных пучков равнялась 30 ПВт. При такой мощности и длительности импульсов КЭД каскад может заметно развиваться и способствовать повышению эффективности генерации гамма-излучения. Однако заметим, что проводимые исследования являются многопараметрическими и детальное исследование в зависимости от мощности для рассматриваемых плазменных мишеней остается необходимым и запланировано на следующие этапы проекта.

Плазменная водородоподобная мишень имела форму наноцилиндра с радиусом от  $0.125\lambda$  до  $0.5\lambda$  и плотностью от  $0.1n_{cr}$  до  $1000n_{cr}$ . Мишень ориентирована вдоль оси  $z$  с центром в начале координат и её высота совпадала с размером вычислительной области вдоль оси  $z$  (см. рисунок 10.1). Размер расчетной области составлял  $7.75\lambda \times 7.75\lambda \times 7.75\lambda$  с разбиением расчетной области на ячейки  $620 \times 620 \times 620$ . Шаг по времени составлял  $T/284$ , где  $T \approx 3$  фс – период лазерного поля. Начальное число макрочастиц (частицы в расчете представлены в виде макрочастиц – объединения некоторого количества близких в фазовом пространстве физических частиц) электронов и ионов составляло  $2 \times 10^6$  каждого типа, пороговые значения числа макрочастиц, начиная с которых начиналось прореживание, устанавливались равными  $3.2 \times 10^6$  для каждого типа (фотоны, электроны, позитроны).

Проведенные серии расчетов показали, что при выбранных параметрах взаимодействия 12 лазерных пучков с мишенью в форме наноцилиндра достигается очень высокая эффективность генерации гамма-излучения  $\eta_\gamma$  на уровне десятков процентов с максимумом равным 55% (см. рисунок 10.2 (а)), при этом максимальная энергия гамма фотонов  $W_{max}$  (суммарная энергия фотонов с энергией больше  $W_{max}$  составляет 1% от суммарной энергии всех фотонов) порядка 1 ГэВ (см. рисунок 10.2 (б)), а средняя энергия гамма-фотонов  $W_{av}$  в широком диапазоне начальных концентраций электронов составляет несколько десятков МэВ (см. рисунок 10.2 (в)). Максимальное значение эффективности конверсии для мишеней с различным начальным радиусом примерно совпадает, но достигается при разных начальных концентрациях электронов, например: при  $r=0.5\lambda$  максимальная эффективность при  $n \approx 100n_{cr}$ ; а при  $r=0.125\lambda$  максимальная эффективность при  $n \approx 1000n_{cr}$ .

Ввиду того, что мишень наноразмерная (радиус сравним или много меньше длины волны), было замечено, что основными параметрами являются не концентрация и размер мишени, а начальное число частиц в фокальной области лазерных импульсов  $N_{foc} = \pi n r^2 \lambda$ , где  $n$  – начальная концентрация электронов, т.е. определяющим параметром является произведение концентрации квадрата радиуса мишени. Функции  $\eta_\gamma$  от  $N_{foc}$  (также как и функции  $W_{max}$ ,  $W_{av}$  от  $N_{foc}$ ) с хорошей точностью совпадают при разных размерах мишеней, что свидетельствует в пользу данного вывода (см. рисунок 10.2 (г)-(е)). Было показано, что ввиду нелинейности самосогласованного взаимодействия падающего лазерного излучения с мишенью эффективность с ростом  $N_{foc}$  до  $N^* \approx 20\pi n_{cr} \lambda^3 \approx 6.3 \times 10^{10}$  возрастает логарифмически  $\eta_\gamma \approx 0.48 + 0.03 \log(N_{foc}/N_{cr})$ , где  $N_{cr} = \pi n_{cr} \lambda^3 \approx 3.2 \times 10^9$ . При начальном числе частиц примерно  $N^*$  достигается максимальное значение эффективности  $\approx 55\%$ , а при  $N_{foc} > N^*$  эффективность снижается (см. рисунок 10.2 (г)). Значение  $N^*$  близко (с точностью до коэффициента 2-3) к такому количеству частиц  $\langle \gamma_e \rangle n_{cr} \lambda^3 \sim 10^{11}$ , при котором проникновение лазерного поля в плазму подавляется [10.12, 10.24], где  $\langle \gamma_e \rangle$  – средний Лоренц-фактор электронов (в проводимых сериях расчетов оказывался в диапазоне 100-200). Таким образом, можно сделать вывод, что уменьшение эффективности генерации гамма-излучения при  $N_{foc} > N^*$  происходит из-за сильного скинирования поля в плазме, что также приводит к уменьшению средней энергии электронов и, как следствие, средней энергии излучаемых гамма-фотонов  $W_{av}$  при  $N_{foc} > N^*$  (см. рисунок 10.2 (е)). Отметим, что средняя энергия гамма-фотонов  $W_{av}$  в широком диапазоне значений начального числа электронов в фокусе составляет примерно 30 МэВ вплоть до  $N_{foc} \approx N^*$ . Напротив, максимальная энергия фотонов  $W_{max}$  монотонно уменьшается от 1 ГэВ при  $N_{foc} = 0.01 N_{cr}$  до 700 МэВ при  $N_{foc} = 100 N_{cr}$  (см. рисунок 10.2 (д)).

Поскольку средняя энергия составляет десятки МэВ, а суммарная энергия фотонов примерно половину лазерной энергии, то число фотонов, генерируемых за время порядка длительности лазерных импульсов 30 фс, тоже оказывается рекордно высоким. Число фотонов, с энергией более 1 МэВ  $N_{1MэВ}$  монотонно возрастает с ростом  $N_{foc}$  и находится на уровне  $10^{14}$  (см. рисунок 10.3 (а)). Рост  $N_{1MэВ}$  вместе с уменьшением  $W_{av}$  объясняют уменьшение эффективности конверсии  $\eta_\gamma$  при  $N_{foc} > N^*$  (см. рисунок 10.2 (г), (е), 10.3 (а)). Число ГэВных фотонов  $N_{1ГэВ}$  демонстрируют обратную зависимость от начального числа электронов в фокусе или их начальной концентрации (см. рисунок 10.3 (б)). При  $N_{foc} < N^*/20$  число ГэВных фотонов сохраняется на уровне  $1.5 \times 10^{10}$ , однако при увеличении начальной концентрации электронов постепенно снижается. Типичный энергетический спектр гамма-излучения  $dE_\gamma/d\varepsilon$  (энергия  $dE_\gamma$  в диапазоне энергий гамма-фотонов  $d\varepsilon$ ) изображен на рисунке 10.4 (а).

Дипольная фокусировка лазерных импульсов позволяет не только максимизировать амплитуду поля в фокусе, но и позволяет сформировать узкое угловое распределение генерируемого гамма-излучения. Диаграмма направленности (энергия гамма излучения  $dE_\gamma$ , распространяющегося в телесном угле  $\sin(\theta)d\theta d\phi$ , где полярный угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ , а азимутальный угол  $\phi$  — от оси  $x$  в проекции на плоскость  $xy$ ) имеет максимумы при  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=180^\circ$  (см. Рис. 10.4(б)). Характерная полуширина  $\Delta\theta_{\sin(\theta)}$  диаграммы направленности составляет  $1-2^\circ$  при  $N_{foc} < N^*$ , а при большем начальном числе электронов начинает заметно возрастать и достигает  $10^\circ$  при  $N_{foc}=250N_{cr}$ . (рисунок 10.5(а)). Полуширина определяется по полувысоте от максимума распределения. В случае 12 лазерных пучков диаграмма направленности достаточно однородна по азимутальному углу, хотя и наблюдаются модуляции, связанные с азимутами, под которыми распространяются лазерные пучки (см. рисунок 10.4 (б)).

Если учесть, что гамма-излучение распространяется преимущественно вдоль оси  $z$ , и если поставить круглую мишень, предназначенную для облучения гамма-излучением, поперек оси  $z$ , то можно использовать гамма-излучение, распространяющееся в любом азимутальном направлении, но в диапазоне полярных углов, под которыми видна эта мишень из начала координат. В связи с этим, с практической точки зрения представляет интерес не только диаграмма направленности, но и энергия  $dE_\gamma$  гамма-излучения, распространяющаяся в конусном слое  $d\theta$  с углом полураствора  $\theta$ , т.е. величина  $dE_\gamma/d\theta$ . Под конусным слоем понимается пространство между двумя конусами с вершиной в начале координат и углами полураствора  $\theta$  и  $\theta+d\theta$ . С математической точки зрения эта характеристика является интегралом диаграммы направленности  $dE_\gamma/(\sin(\theta)d\theta d\phi)$  по азимутальному углу, умноженному на  $\sin(\theta)$ . Типичное распределение гамма-излучения  $dE_\gamma/d\theta$  представлено на рисунке 10.4 (в). Это распределение имеет максимум не в направлении оси  $z$ , а под углами примерно  $20^\circ$  и  $160^\circ$  к ней. Также это распределение гораздо шире, чем диаграмма направленности. Ширина  $\Delta\theta$  составляет  $35-50^\circ$  и возрастает с ростом  $N_{foc}$  (см. рисунок 10.5 (б)). Причина отличия этих угловых характеристик в случае однородного распределения по азимуту в том, что в случае диаграммы направленности регистрируется энергия, распространяющаяся в единичном телесном угле, а в случае характеристики  $dE_\gamma/d\theta$  размер телесного угла, в котором распространяется регистрируемая энергия, зависит от  $\theta$ : при  $\theta \rightarrow 0$  размер телесного угла тоже стремится к 0, а при  $\theta=90^\circ$  - размер телесного угла максимальный.

В качестве одного из примеров возможного применения гамма-излучения мы также рассмотрели генерацию нейтронов при облучении мишени-конвертера гамма-излучением.

Для максимизации выхода нейтронов мы выбрали мишень-конвертер из изотопа золота Au197, у которого одно из наибольших сечений фотогенерации нейтронов, толщиной 3 см в форме участков сферического слоя в диапазоне полярных углов  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $45^\circ$  и от  $135^\circ$  до  $180^\circ$  на расстоянии 20 см от фокуса лазерных импульсов вдоль оси симметрии поля. Генерация нейтронов происходила благодаря инициации гигантского дипольного резонанса. Для Au197 максимальное сечение реакции наблюдается в диапазоне 10-20 МэВ, что очень близко к средней энергии гамма-фотонов 30-35 МэВ генерируемого гамма-излучения (см. рисунок 10.2 (в), (е)), что позволяет надеяться на высокий выход гамма-фотонов. Угловой размер мишени определяли на основе углового распределения энергии гамма-излучения в конусном слое ( $35-50^\circ$  см. рисунок 10.5 (б)), чтобы использовать для генерации нейтронов наибольшее количество гамма-фотонов. Задача оптимизации размеров мишени, её состава требует дальнейших исследований и запланирована на следующие этапы проекта.

Для оценки выхода нейтронов выполнялось численное моделирование с помощью программы на основе Geant4 с модулем Shielding [176]. Фотоны, создаваемые в PIC-коде и вылетающие за пределы расчетной области (на расстоянии границы расчетной области вероятность распада фотонов на электрон-позитронные пары экспоненциально мала), передавались на вход программы на основе Geant4, с помощью которой происходило моделирование распространения гамма-фотонов в мишени-конвертере.

По результатам моделирования было установлено, что при фиксированных параметрах лазерного излучения и мишени-конвертере число генерируемых нейтронов определяются не отдельно начальной концентрацией электронов плазменной мишени и её радиусом, а начальным числом электронов в фокусе лазерных импульсов, как и в случае с эффективностью генерации гамма-излучения (сравните рисунок 10.6 (а) с рисунком 10.2 (а) и рисунок 10.6 (в) с рисунком 10.2 (г)). Заметим, что зависимость числа создаваемых нейтронов от начального числа электронов в фокусе лазерных пучков функционально повторяет зависимость эффективности генерации гама-излучения от той же величины. Такая взаимосвязь обусловлена тем, что основную доля гамма-излучения составляют фотоны с энергией порядка 10 МэВ, и именно на этот диапазон приходится гигантский дипольный резонанс. По мере увеличения начального числа электронов до  $N^*$  число создаваемых нейтронов логарифмически возрастает до примерно  $6 \times 10^{11}$  (штрихпунктирная кривая на рисунке 10.6 (в)), однако в случае более плотных плазменных мишеней начинает убывать. При оптимальном  $N_{foc}$  эффективность генерации нейтронов соответствует  $7 \times 10^8$  нейтронов на Дж лазерной энергии или с эффективностью

конверсии лазерной энергии в энергию нейтронов 0.01%, что на уровне рекордной фотогенерации нейтронов [177]. Средняя энергия нейтронов слабо зависит от эффективности генерации гамма-излучения и колеблется в диапазоне 0.97-0.98 МэВ (см. рисунок 10.6 (б)).

Оптимальный случай для генерации нейтронов (совпадает с оптимальным случаем генерации гамма-излучения) соответствует облучению мишени-конвертера из Au197 гамма-излучением, сгенерированным в результате взаимодействия 12 лазерных пучков суммарной мощностью 30 ПВт и с длительностью 30 фс, сфокусированных в форме электродипольной волны на плазменную мишень в форме наночилиндра с радиусом  $r=0.5\lambda$  начальной концентрацией электронов  $n=100n_{cr}$  (результат будет примерно тот же, если  $r=0.125\lambda$  и  $n=1000n_{cr}$ ). В оптимальном случае энергетическое и угловое распределения генерируемых нейтронов представлены на рисунке 10.7. Максимум энергетического спектра достигается при энергии нейтронов примерно 0.5 МэВ, а отсечка по энергии приблизительно при 10 МэВ (см. рисунок 10.7 (а)). Распределение нейтронов по азимуту достаточно однородное (см. рисунок 10.7 (в)), а зависимость диаграмма направленности разлета нейтронов имеет явные максимумы около  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=180^\circ$ , а также минимум при  $\theta=90^\circ$  (см. рисунок 10.7 (б)).

Таким образом, подводя итог проведенным исследованиям можно отметить следующие результаты. Во-первых, для эффективной генерации гамма-излучения в результате взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью предложено использовать 12 лазерных пучков, сфокусированных в форме электродипольной волны, с длительностью 30 фс и суммарной мощностью несколько десятков ПВт, и субдлинноволновую плазменную мишень в форме наночилиндра. Показано, что при фиксированной мощности и геометрии лазерного поля эффективность генерации гамма-излучения зависит от начального числа электронов в фокусе лазерных пучков. Эффективность генерации гамма-излучения возрастает логарифмически с ростом начального числа электронов, достигает максимального значения 55% и при дальнейшем росте числа электронов спадает ввиду того, что проникновения сильного лазерного поля в плазму существенно подавляется. В оптимальном случае средняя энергия гамма-фотонов составляет примерно 30 МэВ, а максимальная примерно равняется 1 ГэВ, при этом число фотонов с энергией более 1 МэВ примерно  $10^{14}$ , а с энергией более 1ГэВ примерно  $10^{10}$ . Диаграмма направленности излучения в случае 12 пучков достаточно однородная по азимуту и имеет явные максимумы вдоль оси симметрии поля по полярному углу, причем характерная ширина диаграммы направленности составляет несколько градусов (2-3°).

При этом основная доля излучения сосредоточена в конусе вокруг оси симметрии поля с углом полураскрыва примерно  $35-50^\circ$ . Т.е. чтобы максимально использовать генерируемое гамма-излучение необходимо расположить облучаемую мишень так, чтобы она была видна из фокуса лазерных пучков в диапазоне полярных углов от  $0^\circ$  до примерно  $35-50^\circ$  и от  $130-145^\circ$  до  $180^\circ$ .

Во-вторых, было исследовано возможное применение генерируемого гамма-излучения для получения нейтронов в результате инициации гигантского дипольного резонанса, в качестве мишени-конвертера рассматривался изотоп золота Au197. Было показано, что для рассматриваемого источника гамма излучения число генерируемых фотонов зависит от начального числа электронов в фокусе лазерных пучков, а не от концентрации и радиуса плазменной мишени по отдельности. Функционально зависимость числа генерируемых нейтронов совпадает с зависимостью эффективность генерации гамма-фотонов от начального количества электронов: растет логарифмически, пока не достигнет максимума генерации  $6 \times 10^{11}$  нейтронов за время около 30 фс, что соответствует рекордному пиковому потоку  $2 \times 10^{25}$  нейтронов/с. В этом случае эффективность генерации нейтронов составляет 0.01% от лазерной энергии или  $7 \times 10^8$  нейтронов на Дж лазерной энергии. Средняя энергия нейтронов слабо зависит от параметров плазменной мишени и составляет около 1 МэВ. Разлет нейтронов по азимуту происходит достаточно равномерно, в то время как максимум диаграммы направленности разлета нейтронов наблюдается примерно вдоль оси симметрии лазерных полей, а полуширина диаграммы направленности разлета нейтронов по полярному углу составляет примерно  $50^\circ$ .

Отметим, что для оптимизации источника гамма-излучения, основанного на взаимодействии лазерных импульсов с плазменной мишенью, с целью увеличения выхода нейтронов, а также для оптимизации мишени-конвертера с этой же целью требуются дополнительные исследования, которые запланированы на следующие этапы данного проекта.

## 10.1 Графики

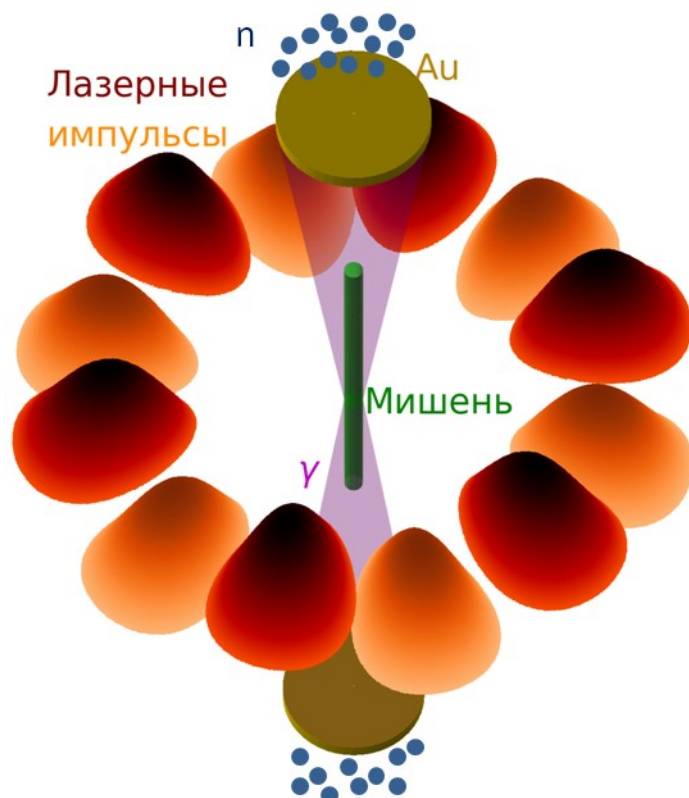


Рисунок 10.1 - Концепция источника гамма-излучения ( $\gamma$ , фиолетовый цвет), основанного на облучении плазменной мишени в форме наноцилиндра (зеленый цвет) несколькими (мульти)петаваттными лазерными импульсами (красные и оранжевые цвета), фокусируемыми в форме дипольной волны, а также источника нейтронов ( $n$ , синий цвет), создаваемых при облучении генерируемым гамма-излучением мишеней-конвертеров (Au, золотой цвет), выполненных из изотопов элементов с высоким зарядом ядра, например, Au197. Лазерные пучки расположены в два пояса. Пучки из верхнего пояса изображены более темными цветами

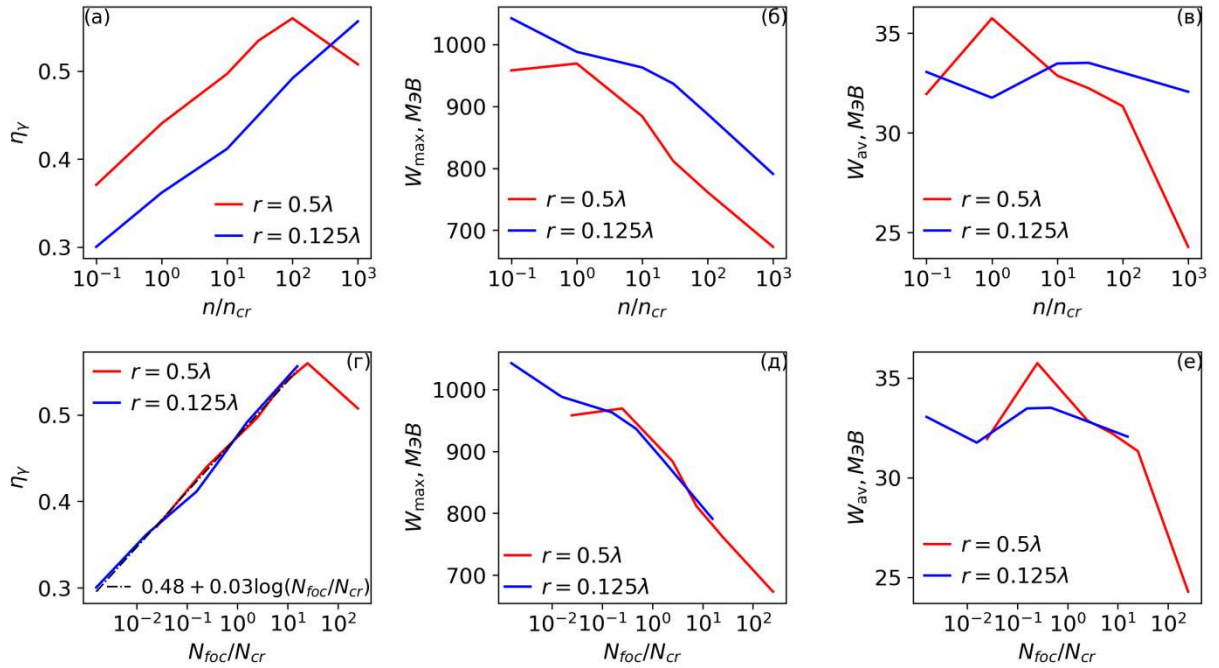


Рисунок 10.2 - Энергетические характеристики гамма-излучения, генерируемого при облучении плазменной водородоподобной мишени в форме наноцилиндра 12-тью лазерными пучками, фокусируемыми в форме электродипольной волны, с длительностью 30 фс и суммарной мощностью 30 ПВт в зависимости от начального радиуса  $r$  плазменной мишени, её начальной концентрации электронов  $n$  и числа электронов в фокусе  $N_{foc} = \pi n r^2 \lambda$ , нормированного на  $N_{cr} = \pi n_{cr} \lambda^3 \approx 3.2 \times 10^9$ . (а) и (г) Эффективность генерации  $\eta_\gamma$ , (б) и (д) максимальная энергии гамма-фотонов  $W_{max}$ , (в) и (е) средняя энергия гамма-фотонов  $W_{av}$ . Штрихпунктирная кривая соответствует аппроксимации данных

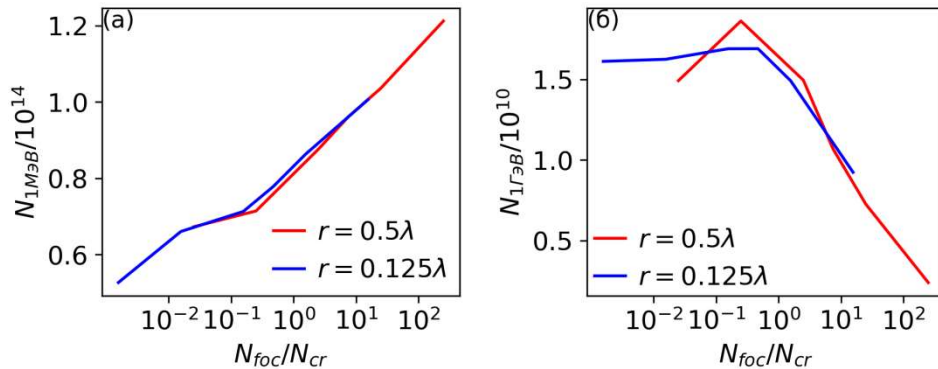


Рисунок 10.3 - Количество генерируемых гамма-фотонов с энергией больше (а) 1 МэВ ( $N_{1MeV}$ ) и (б) 1 ГэВ ( $N_{1GeV}$ ). Параметры взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью и обозначения такие же, как в подписи к рисунку 10.2



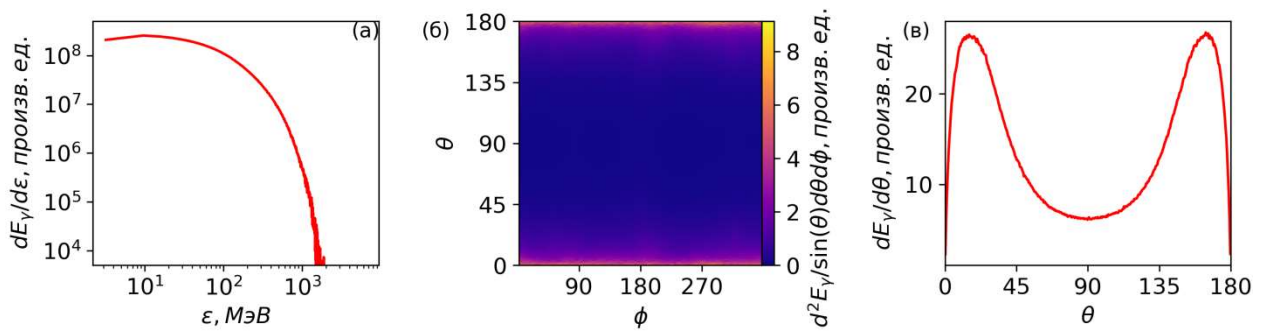


Рисунок 10.4 - Спектры гамма-излучения, генерируемого в результате облучения плазменной водородоподобной мишени в форме наноцилиндра с радиусом  $0.5\lambda$  и начальной концентрацией электронов  $100n_{cr}$  12-тью лазерными пучками, фокусируемыми в форме электродипольной волны, с длительностью 30 фс и суммарной мощностью 30 ПВт: (а) энергия гамма-излучения  $dE_\gamma$  в диапазоне энергий гамма-фотонов  $d\epsilon$ ; (б) энергия гамма-излучения  $dE_\gamma$ , распространяющегося в телесном угле  $\sin(\theta)d\theta d\phi$  в зависимости от полярного угла  $\theta$  и азимутального угла  $\phi$ ; (в) энергия гамма-излучения  $dE_\gamma$ , распространяющегося в конусном слое  $d\theta$  в зависимости от полярного угла  $\theta$

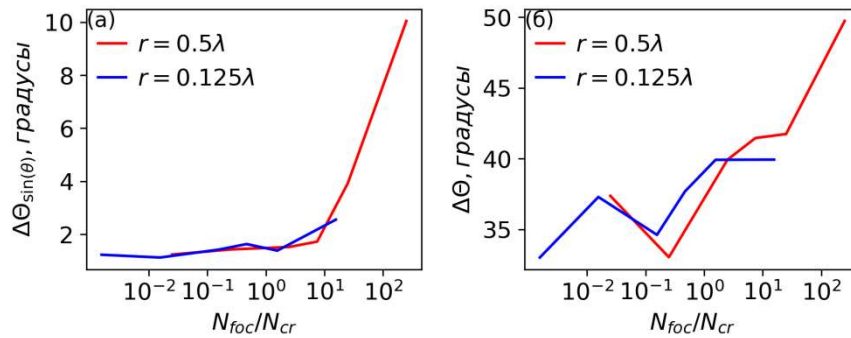


Рисунок 10.5 - Ширины (а)  $\Delta\theta_{\sin(\theta)}$  и (б)  $\Delta\theta$  угловых распределении гамма-фотонов, измеряемых (а) по распределению гамма-фотонов, излучаемых в единичный телесный и (б) по распределению гамма-фотонов, излучаемых в конусный слой. Параметры взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью и обозначения такие же, как в подписи к рисунку 10.2

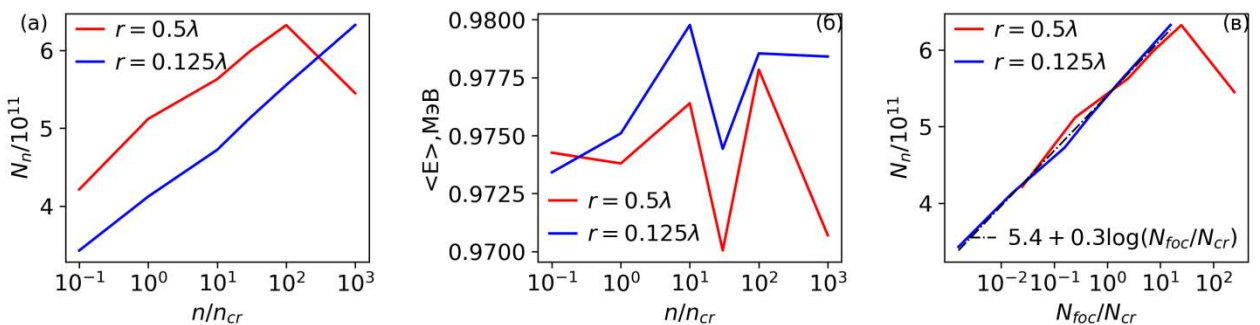


Рисунок 10.6 - Зависимости (а) числа генерируемых нейтронов  $N_n$  и (б) их средней энергии  $\langle E \rangle$  от начальной концентрации электронов плазменной мишени  $n$  и её радиуса  $r$ . (в) Зависимость  $N_n$  от начального числа электронов плазменной мишени в фокальной области  $N_{foc}$ , нормированного на  $N_{cr}$ . Параметры лазерного излучения, под воздействием которого на плазменную мишень происходит генерация гамма-излучения, приведены в подписи к рисунку 10.2. Штрихпунктирная кривая соответствует аппроксимации данных

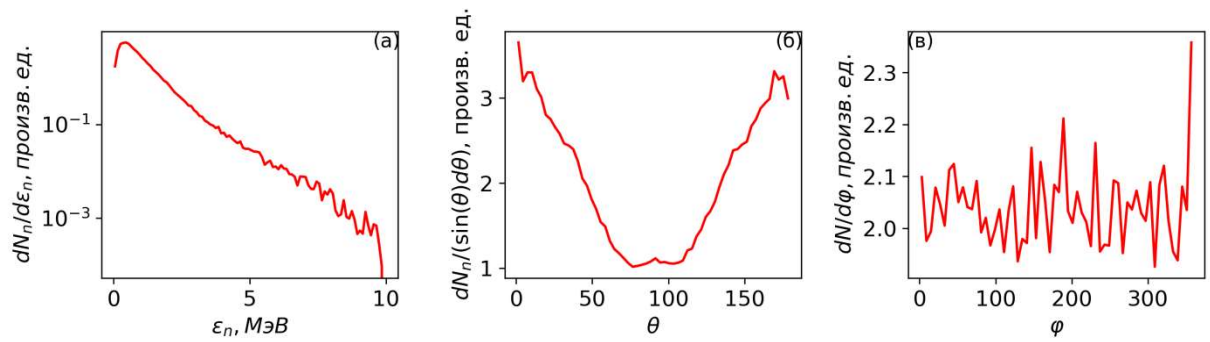


Рисунок 10.7 - Спектры нейтронов, получаемых в результате облучения мишени-конвертера из Au197 гамма-излучением, генерируемым в результате облучения плазменной мишени 12-тью лазерными импульсами (параметры взаимодействия приведены в подписи к рисунку 10.4): (а) энергетический спектр нейтронов  $dN_n/d\varepsilon_n$ ; (б) число нейтронов  $dN_n/\sin(\theta)d\theta$ , распространяющихся в единичный телесный угол в зависимости от полярного угла  $\theta$ , (в) распределение нейтронов  $dN_n/d\varphi$  по полярному углу  $\varphi$

## **11 Отработка методов диагностики нейтронного потока. Тестовые облучения биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронзахватной терапии**

Одним из важных вопросов в методике бор-нейтронзахватной терапии онкологических заболеваний является определение оптимального энергетического спектра нейтронного потока, управление его параметрами, а также диагностики нейтронного потока. Основными целями работ по пункту 3.1.11 Плана-графика были отработка методов диагностики нейтронного потока и тестовые облучения биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронзахватной терапии.

Наиболее богатые возможности сегодня дает подход, основанный на численном моделировании процессов распространения нейтронов и их взаимодействия с веществом, в частности, с живыми клетками. Численное моделирование с использованием кода RHITS осуществлялось методом Монте-Карло в трехмерном пространстве. В модель входит источник нейтронов, система формирования нейтронного потока и образец. Источник нейтронов представляет собой круг, в каждой точке которого нейтроны излучаются изотропно с энергией 2.5 MeV. Такая модель приближенно описывает реальную ситуацию, в которой нейтроны генерируются в ходе D-D реакции при попадании круглого ионного пучка на твердотельную дейтерийсодержащую мишень. В модели учитываются процессы взаимодействия нейтронов с веществом (упругие и неупругие), а также процессы захвата нейтронов, которые характеризуются образованием вторичных гамма-квантов. Значения сечений столкновения нейтрона с ядрами взяты из базы данных JENDL-4.0.

Для проведения тестовых облучений использовалась установка GISMO. Схема установки GISMO приведена на рисунке 11.1. Нагрев и поддержание плазмы происходил за счет поглощения микроволнового излучения гиротрона с частотой 28 ГГц и мощностью от 500 Вт до 10 кВт в непрерывном режиме в условиях электронно-циклотронного резонанса. Основой установки являлась магнитная система, изготовленная из постоянных магнитов и представляющая собой пробкотрон (расстояние между пробками 12 см). ЭЦР разряд поддерживался в водороде при давлениях газа порядка  $10^{-4}$  Торр в плазменной камере, представляющей собой цилиндрический резонатор с диаметром 32 мм, помещенный в центральной области первой магнитной ловушки. В торце резонатора (в области, где напряженность магнитного поля близка к максимуму) располагалась квазиоптическая электродинамическая система ввода микроволнового излучения, обеспечивающая его согласование с плазмой. Напряженность магнитного поля

соответствующая циклотронному резонансу для 28 ГГц составляет 1 Тл, максимальная напряженность магнитного поля пробках ловушки достигает 1,5 Тл. Генерация нейтронов на установке реализована путем использования самонасыщающейся медной мишени с системой охлаждения, позволяющей непрерывную работу с мощностью ионного пучка до 40 кВт. Нейтроны генерируются в результате D-D реакции на мишени при ее бомбардировке пучком ионов дейтерия. Для определения параметров нейтронного потока и накопленной дозы тестовыми биологическими объектами в качестве калибровочных данных использовались показания нейтронного дозиметра-радиометра, расположенного на удалении 3 м от мишени.

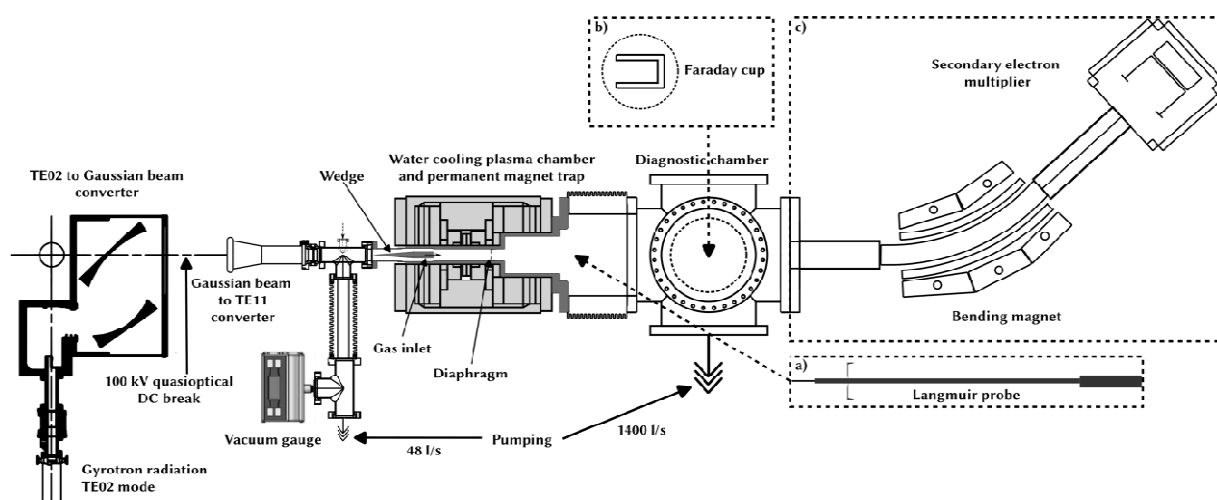


Рисунок 11.1 — Схема экспериментального стенда GISMO

Для первой серии облучений построим зависимость плотности нейтронного потока, регистрируемого детектором в различные моменты времени проведения эксперимента (см. рисунок 11.2). Также на рисунке указан нейтронный выход, пересчитанный из плотности потока на основании проведенных расчетов. Интегральный поток нейтронов через детектор составил около  $2.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ . За время эксперимента было произведено приблизительно  $6.9 \cdot 10^{12}$  нейтронов.

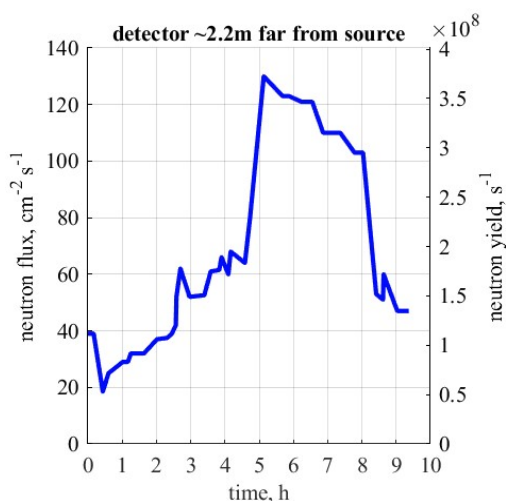


Рисунок 11.2 - Зависимость плотности нейтронного потока, регистрируемого детектором во время эксперимента. На правой оси отмечен нейтронный выход, пересчитанный из потока на основе расчетов

Расчеты распространения нейтронов на установке GISMO проводились в реальной геометрии. В модели учитываются: мишень (медный цилиндр внутри которого есть цилиндр из воды), стакан из стали AISI304, в котором располагаются водяной замедлитель и 6 образцов. Также учтем наличие бетонного пола (толщиной 20 см) и свинцового экрана (толщиной 5 мм). Приведем для сравнения результаты расчета плотности нейтронного потока на детекторе в зависимости от того, учитываются ли пол и экрана в модели или нет. При учете указанных элементов в модели наблюдается увеличение нейтронного потока приблизительно в 3 раза.

Учет пола и экрана в модели	Нет	Да
Нейтронный поток (1/см <sup>2</sup> /нейтрон)	$1.06 \cdot 10^{-7}$	$3.49 \cdot 10^{-7}$

Геометрия представлена на рисунке 11.3.

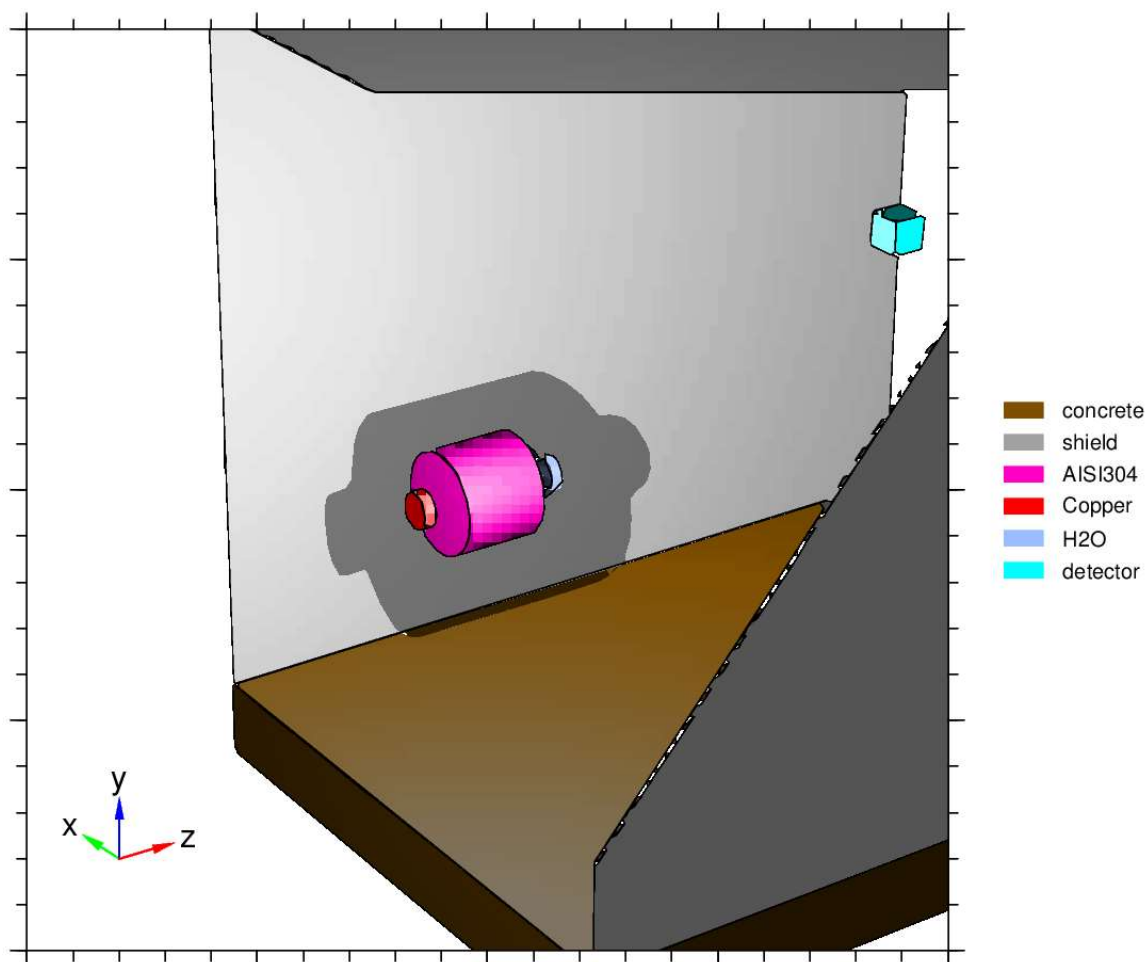


Рисунок 11.3 - Трехмерное изображение геометрии модели

Для измерения среднего потока в модели используется детектор в виде куба с длиной ребра 10 см. Это необходимо для повышения количества пролетающих нейтронов через детектор и уменьшения статистической ошибки в расчетах. При этом предполагается, что плотность потока нейтронов слабо меняется на масштабе размеров детектора.

Рассмотрим подробнее геометрию замедлителя. На рисунке 11.4 показана схема расположения образцов (под номерами 1 – 6).

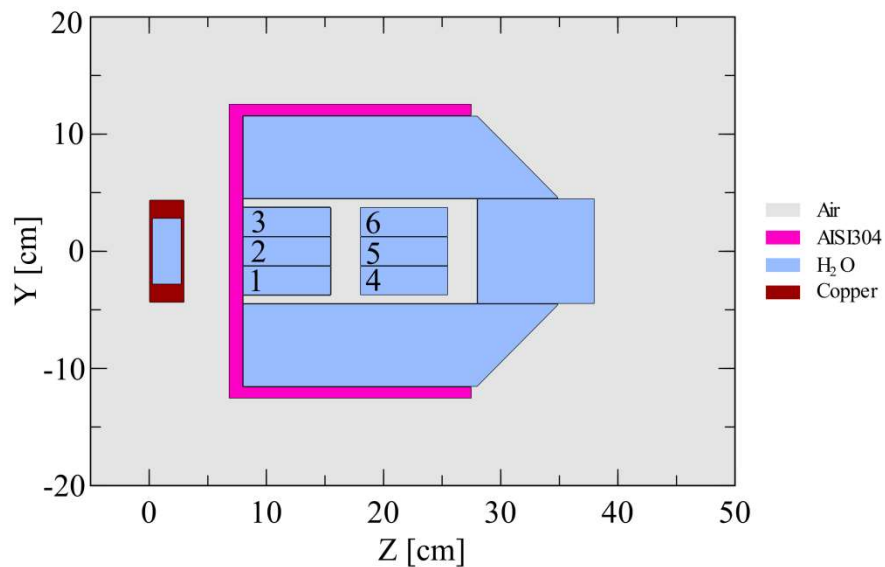


Рисунок 11.4 - Геометрия модели для расчета распространения нейтронов. Нейтроногенерирующая мишень находится слева от модератора, внутри которого расположены образцы, пронумерованные от 1 до 6

В первичных расчетах образцы состоят на 100% из воды. Для пересчета дозы используются коэффициенты относительной биологической эффективности (ОБЭ): 3.2 для нейтронов и 1.0 для фотонов. Результаты расчета дозы представлены на рисунке 11.5.

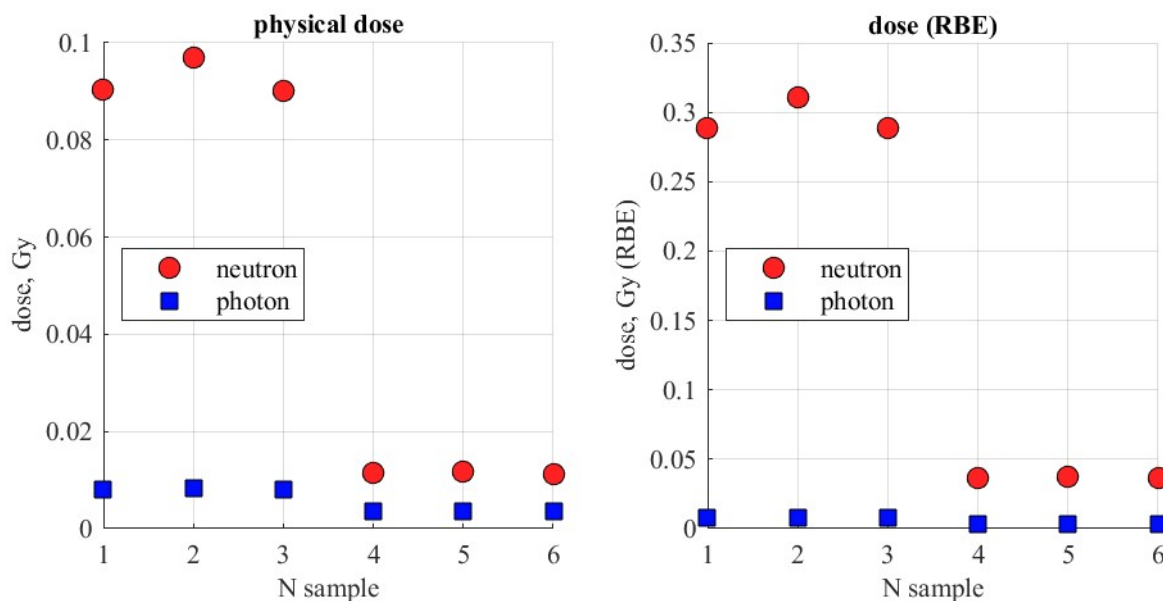


Рисунок 11.5 - Поглощенная доза от нейтронов и фотонов для разных образцов. Слева показана физическая доза. Справа – доза, пересчитанная с учетом ОБЭ

Построим зависимости плотности потока нейтронов от энергии для разных образцов (см. рисунок 11.6).

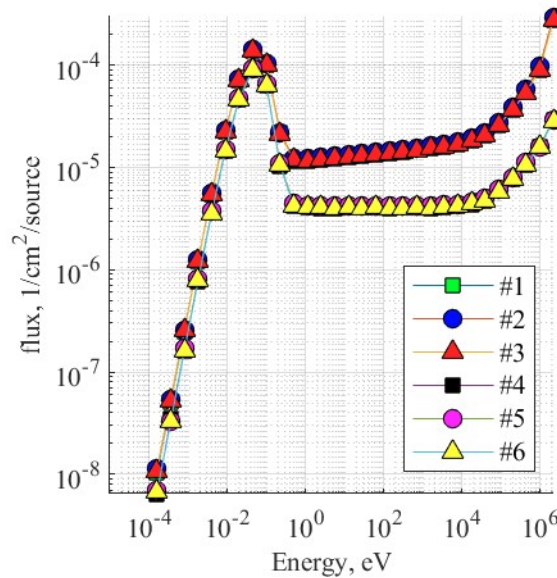


Рисунок 11.6 - Спектр нейтронного потока, проходящего через различные образцы. Образцам 1 – 3 соответствует верхняя кривая, а образцам 4 – 6 нижняя

Во второй серии облучений для получения нейтронного выхода была произведена обработка осциллограм. Было произведено усреднение  $U(t)$ ,  $I(t)$  на временном интервале 1 секунда. Поток через детектор и нейтронный выход были пересчитаны из условия линейной зависимости нейтронного выхода от энергии пучка. Точки для калибровки были взяты в поздний момент времени. Построим зависимость плотности нейтронного потока, регистрируемого детектором в различные моменты времени проведения эксперимента, данные представлены на рисунке 11.7. Также на рисунке указан нейтронный выход, пересчитанный из плотности потока на основании проведенных расчетов. Интегральный поток нейтронов через детектор составил около  $2.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ . За время эксперимента было произведено приблизительно  $6.9 \cdot 10^{12}$  нейтронов.

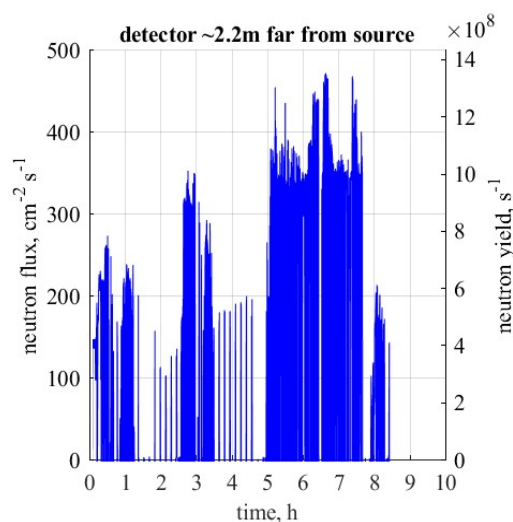




Рисунок 11.7 - Зависимость плотности нейтронного потока, регистрируемого детектором во время эксперимента. На правой оси отмечен нейтронный выход, пересчитанный из потока на основе расчетов

Схема экспериментов по облучению представлена на рисунке 11.8.

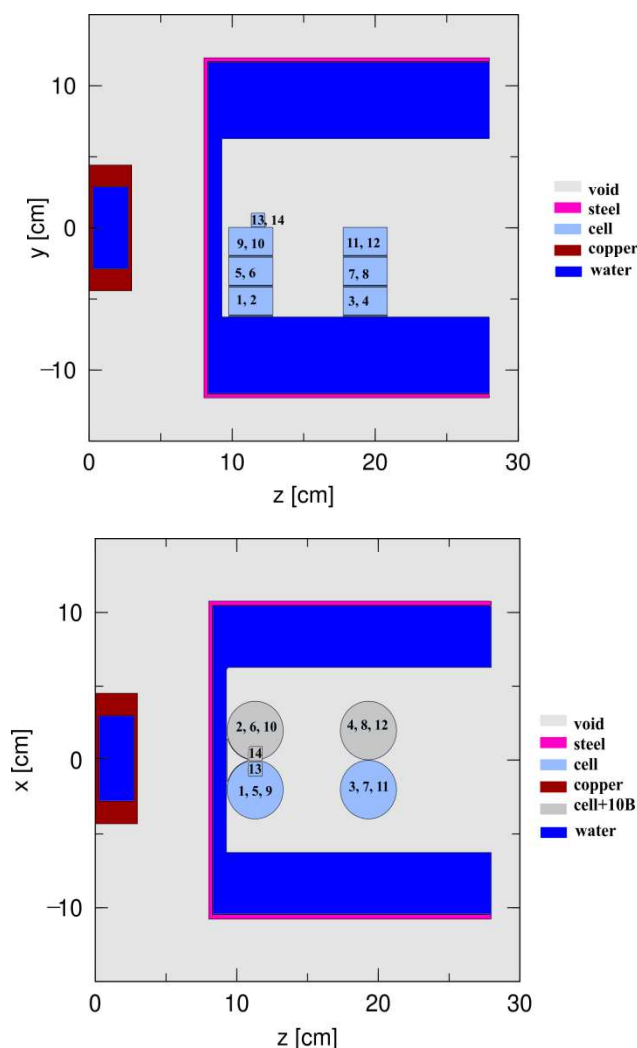


Рисунок 11.8 - Схема эксперимента. На верхнем рисунке показан вид сбоку. На нижнем – вид сверху. Образцы пронумерованы от 1 до 14. Клетки в образцах с нечетными номерами – “ВРА-”, с четными – “ВРА+”

Содержание  $^{10}\text{B}$  в образцах “ВРА+” составляет 1.5 мкг/мл. 50 млн клеток имеют объем 1мл. В каждой пробе содержалось по 2.5 млн клеток. Толщина клеточного слоя составляет 40 мкм (из расчета объема 0.05мл в чашке с диаметром дна 4 см).

Для определения поглощенной дозы от каждой фракции нейтронов проведем модельный расчет. Образец зададим в виде цилиндра с высотой 40 мкм и радиусом 2 см. Источник – круг с тем же радиусом, расположенный на одном из торцов образца. Нейтронный поток направлен по нормали к поверхности. Задавая различную начальную энергию нейтронов, будем вычислять поглощенную дозу.

Пусть для начала образец будет включать в себя только один из элементов: Н, С, О, N, В (при этом зададим плотность одинаковой). В области с низкой энергией стоит отметить случай, когда материалом является азот. У него наибольшая доза среди всех элементов (кроме бора). В области высоких энергий преобладает упругое рассеяние нейтрона на водороде. Таким образом, вклад в дозу от быстрых нейтронов состоит в упругом рассеянии на ядрах водорода. А вклад тепловых нейтронов достигается за счет ядерных реакций с азотом и бором. Результаты расчетов представлены на рисунке 11.9.

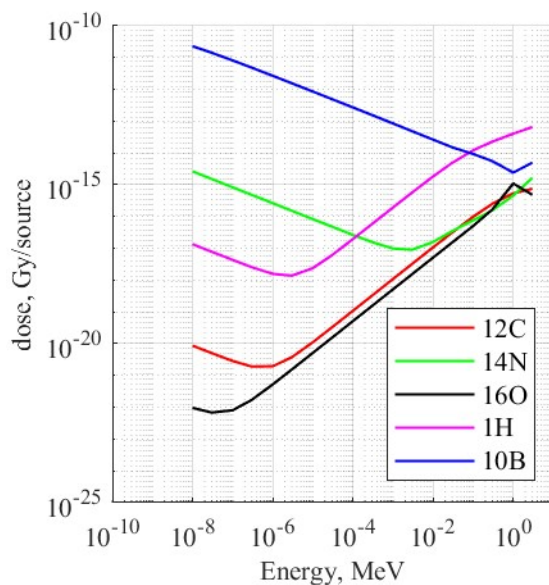


Рисунок 11.9 - Зависимость поглощенной дозы от энергии нейтрона для различных элементов

Далее перейдем к реалистичному составу образца. Пусть материал образца соответствует мягким тканям и состоит из элементов Н (60.8%), С (5.57%), О (28.68%), N (1.12%). Рассмотрены случаи с содержанием бора 0, 1.5 и 150 мкг/мл. Результат расчета представлен на рисунке 11.10.

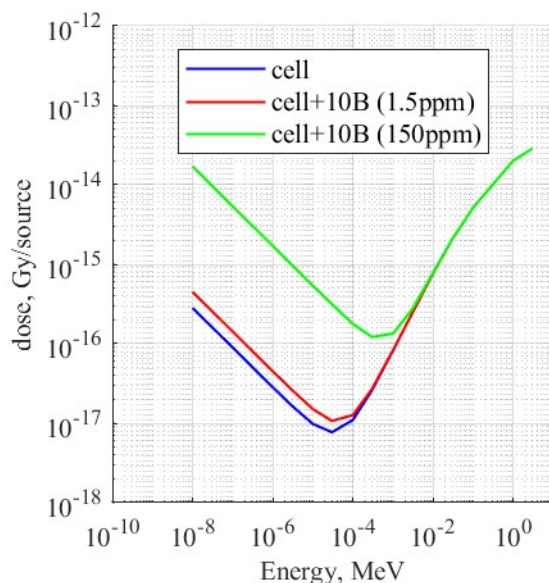


Рисунок 11.10 - Зависимость поглощенной дозы от начальной энергии нейтрона

Эффект от наличия бора с концентрацией 1.5 мкг/мл становится заметен при энергиях меньше 100 эВ. Поглощенная доза увеличивается на 60%. Если увеличить содержание бора в 100 раз, то поглощенная доза увеличится в 60 раз, соответственно.

Перейдем к моделированию экспериментальных условий. Построим графики потока нейтронов различных диапазонов энергии (тепловых ( $E < 0.5$  эВ), эпитепловых ( $0.5$  эВ  $< E < 30$  кэВ) и быстрых ( $E > 30$  кэВ)) для образцов №№1-14 (рисунок 11.11). Также построим зависимость относительного изменения поглощенной образцами дозы при добавлении бора (рисунок 11.12). Видно, что борированные образцы поглотили на 60% больше дозы в тепловой фракции, а различие в дозе для эпитепловых и быстрых нейтронов незначительное.

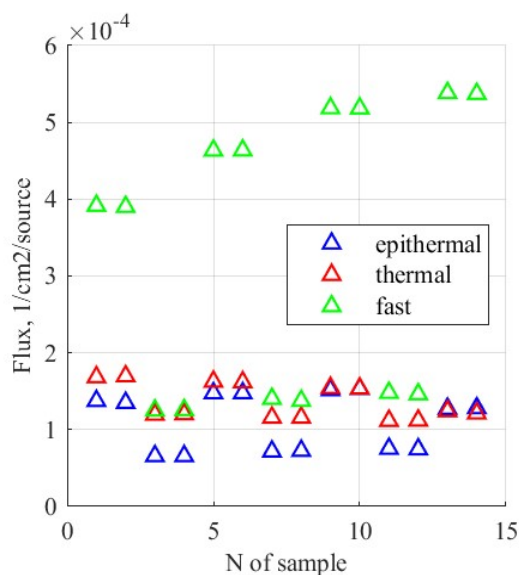


Рисунок 11.11 - Значение потока нейтронов различных энергетических диапазонов для каждого из образцов

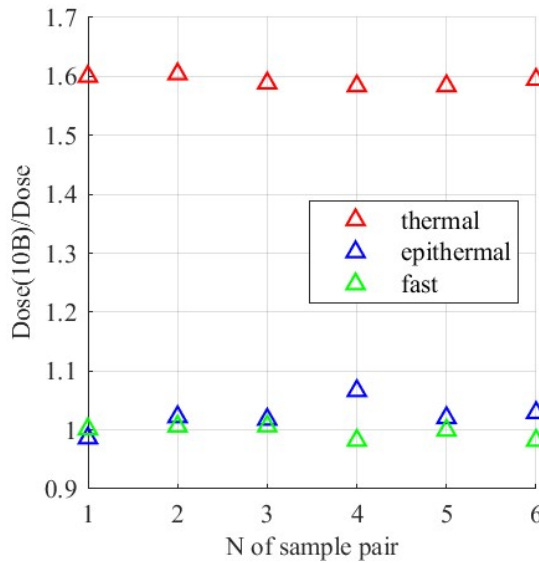


Рисунок 11.12 - Относительное изменение дозы для различных пар образцов и энергетических фракций

Абсолютное значение поглощенной дозы для различных образцов и энергетических фракций представлено на рисунке 11.13.

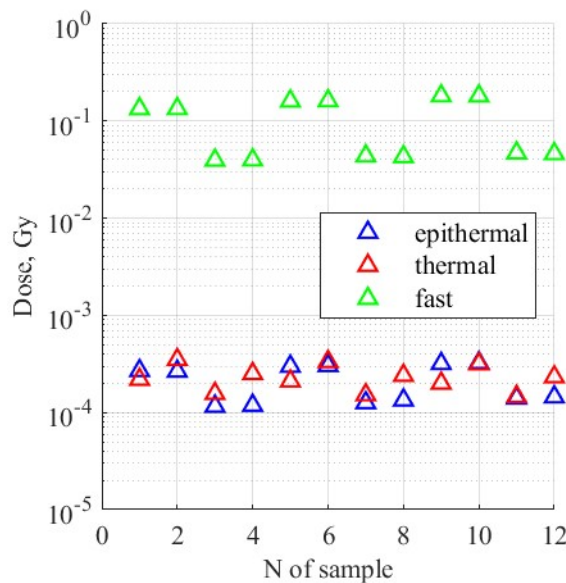


Рисунок 11.13 - Абсолютное значение поглощенной дозы для различных образцов и энергетических фракций

Эффект от добавления бора заметен только для тепловых нейтронов. При содержании бора в клетках 1.5 мкг/мл достигается увеличение поглощенной дозы (от тепловых нейтронов) приблизительно на 60%.

Таким образом, в ходе работ были отработаны методы диагностики нейтронного потока, получены результаты тестовых облучений биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронозахватной терапии.

## 12 Эксперименты *in vitro* (на культурах опухолевых клеток) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения D-D генератора ИПФ РАН (ПИМУ, Договор № К98-12 от 16.11.2021)

Бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) является на сегодняшний день одним из наиболее эффективных и перспективных методов лучевой терапии злокачественных новообразований. Метод основан на использовании реакций, возникающих между ядрами  $^{10}\text{B}$  и потоком нейтронов, обладающими энергией в диапазоне  $5 \times 10^{-3} - 10^4$  эВ.

Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть инсталлированы непосредственно в радиотерапевтической клинике. С самого начала развития метода БНЗТ для получения пучков тепловых и эпитепловых нейтронов использовали ядерные реакторы. Пучки получали на основе самоподдерживающейся цепной ядерной реакции распада  $^{235}\text{U}$ . Спектр таких нейтронов имеет энергию до 10 МэВ со средней энергией около 2 МэВ [178]. Однако в настоящее время уже появились прототипы компактных ускорительных источников разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой [179-184]. Помимо этого, разработаны прототипы D-D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью [185, 186].

Для корректного дозиметрического планирования облучения необходима возможность *in vivo* детектирования изотопа бора-10 в опухоли и окружающих тканях. Поскольку отдельные атомы бора детектируются только дорогостоящими и неприменимыми *in vivo* прямыми методами (масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой, быстрая гамма-спектрометрия, альфа-спектрометрия, масс-спектрометрия с ионной ловушкой), большой интерес вызывают тераностические концепции, основанные на использовании борсодержащих соединений, свойства которых позволяют как получать информацию о содержании соединения в тканях, так и проводить эффективную БНЗТ.

В течение последних нескольких лет были опубликованы исследования, посвященные синтезу борсодержащих препаратов с флуоресцентной меткой [187, 188]. Использование флуоресцентных свойств соединений открывает возможность их прижизненного биоимиджинга оптическими методами. Среди всех классов соединений, перспективных в отношении решения задач БНЗТ и обладающих флуоресценцией, следует выделить производные хлоринов [189, 190]. Производные хлоринов являются перспективными агентами БНЗТ, сочетающими в себе свойства диагностического модуля

и агента доставки бора в опухоль. Актуальной задачей является детальное изучение их свойств, а также доказательство возможности использования флуоресценции в качестве метода визуализации соединения в опухолях и нормальных тканях.

Для проведения дальнейших исследований по изучению эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора необходима оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (L-BPA), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, которая способна относительно селективно (максимальный контраст 2:1) накапливаться в опухолях, за счет более эффективной транспортной системы L-аминокислот в ее клетках по сравнению с нормальными [186, 187]. Для определения содержания изотопа  $^{10}\text{B}$  возможно применение следующих методов: быстрая гамма-спектроскопия [188-190], масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой [191, 192], альфа-радиография высокого разрешения, альфа-спектроскопия, и нейтронозахватная радиография [194, 195], вторичная нейтральная масс-спектрометрия [195], спектроскопия характеристических потерь энергии электронами [196], масс-спектрометрия с ионной ловушкой [197]. В настоящей работе определение  $^{10}\text{B}$  проводили методом масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой в сотрудничестве с ИПТМ РАН.

Кроме того, поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур. На основании анализа литературных данных для первого этапа оценки эффективности разрабатываемого нейтронного источника нами были выбраны следующие клеточные линии: СТ26 – колоректальный рак мыши, U87 – глиобластома человека. Также планируется оценка радиочувствительности нормальных клеток на примере клеточных культур кожных фибробластов (huFB).

Золотым стандартом оценки чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* является анализ колониеобразования [208]. Данный тест демонстрирует способность отдельных клеток формировать колонии. К другим методам, позволяющим оценить эффективность лучевого воздействия *in vitro*, относятся МТТ-тест, колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток. Особенностью проведения МТТ-теста для задач радиобиологии является оценка результата на поздних сроках после воздействия, как правило, 96-120 часов после облучения.

Перед началом исследования было определено содержание изотопа  $^{10}\text{B}$  в образцах клеточных культур. Содержание изотопа  $^{10}\text{B}$  в образцах клеточных культур проводили методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой. Для этого использовали

образцы клеточных культур СТ26 (колоректальный рак мыши), U87 (глиобластома человека) и huFB (нормальные фибробласты кожи человека). Образцы клеток в количестве  $10 \cdot 10^6$  клеток готовили как описано в разделе «Материалы и методы».

С помощью ИС-масс-спектрометрии было установлено, что спустя 24 часа инкубации клеток с препаратом L-BPA, максимальное содержание  $^{10}\text{B}$  на  $10$  млн клеток было определено для клеток huFB ( $0,40 \pm 0,01$  мкг/ $10 \cdot 10^6$  клеток), для опухолевых клеток СТ26 и U87 содержание  $^{10}\text{B}$  составило  $0,32 \pm 0,01$  и  $0,22 \pm 0,01$  мкг/ $10 \cdot 10^6$  клеток, соответственно (рисунок 12.1).

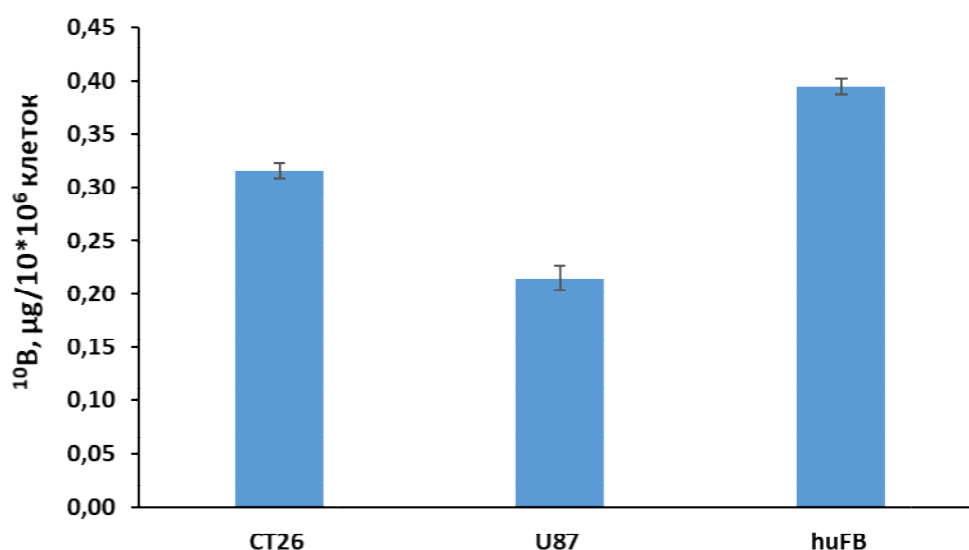


Рисунок 12.1 - Содержание изотопа  $^{10}\text{B}$  в клетках СТ26 (колоректальный рак мыши), U87 (глиобластома человека) и huFB (нормальные фибробласты кожи человека) через 24 часа после инкубации с препаратом L-BPA

В ходе работы были проведены исследования на двух линиях опухолевых клеток: колоректальный рак мыши (СТ26) и глиобластома человека (U87). Предварительно клетки были выведены из заморозки и адаптированы к культуральным условиям в течение минимум 3 пассажей. В начале эксперимента клетки высевали на культуральный 6-луночный планшет и инкубировали с L-борфенилаланином в дозе 40 мкг/мл как описано в разделе «Материалы и методы». Пробы размещали внутри замедлителя как указано на рисунке 3. Затем оценивали токсический эффект с помощью МТТ-теста и анализа колониобразующей активности.

Для определения поглощенной дозы от каждой фракции нейтронов был проведен модельный расчет. Были построены графики потока нейтронов различных диапазонов энергии (тепловых ( $E < 0.5$  эВ), эпитепловых ( $0.5$  эВ  $< E < 30$  кэВ) и быстрых ( $E > 30$  кэВ)) для образцов №№1-14 (рисунок 6А) и рассчитана поглощенная доза нейтронов (рисунок 12.2Б). При этом в образцах с добавлением L-BPA поглощенная доза для тепловых



нейтронов была больше примерно на 60% (рисунок 12.2В). Таким образом, за время облучения, согласно расчетным данным, образцы без L-ВРА получили дозу от тепловых нейтронов порядка  $1 \cdot 10^{-4}$  Гр, а образцы с L-ВРА – порядка  $1,6 \cdot 10^{-4}$  Гр.

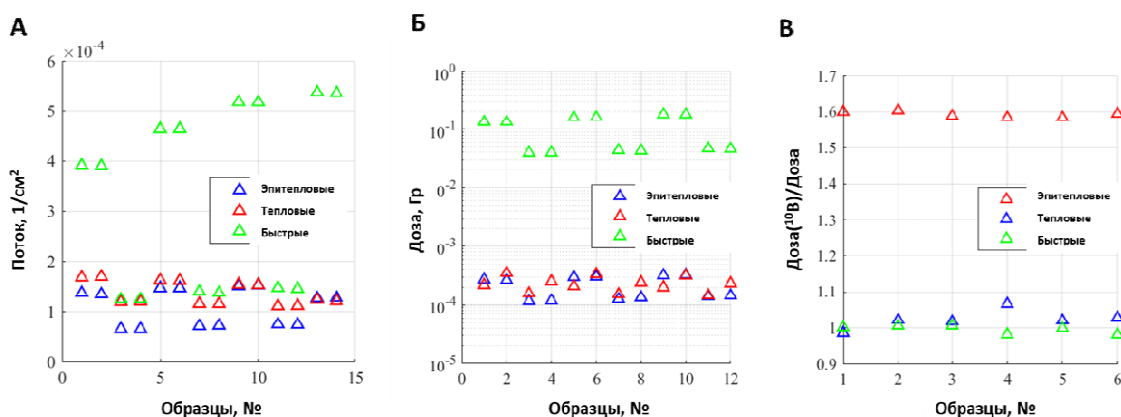


Рисунок 12.2 - Расчет потока и дозы нейтронов. А – значение потока нейтронов различных энергетических диапазонов для каждого из образцов; Б – абсолютное значение поглощенной дозы для различных образцов и энергетических фракций. В – относительное значение поглощенной дозы в образцах, содержащих изотоп  $^{10}\text{B}$  относительно образцов без  $^{10}\text{B}$  для различных образцов и энергетических фракций

Анализ выживаемости опухолевых клеток показал следующие результаты. Для клеточной линии СТ26 по данным МТТ-теста для клеток, расположенных близко к мишени (образцы 9,10, группа СТ26-1), значимых отличий от контроля не наблюдалось. Для клеток, расположенных на расстоянии  $\sim 10$  см от мишени (образцы 11,12, группа СТ26-2), наблюдалось снижение выживаемости до  $\sim 60\%$  от контроля как для образцов с L-ВРА, так и для образцов без L-ВРА через 72 часа после облучения (рисунок 12.3). Однако регенеративный и пролиферативный потенциал клеток СТ26 позволил им преодолеть неблагоприятное воздействие и к 96 часам наблюдения их активность была полностью восстановлена. Анализ колониеобразующей активности клеток СТ26 не выявил значимых различий между исследуемыми группами. Таким образом, для клеток СТ26 не было достигнуто значимого терапевтического эффекта (рисунок 12.3), что связано с низкой полученной дозой облучения и высоким репаративным и пролиферативным потенциалом клеток.

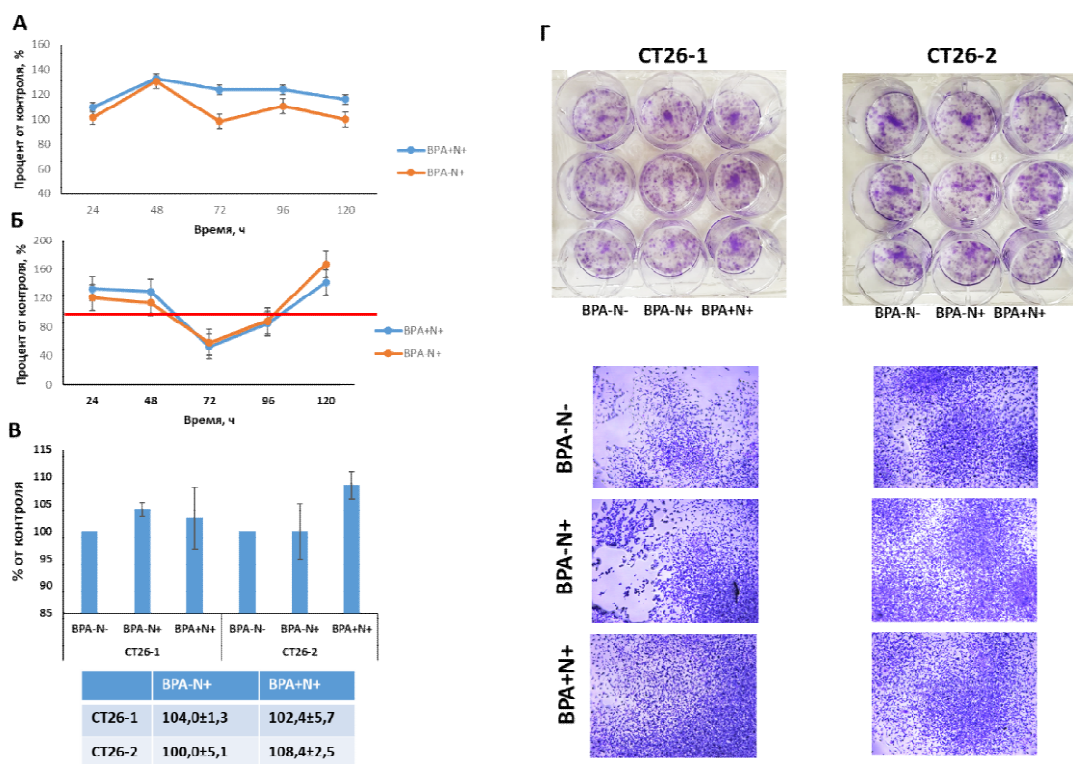


Рисунок 12.3 - Результаты оценки выживаемости клеток линии СТ26. А – результаты МТТ-теста для образцов 9,10 (группа СТ26-1). Б - результаты МТТ-теста для образцов 11,12 (группа СТ26-2). В – результаты клоногенного теста для образцов 9,10 (группа СТ26-1) и образцов 11,12 (группа СТ26-2). Г – макрофотографии планшетов и микрофотографии клеточного монослоя при оценке клоногенной активности клеток линии СТ26

В случае клеточной линии U87 (глиобластома человека) были проанализированы три группы образцов. Образцы 1,2 – адгезивная культура в непосредственной близости к мишени (группа U87-1), образцы 13,14 – суспензионная культура в непосредственной близости к мишени (группа U87-3) и образцы 3,4 – адгезивная культура на расстоянии ~10 см от мишени (группа U87-2). Образцы с нечетными номерами не содержали препарат L-ВРА, с четными номерами содержали препарат. Для суспензионной культуры (образцы 13,14) по данным МТТ-теста ингибирования клеток не было выявлено (рисунок 12.3), анализ колониеобразующей активности показал некоторое снижение до  $93,3 \pm 10,1$  % от полностью негативного контроля (рисунок 12.5).

Для образцов 1,2 по данным МТТ-теста к 120 часам после облучения наблюдалось снижение метаболической активности клеток до  $86,5 \pm 3,1$  % от полностью негативного контроля для группы L-ВРА-N+ и до  $75,5 \pm 7,7$  % от полностью негативного контроля для группы L-ВРА+N+ (рисунок 12.1). Для суспензионной культуры (образцы 13,14) ингибирующего эффекта не наблюдалось, наоборот, был некоторый прирост до  $147,3 \pm 6,1$  для группы L-ВРА-N+ (рисунок 12.1). Для образцов 3,4 снижение относительно полностью негативного контроля составило до  $64,3 \pm 8,4$  % для группы L-ВРА-N+ и до

61,6±3,1 % для группы L-BPA+N+, между группами L-BPA-N+ и L-BPA+N+ статистически значимой разницы не наблюдалось (рисунок 12.4).

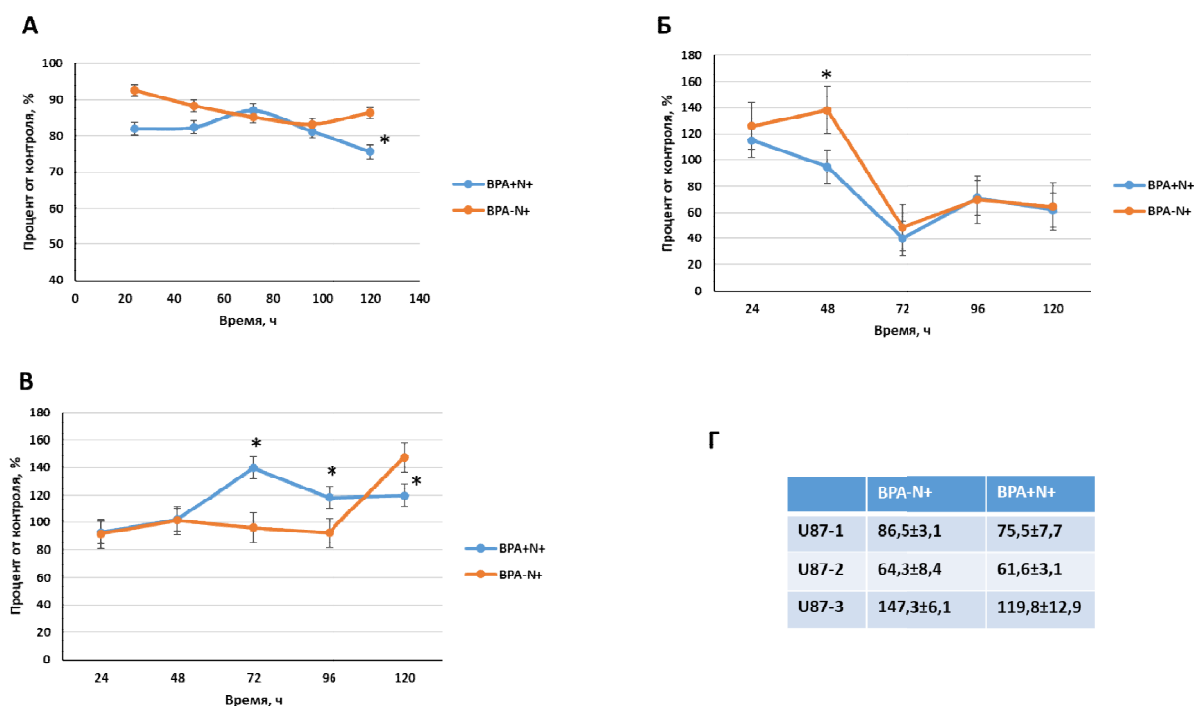


Рисунок 12.4 - Результаты оценки выживаемости клеток линии U87 по данным МТТ-теста. А – результаты МТТ-теста для образцов 1,2 (группа U87-1). Б - результаты МТТ-теста для образцов 3,4 (группа U87-2). В - результаты МТТ-теста для образцов 13,14 (группа U87-3). Г – итоговая таблица, отражающая % выживших клеток относительно полностью негативного контроля через 120 часов после облучения

\*- статистически значимые отличия от контроля (L-BPA-N-),  $p < 0,005$

По данным анализа колониеобразующей активности наибольший ингибирующий эффект наблюдался в образцах 1,2, расположенных в непосредственной близости от мишени. Однако для образцов 3,4 также наблюдалось значимое снижение колониеобразующей активности в группе L-BPA+N+ до  $77,5 \pm 1,7$  % от полностью негативного контроля в то время как для группы L-BPA-N+ (образец 3) ингибирующего эффекта не было обнаружено. Для суспензионной культуры в группе L-BPA+N+ также наблюдалось снижение колониеобразующей активности, однако гораздо менее выраженное – до  $93,3 \pm 10,1$  % от полностью негативного контроля (рисунок 12.5).

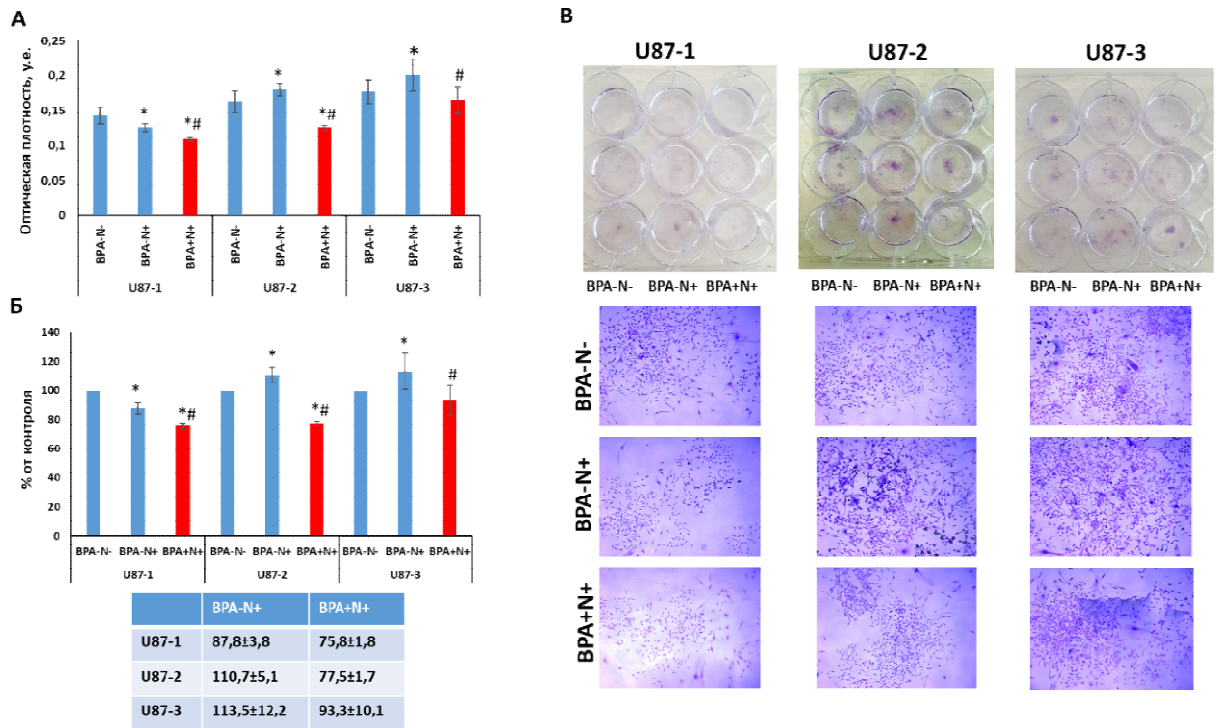


Рисунок 12.5 - Результаты оценки выживаемости клеток линии U87 по данным клоногенного теста. А – результаты клоногенного теста для всех исследуемых групп. Б – расчет % выживших клеток относительно полностью негативного контроля для все исследуемых групп. В – макрофотографии планшетов и микрофотографии клеточного монослоя при оценке клоногенной активности клеток линии U87

\*- статистически значимые отличия от контроля (L-BPA-N-),  $p < 0,005$

# - статистически значимые отличия от контроля (L-BPA-N+),  $p < 0,005$

Таким образом, при анализе выживаемости опухолевых клеток после облучения нейтронами были показаны следующие эффекты. Для линии СТ26 интенсивность облучения была недостаточной для достижения какого-либо терапевтического эффекта, что связано с высоким пролиферативным и репаративным потенциалом клеток. Для линии U87 были достигнуты значимые терапевтические эффекты для образцов адгезированных клеток, расположенных на расстоянии ~10 см от мишени, где поток быстрых нейтронов снижен. К тому же для данных образцов наблюдались заметные различия для группы L-BPA-N+ и L-BPA+N+, что подтверждает наличие в системе тепловых и эпитепловых нейтронов, необходимых для достижения терапевтического эффекта.

## **13 Оценка эффективности использования кластерной плазмы для генерации нейтронов (ФИАН, Договор № К98-10 от 03.11.2021)**

### **13.1 Введение**

Как отмечалось, главе 3 (пункт 3.1.7 план-графика работ), в настоящее время растет интерес к исследованию взаимодействия интенсивного ультракороткого лазерного импульса с кластерными или капельными средами. —Интерес к данным мишеням обусловлен практически полным поглощением лазерного импульса внутри фокального объема с достаточно плотной кластерной плазмой, эффективным стохастическим нагревом электронов до высоких энергий (температур), а также и эффективным ускорением ионов при взрыве лазерно-нагреваемых кластеров [209-218]. С другой стороны, кластерные мишени характеризуются отсутствием вредной примеси, способной повредить оптику, и очень быстрым восстановлением исходных параметров мишени после каждого лазерного воздействия [219-220]. Сейчас такие мишени доступны путем кластеризации при гиперзвуковом расширении различных газов через сопло в вакуум или путем распыления капель, образующихся при гиперзвуковом расширении перегретого пара через сопло. Учитывая эти преимущества кластерных/капельных мишеней, естественно возникает вопрос, как их оптимизировать, чтобы сделать генерацию энергичных дейтронов для производства нейтронов наиболее эффективной.

Проблема согласования параметров лазера и мишени для наиболее эффективной генерации энергичных ионов, изотопов водорода (дейтерия) при взрыве кластеров и рождения нейтронов в результате термоядерного синтеза  $D(d,n)^3He$  обсуждается с 90-х годов (см. например, [209-210, 213, 218]). Создание источников нейтронного излучения в виде коротких вспышек (десятки нс) с большим количеством нейтронов в импульсе по-прежнему остается сложной задачей. Для выработки практических рекомендаций по оптимизации параметров лазера и мишени требуется проведение трехмерного численного моделирования. Решение этой проблемы потенциально может стимулировать создание простых в реализации приложений. Типичный размер  $D_2$  или дейтерий-содержащих кластеров (например, дейтерированного метана,  $CD_4$ ), применявшихся в экспериментах, составлял всего несколько нанометров (5-10 нм) [210, 212, 214]. Выход нейтронов при взрыве таких наноразмерных кластеров не превышал  $10^4 - 10^5$  нейтронов на 1 Дж вложенной лазерной энергии. Это связано с естественным ограничением максимальной энергии ускоренных дейтронов взрывающегося кластера, что определяется невысокой кулоновской энергией для маленького кластера [223]. Соответственно, можно ожидать увеличения эффективности ускорения ионов и генерации DD-нейтронов с увеличением размера кластера (что сейчас практически достижимо). При этом, как число ускоренных

дейтронов, так и максимальная энергия дейтронов заметно выше для крупных кластеров, в том числе кластеров субмикронного размера (см., например, [223-224]).

Однако, эксперименты с крупными дейтерий содержащими кластерами (каплями), в частности, с каплями тяжелой воды характерного размера 150 нм и средней атомной плотностью газа в каплях  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при облучении лазерным импульсом мощностью 0.3 Дж, 35 фс,  $7 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  не показали заметного увеличения выхода нейтронов. Измеренный выход не превышал  $10^4$  нейтронов/Дж [213]. Аналогичные результаты были получены с капельной средой из крупных капель тяжелой воды размером 500 нм, облученными импульсом 0.5 Дж, 30 фс,  $2 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ , где выход нейтронов составлял  $2 \times 10^3$  нейтронов на 1 Дж энергии лазера [225]. Можно предположить, что причина заключалась в неправильном согласовании параметров лазера и кластерной мишени и/или в недостаточно высоком контрасте лазерного излучения, позволяющем существенно разрушить кластеры.

Также с целью получения эффективного лазерного источника вторичного излучения и нейтронов было предложено использовать микро/наноструктурированные мишени [225-226, 228]. Было показано, что для таких мишеней выход нейтронов достигает уровня  $10^6$  нейтронов/Дж при использовании фемтосекундных лазеров высокой интенсивности [225, 226] и энергией  $\sim 1$  Дж или даже лазера умеренной интенсивности уровня мДж [228]. Это ясно демонстрирует, что правильный выбор микро/наноструктурированной среды является важным фактором для создания лазерного источника нейтронов. Однако изготовление таких мишеней и управления их параметрами является более сложной процедурой (по сравнению с производством кластерного газа), особенно когда используются лазерные импульсы с высокой частотой повторения.

Ниже ставится цель – продемонстрировать, что потенциал кластерной мишени для производства нейтронов с помощью фемтосекундного лазера далеко не исчерпан. В связи с этим важно, что до сих пор нет понимания того, как следует выбирать параметры кластерной среды и размер горячего пятна лазера для заданной мощности лазера. Ответ на этот вопрос может дать трехмерное PIC моделирование. Однако основной сложностью является необходимость проведения моделирования наиболее интересного случая большого объема (до  $10 \text{ мм}^3$ ) лазерно-нагреваемой кластерной среды [229]. Для решения этой задачи разработан специальный алгоритм, позволяющий с помощью разбиения на последовательные зоны моделировать такие объемы.

Ниже показано, что с использованием кластерной среды можно реализовать по крайней мере такой же или даже более эффективный нейтронный источник по сравнению с источником на основе наноструктурированных мишеней [225, 226] за счет правильного

подбора размера кластера и средней плотности среды (среднего расстояния между кластерами).

### 13.2 Зональная схема расчета большого объема лазер-кластерного взаимодействия

Для расчета выхода дейтронов и нейтронов был разработан специальный алгоритм, который позволяет, разбивая область взаимодействия на последовательные зоны вдоль направления распространения лазера и рассматривая небольшие расчетные области в каждой зоне, преодолеть потребность в огромных численных ресурсах. Соответствующая схема численного моделирования показана на рисунке 13.1.

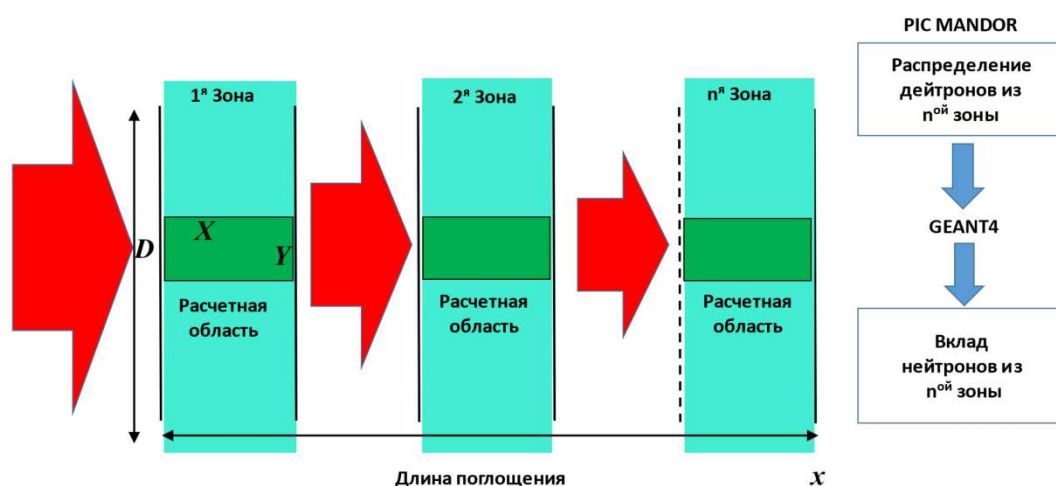


Рисунок 13.1 – Схема численного моделирования. Область лазерно-плазменного взаимодействия показана светло-зеленым цветом. Расчетная область размером  $X \times Y \times Z$  показана темно-зеленым. Область распространения лазерного импульса (нагреваемый объем среды) разбита на последовательные зоны. Схема сквозной числовой модели показана справа

На этом рисунке (слева) показан лазерно-нагреваемый объем (лазер показан стрелками), разделенный на последовательные зоны ( $n$ -зон), в каждой из которых выбиралась небольшая область для PIC-моделирования. Справа схемно показана блок-схема расчета, где указаны последовательные этапы: PIC-моделирование спектров дейтронов, последующий расчет выхода нейтронов с помощью Монте-Карло кода GEANT4, где входными данными служат распределения дейтронов.

Предлагаемая схема генерации термоядерных DD нейтронов не требует специального вторичного конвертора или ядерной мишени, как, например, в методе питчер-кетчер, см., например, [231]. С другой стороны, схема получения термоядерных DD-нейтронов не требует больших энергий дейтронов (свыше 1 – 3 МэВ) и, как



следствие, использования высоких(ультрарелятивистских) интенсивностей лазерного излучения (заметно выше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Поэтому ниже ограничимся рассмотрением именно таких лазерных импульсов. В то же время, предлагаемая схема является гибкой, поэтому ее можно применять к различным параметрам лазерного импульса, управляя размерами кластеров и скважностью (или средней плотностью мишени). Используя найденную в PIC расчетах функцию распределения дейтронов, которая с неплохой точностью может рассматриваться в автомодельном, ниже мы предлагаем простую в использовании аппроксимирующую формулу для нейтронного выхода.

### 13.3 Моделирование нагрева кластеров и ускорения ионов

3D моделирование было выполнено методом «частица-в-ячейке» (PIC) с помощью полностью трехмерного параллельного кода «Мандор» [243]. В расчетах рассматривался линейно-поляризованный лазерный импульс (в плоско-волновом приближении) с длительность по полувысоте (FWHM) 30 фс, длина волны  $\lambda = 1$  мкм, а интенсивность лазерного импульса считалась заданной,  $I_L = 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Расчеты проводились с разрешением  $\lambda/200$ ,  $\lambda/100$ ,  $\lambda/100$  в направлениях  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , где  $x$  – направление распространения лазерного импульса, бралось 8 макрочастиц каждого сорта в одной ячейке. В качестве мишени использовалась капельная среда из капель тяжелой воды (D<sub>2</sub>O). Мишень считалась полностью ионизованной. Электронная плотность капель составляла  $n_e = 200n_c$ , где  $n_c$  – критическая плотность плазмы. В расчетах варьировался диаметр капель в диапазоне от  $0.05\lambda$  до  $0.5\lambda$ . Положение кластеров в расчетной области задавалось случайным образом, но с заданной средней плотностью, определяемой по формуле,

$$n_{e,av} = n_e \pi \frac{d^3}{6s^3}, \quad (13.1)$$

где  $d$  – диаметр кластера,  $s$  – среднее расстояние между центрами кластеров. Средняя плотность варьировалась в диапазоне  $0.03n_c$  до  $0.48n_c$ .

Размер расчетной области немного варьировался в зависимости параметров  $d$ ,  $s$ , но в большинстве расчетов составлял  $12\lambda \times 6\lambda \times 6\lambda$ . Это заметно меньше, чем размер всей фокальной области, прогретой лазерным излучением, так как при указанных параметрах лазерного излучения диаметр фокального пятна  $D_L \approx 46\lambda$ . (что соответствует энергии лазерного импульса равной 1 Дж). Поэтому в поперечном направлении мы используем периодические условия для полей и частиц, а также плоскую лазерную волну с огибающей. Затем результаты, полученные в расчетной области, пересчитываются с



учетом диаметра фокального пятна, что позволяет корректно оценить число заряженных частиц во всем поперечном размере лазерного излучения с использованием значительно меньших компьютерных ресурсов.

В продольном направлении размер расчетной области также гораздо меньше, чем длина истощения лазерного импульса  $L_{dpl}$ , т.е. длина, на которой на которой интенсивность лазерного импульса  $I(x) \approx I_L \exp\left(\frac{-x}{L_{dpl}}\right)$  в кластерной среде уменьшится в  $e = \exp(1)$  раз.

Для того, чтобы корректно оценить число горячих частиц на всей длине поглощения мы разбиваем всю область на последовательные зоны (см. рисунок 13.1). Каждая зона представляет собой область моделирования, с характеристиками размерами, указанными выше, однако, интенсивности лазерного излучения в каждой зоне принималась равной значению, с учетом ослабления интенсивности при выходе из предыдущей зоны:

$$I_k \approx I_1 \exp\left(\frac{-\Delta x(k-1)}{L_{dpl}}\right), \quad (13.2)$$

где  $k=1\dots n$  – номер зоны, при этом амплитуда лазерного импульса меняется по закону  $a_k = a_0 \exp\left(\frac{-k-1}{2n}\right)$ , где  $n$  целая часть от  $\frac{L_{dpl}}{\Delta x}$ . Параметр  $\Delta x$  выбирался из условия:  $\Delta x = X$ , где  $X$  -размер расчетной области, при  $\frac{L_{dpl}}{\lambda} \leq 80$  и  $\Delta x = 2X$  при  $\frac{L_{dpl}}{\lambda} > 80$ .

Так как число заряженных частиц (прежде всего электронов), поглотившихся на продольных границах расчетной области, составляет около 1% от всех частиц данного типа в расчетной области, то объединяя результаты по зонам, можно определить характеристики взрывно-ускоренных дейтронов, и соответственно DD нейтронов, во всей области взаимодействия (см. ниже).

В многочисленных экспериментах по взаимодействию лазерных импульсов с плотными мишенями (например, [254-255]) нагретые лазером электроны как правило следуют двухтемпературному спектру. 3D PIC моделирование показывает, это также имеет место для взаимодействия лазерного импульса и с большими кластерами. Расчеты демонстрируют генерацию двух групп электронов, холодных электронов, локализованных внутри кластера, и горячих, часть из которых покидает кластер.

Возможные режимы ускорения ионов - это либо кулоновский взрыв для маленьких кластеров из-за нескомпенсированного положительного заряда, когда почти все электроны можно удалить под действием лазерного импульса [223-224], или же режим

плавного расширения для больших кластеров [247-248], когда только незначительную долю электронов можно удалить из кластера. Если при  $d \ll \lambda$  лазерное излучение способно вырвать из кластера все электроны и затем ионы будут ускоряться за счет механизма кулоновского взрыва, то при увеличении размера кластера лазерный импульс уже не способен полностью удалить электроны и обдирает только «корку» кластера, что приводит к изменению механизма нагрева ионов. Границей раздела между маленькими и большими кластерами можно считать диаметр кластера равный  $d \approx 2\lambda_D$ , где  $\lambda_D = \sqrt{T_h/4\pi n_h e^2}$  – дебаевский радиус горячих электронов с температурой  $T_h$  и плотностью  $n_h$ .

Из приведенных выше соображений можно оценить оптимальный диаметр кластера

$$\lambda \gtrsim d_{opt} \approx 2\lambda_D = \frac{a_0 \lambda}{2\sqrt{2}\pi} \sim r_E, \quad (13.3)$$

где  $r_E$  – длина осцилляции электрона в поле лазерной волны [218]. Отметим, что проведенным PIC расчеты подтверждают, что для оптимального диаметра выход высокоэнергетических дейтронов и DD нейтронов максимальный.

Характерная энергия электрона, которую он может набрать в результате стохастической динамики в комбинированном поле лазерного импульса и кулоновского поля кластера (при  $d \geq 2\lambda_D$ ), можно оценить с помощью усреднения по фазе энергии электрона в лазерной волне:

$$T_h \approx m_e c^2 a_0^2 / 4, \quad (13.4)$$

где  $a_0$  – начальная безразмерная амплитуда лазерной волны.

В этом случае задаваемое тепловым давлением электростатическое поле  $E$  будет уравниваться электрическим лазерным полем  $E \simeq E_L$ . Отсюда находим плотность горячих электронов вблизи кластера

$$n_h = \frac{E_L^2}{8\pi T_h} \approx 2n_c, \quad (13.5)$$

выражение для радиуса Дебая.

$$\lambda_D = \lambda a_0 / (4\pi\sqrt{2}). \quad (13.6)$$

Считая, что для больших кластеров электроны распределены в сфере с радиусом  $\frac{d}{2} + \lambda_D$  можно оценить число горячих электронов в среднем приходящихся на один кластер:

$$\frac{N_h}{N_e} \approx \frac{n_c}{n_e} \left( 1 + \frac{a_0 \lambda}{2\sqrt{2}d} \right)^3. \quad (13.7)$$

Последняя оценка для взрыва «горячего» кластера, справедливая для  $d \geq 2\lambda_D$ , отличается от приведенного в разделе 3 (см. формулу (13.2)), что связано как с более длинным лазерным импульсом, так и с более легкими ионами кластеров, рассматриваемых в данном разделе.

Характерная энергия взрывно-ускоренных дейтронов для заряженного кластера определяется нескомпенсированным зарядом кластера, т.е. числом горячих электронов, покинувшим кластера. Энергию дейтронов можно оценить по формуле:

$$\epsilon_D \approx |e\Phi| \approx \frac{2r_e}{d} N_h m_e c^2, \quad (13.8)$$

где  $r_e = e^2/m_e c^2$  – классический радиус электрона,  $|e\Phi|$  кулоновский потенциал заряженного кластера.

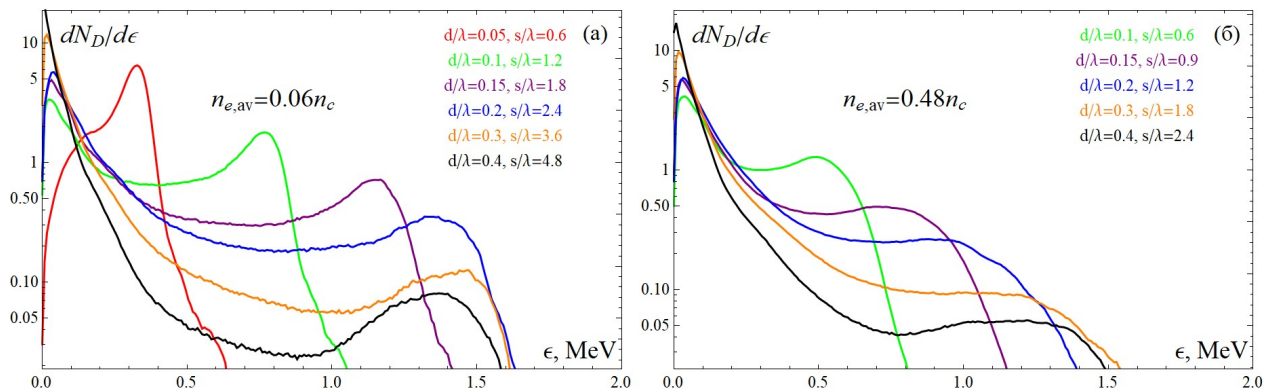


Рисунок 13.2 – Нормированные энергетические спектры дейтронов, ускоренных из микро-капель, при различных диаметрах капель из первой зоны для (а)  $n_{e,av}/n_c = 0.06$  и (б)  $n_{e,av}/n_c = 0.48$

Проведенное моделирование демонстрирует формирование широких энергетических распределение ионов (см. рисунке 13.2), что типично для стохастического электронного нагрева кластерной плазмы [230]. Это объясняется значительным расширением сферических кластеров до окончания стадии изотермического разлета. Формирование широкой области плато (в области энергий дейтронов ~ 1-2 МэВ) является

явным преимуществом для генерации нейтронов по сравнению со случаем монотонно спадающей зависимости  $dN/d\epsilon \propto \exp(-\epsilon/T_h)$ . Плато в энергетическом спектре присутствует для обоих случаев: для случая низкой  $n_{e,av}/n_c = 0.06$  и высокой  $n_{e,av}/n_c = 0.48$  средней плотности. Из рисунка видно, что для маленьких кластеров  $d/\lambda = 0.05$  распределение характеризуется зависимостью,  $dN/d\epsilon \propto \sqrt{\epsilon}$  (для  $\epsilon \lesssim 200$  кэВ), типичной для кулоновского взрыва. Характерная энергия взрывно-ускоренных дейтронов  $\approx 300$  кэВ в хорошем согласии с формулой (6.6) для  $d/\lambda = 0.05$ , где  $N_h \approx 6 \cdot 10^6$  — число горячих электронов на один кластер согласно данным PIC моделирования. С увеличением диаметра микроапли  $d \lesssim 2\lambda_D \approx 0.2\lambda$ , энергетические спектры уширяются, при этом энергия отсечки спектра увеличивается. Для маленьких кластеров  $d/\lambda = 0.05 - 0.1$ , энергия отсечки дейтронов линейно растет с диаметров  $\epsilon_{max,D} \sim d$ . При этом для  $d > 2\lambda_D$  энергия отсечки насыщается и достигает величины  $\sim 1.5$  МэВ. Анализ энергетических спектров показывает, что число высокоэнергетических дейтронов с энергией 300 кэВ достигает максимального значения при  $d \approx 2\lambda_D$  и составляет  $\approx 10\%$  от общего числа дейтронов в первой зоне. Отметим, что угловое распределение ускоренных дейтронов с энергией выше 100 кэВ на временах, превышающих время ускорения ионов, близко к изотропному угловому распределению, что важно для моделирования генерации нейтронов.

#### **13.4 Характеристики ускоренных дейтронов и DD нейтронов во всей области взаимодействия**

Серия расчетов, подобных описанным выше, была проведена для различных интенсивностей лазерного импульса  $I_k$ ,  $k = 1 \dots n$ , что отвечает значением амплитуды лазерной волны  $a_k = 1.2, 1.13, 1.06, \dots, 0.78$ . Были определены спектры ускоренных дейтронов, эти спектры, как показывают расчеты, можно привести к автомодельному виду для заданного диаметра кластеров.

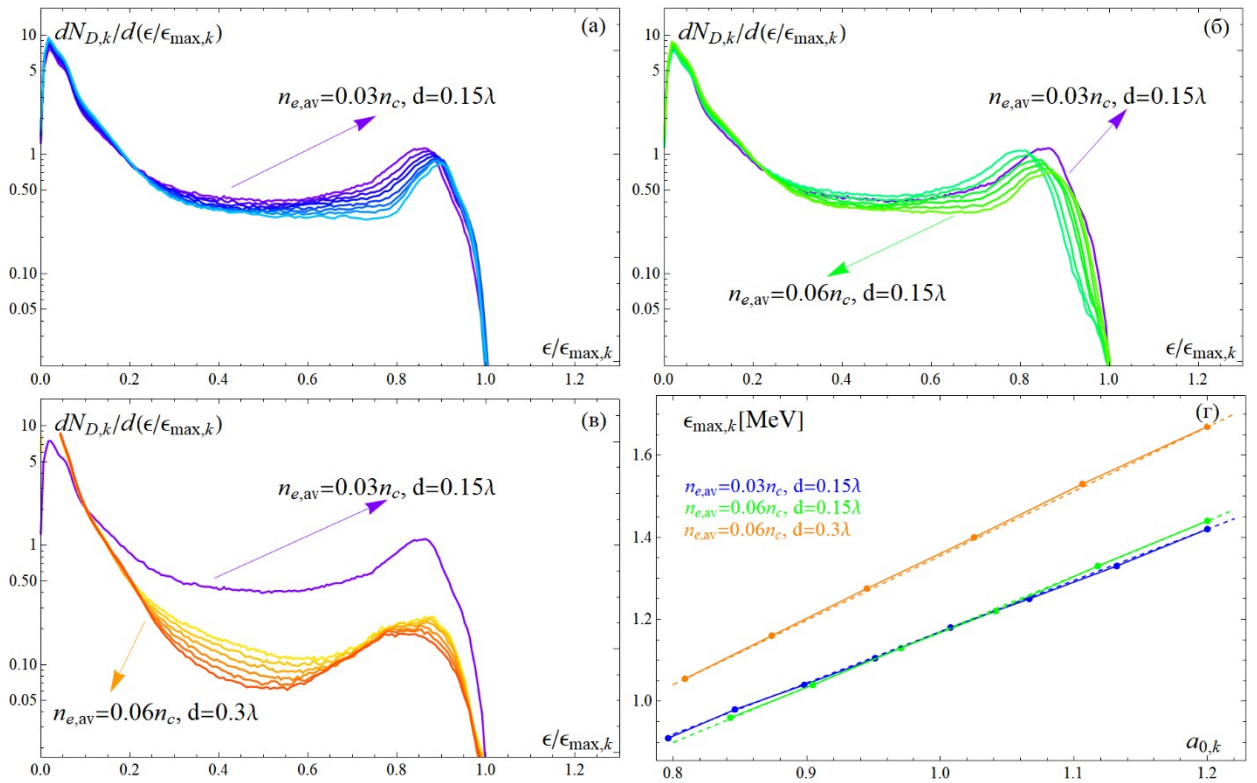


Рисунок 13.3 – Нормированные на полное число частиц энергетические спектры дейтронов в последовательных зонах по длине истощения лазерного импульса при  $a_{0,1} = 1.2$ . Распределения изображены разными цветами: (а) от фиолетового до светло-голубого, что соответствует  $k$  от 1 до 8 для  $d/\lambda = 0.15$ ,  $n_{e,av}/n_c=0.03$ , (б) от светло-зеленого до зеленого, соответствующего  $k$  от 1 до 6 для  $d/\lambda = 0.15$ ,  $n_{e,av}/n_c = 0.06$  и синего, соответствующего значению  $k=1$  для  $d/\lambda = 0.15$ ,  $n_{e,av}/n_c=0.03$ , (в) от желтого до оранжевого, что соответствует  $k$  от 1 до 6 для  $d/\lambda=0.3$ ,  $n_{e,av}/n_c=0.06$  и фиолетовый, соответствующий  $k$  для  $d/\lambda=0.15$ ,  $n_{e,av}/n_c = 0.03$ . (г) Зависимость энергии отсечки от амплитуды лазерного поля (сплошные линии) в линейном приближении (штриховые линии),  $a_{0,k}$  для разных  $n_{e,av}$  и  $d/\lambda$

Спектры приближенно можно описать универсальной формой

$$\frac{dN_{D,k}}{d\xi} = N_{D0,k} f(\xi, d, s), \int_0^1 d\xi f(\xi, d, s) = 1, \quad (13.9)$$

где  $\xi = \epsilon/\epsilon_{max,k}$ . и  $N_{D0,k}$  – полное число дейтронов в  $k$ -ой зоне и  $\epsilon_{max,k}$  – энергия отсечки спектра дейтронов для  $k$ -ой зоны. Расчетные спектры приведены на рисунке 13.3 (а)-(в). В рассматриваемой диапазоне интенсивностей энергия отсечки,  $\epsilon_{max,k}$ , линейно зависит от  $a_{0,k}$ . Результаты моделирования показывают слабую зависимость функции  $f$  от средней плотности среды при заданном диаметре кластера (сравни рисунки 13.3 (а) и (б)). Полученный скейлинг (13.9) позволяет рассчитать характеристики дейтронов для всего объема взаимодействия ( $\pi d^2 L_{dpl}/4$ ). Длина истощения лазерного импульса определяется

с помощью формулы (13.3), в численных расчетах она оценивалась с помощью уравнения (13.1).

### 13.5 Моделирование генерации нейтронов

Для моделирования генерации нейтронов применялся пакет GEANT4, в том числе и использовались сопряженные с GEANT4 библиотеки ядерных и нейтронных данных, TENDL [249] и код TPT [250], включающие все каналы реакций DD, а также вторичные реакции. Также для оценки выхода нейтронов использовался так называемый интеграл перекрытия, см., например, [252] и формулы ниже. Распределения дейтронов, рассчитанные с помощью PIC кода, вводятся в GEANT4 для расчета энергетических и угловых распределений нейтронов. В расчетах GEANT4 пренебрегается сталкивающимися медленными потоками дейтронов, которые не вносят большого вклада в реакции DD-синтеза для больших нанокластеров, но могут быть важны для нанометровых капель или кластеров малого диаметра. Фактически быстрые дейтроны взаимодействуют со стационарной мишенью, а вкладом медленных дейтронов (с энергией менее 50 кэВ) пренебрегается. Распределение быстрых дейтронов считалось изотропным, что подтверждается численными расчетами.

На рисунке 13.4 представлено энергетическое распределение дейтронов в телесный угол  $2\pi$  (направлении вперед) и, соответственно, назад. Представленные зависимости демонстрируют изотропное распределение дейтронов. Ширина энергетического распределения нейтронов определяется максимальной энергией дейтронов. Минимальное и максимальное значение энергии нейтронов для  $D(d,n)^3\text{He}$  реакции можно оценить по формуле [251]:

$$\varepsilon_{n,\min(\max)} = \varepsilon_{D,\max} \left( \sqrt{3(1 + 2Q/\varepsilon_{D,\max}) \mp 1} \right)^2 / 8, \quad (13.10)$$

где  $Q \approx 3,26$  МэВ – выход реакции, знак + соответствует максимальному значению энергии нейтронов, а знак – минимальному. Распределение нейтронов достаточно узкое, определяемое максимальной энергией лазерно-ускоренных дейтронов  $\sim 2$  МэВ. Так ширина спектрального распределения нейтронов для  $d = 0.2\lambda_L$ ,  $\sim 2$  МэВ по полувысоте, с характерным максимумом вблизи энергии 2.4 МэВ (см., рисунок 13.4, красная кривая). Расчетные значения максимальной (минимальной) энергии нейтронов находятся в разумном согласии с оценкой по формуле (13.8). Длительность импульса нейтронов определяется пробегом дейтрона в кластерной среде (которая составляет  $\approx 1$  см для  $n_{e,av} = 0.48 n_c$ . Естественная ширина импульса нейтронов для выбранных параметров  $n_{e,av} = 0.48 n_c$ ,  $d = d_{opt}$

составляет 10 нс. Если счетчики и времяпролетные детекторы нейтронов расположены на расстоянии  $\sim 1$  м, то характерная длительность нейтронной вспышки будет составлять  $\sim 20$  нс.

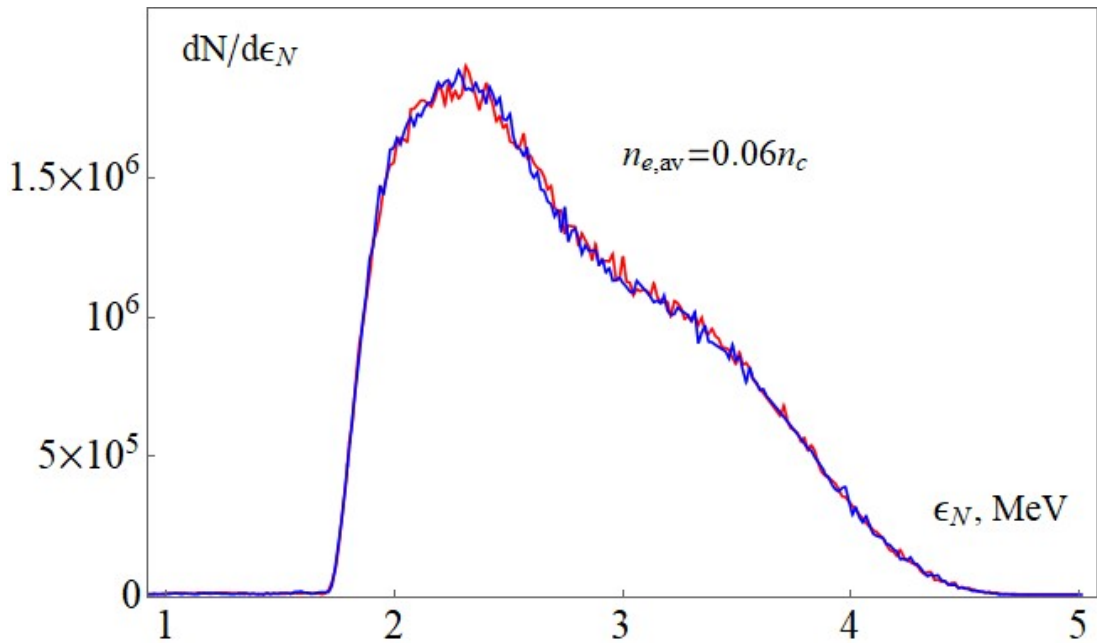


Рисунок 13.4 – Энергетическое распределение D-D нейтронов при  $d/\lambda = 0.2, n_{e,av}/n_c = 0.06$  для направления вперед (красным) и назад (синим)

Выход DD нейтронов, инициируемую дейтронами из разных зон, суммировался. Зависимость полного выхода нейтронов от диаметра кластера для нескольких значений средней плотности показана на рисунке 13.5.

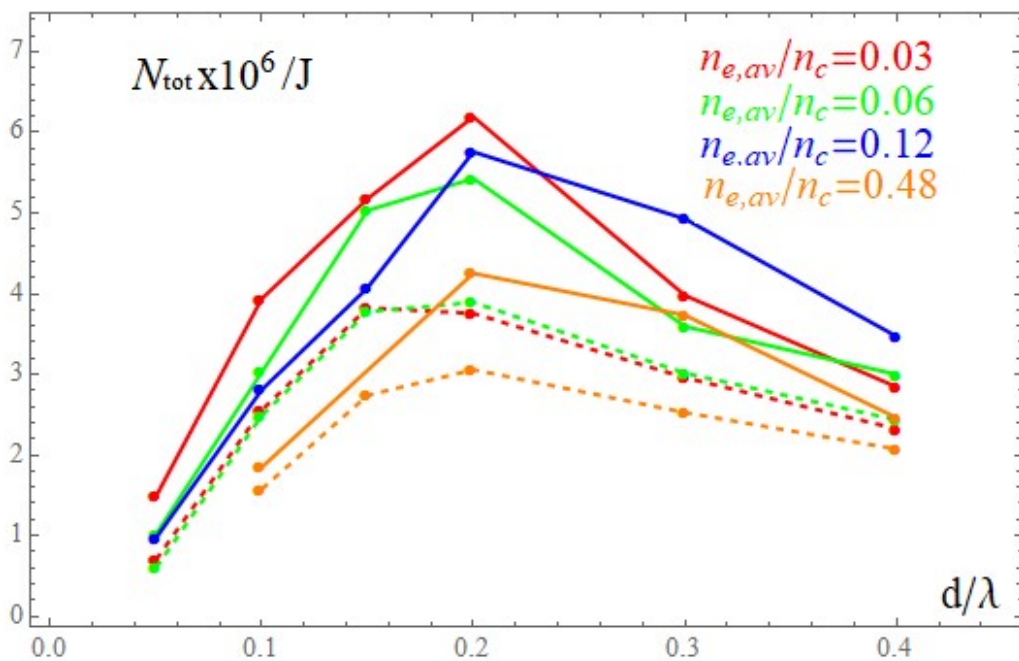


Рисунок 13.5 – Зависимость выхода D-D нейтронов на 1 Дж вложенной лазерной энергии от диаметра кластера для различных значений средней электронной плотности кластерного газа. Пунктирными линиями показан выход нейтронов, рассчитанный с помощью интеграла перекрытия для соответствующих средних плотностей

Максимальный выход нейтронов  $\approx 6 \times 10^6$  достигается для кластеров диаметром  $d = d_{opt}$  и слабо зависит от средней плотности мишени. При этом относительный выход нейтронов в пересчете на один дейтрон составляет  $\sim 2 \times 10^{-6}$ .

### 13.6 Алгоритм расчета выхода дейтронов и нейтронов для больших объемов лазер-плазменного взаимодействия

Опишем теперь более подробно алгоритм расчета энергетического распределения дейтронов и нейтронов. Для демонстрации надежности предлагаемого алгоритма рассмотрим сначала результаты 2D PIC моделирования, рассмотрев два случая: результаты моделирования распределений дейтронов для всей области взаимодействия, т.е. без разделения на зоны, а также для случая разбиения на зоны. В расчетах брался 30 фс р-поляризованный лазерный импульс с супергауссовым профилем пятна при  $a_0 = 1.2$  и  $D_0 \approx 45 \lambda$ . Параметры мишени были выбраны в соответствии с условием (13.2)  $d/\lambda \approx 0.3$ ,  $s/\lambda \approx 3.6$ , таким образом,  $n_{e,av}^{2D} < n_c$ , где  $n_{e,av}^{2D} = n_c \pi d^2 / (4s^2)$  (ср. ур.-ие (6.1) для 3D-случая). Размер расчетной области составлял  $X \times Y = 24.3\lambda \times 100.8\lambda$ . Такие продольные размеры области моделирования являются достаточными, поскольку для этих параметров кластера  $L_{dpl} \approx 19.2\lambda$ . Вышеописанный случай сравнивался с моделированием в соответствии с предложенным алгоритмом, где два 2D-моделирования выполнялись в небольших ящиках моделирования с продольным размером  $X = 13.5 \lambda$  и поперечным размером  $Y = 7.2\lambda$ . Лазерный импульс рассматривался в приближении плоской волны. Амплитуды лазерных импульсов в двух зонах составляли  $a_{0,1} = 1.2$  и  $a_{0,2} = 0.72$ . Во всех симуляциях использовалось разрешение  $\lambda / 400 \times \lambda / 400$ .

В расчетах рассматривались дейтроны из центральной области, симметричной оси распространения супергауссова импульса ( $24.3\lambda \times 43.2\lambda$ ) и сравнивались энергетические спектры ускоренных дейтронов, а также их угловое распределение с соответствующими нормированными значениями, усредненными по две зоны для случая плоской волны. Распределения энергии, нормированные на одно и то же значение, и угловые спектры, изображенные на рисунке 13.6, демонстрируют хорошее совпадение. Общее количество ускоренных дейтронов с энергией выше 100 кэВ в обоих случаях сопоставимо  $2.37 \times 10^{10}$  и  $2.44 \times 10^{10}$  дейтронов на 1 мкм). Если пересчитать выход, соответствующий размеру фокального пятна в поперечном направлении, то получим  $1.09 \times 10^{10}$  и  $1.12 \times 10^{12}$



дейтронов, полученных за весь объем моделирования взаимодействия, и для моделирования с разбиением на две зоны соответственно.

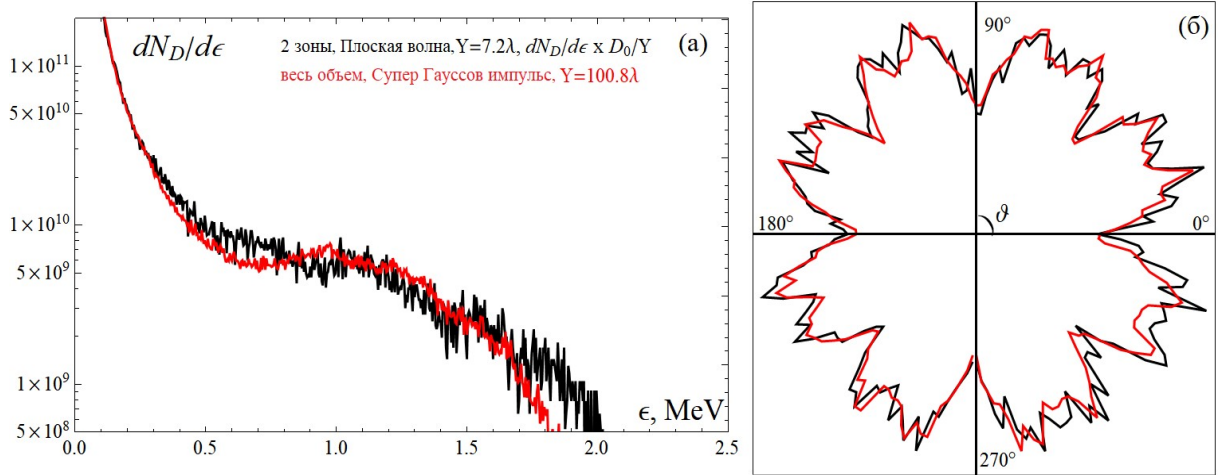


Рисунок 13.6 – Энергетические спектры дейтронов в а.е. (а) и соответствующие угловые распределения энергичные дейтроны более 100 кэВ (б) для двух случаев: для всего объема моделирования взаимодействия (красный) и для моделирования с разделением на две зоны по направлению распространения лазера (черный). Угол  $\theta$  в плоскости XY измеряется от положительного направления оси x

Мы сравнили выход нейтронов в этих двух случаях, используя интеграл перекрытия. Полагая, что размер области взаимодействия в Z-направлении соответствует размеру фокального пятна, для выхода нейтронов получаем следующие значения:  $2.49 \times 10^6$  и  $2.74 \times 10^6$  шт, для расчета по всему объему области взаимодействия и для моделирования с разделением на две зоны по направлению распространения лазера. Оба теста по определению выхода дейтронов и выхода нейтронов подтвердили надежность предложенного алгоритма, относительное расхождение по числу ускоренных дейтронов (с энергиями выше 100 кэВ) и числу нейтронов составляет менее 10% для обоих случаев.

Получим теперь оценку выхода нейтронов с помощью так называемого интеграла перекрытия [252]. Учитывая, что полный выход нейтронов на один дейтрон, получается суммированием по всем зонам, получаем следующее выражение

$$Y_{tot} = \frac{N_{tot}}{N_{D0}} = \sum_{n=1}^n \int_0^{\epsilon_{max,n}} d\epsilon Y(\epsilon) \frac{dN_{D,k}}{d\epsilon} \approx N_{Dk,0} \int_0^1 d\xi f(\xi, d, s) \sum_{n=1}^n Y(\xi \epsilon_{max,k}), \quad (13.11)$$

где  $N_{tot}$  — полный выход нейтронов. Выход нейтронов на один ускоренный ион в DD реакции в мишени с плотностью  $n_a$  выражается формулой:

$$Y(\epsilon_D) = \frac{n_a}{N_{D0}} \int_0^{\epsilon_D} d\epsilon' \sigma(\epsilon') \left| \frac{d\epsilon'}{dr} \right|^{-1}, \quad (13.12)$$

где  $\sigma(\epsilon_D)$  зависящая от энергии сечение DD реакции,  $\frac{d\epsilon}{dr} = -\frac{M}{m_e} 2\pi e^4 Z_a n_a \Lambda$  - тормозные потери дейтронов в веществе, см. например, [252].  $Z_a$ - средняя кратность ионизации,  $M_a$ - массовое число для молекул мишени,  $M$ - приведенная масса. Для сечения DD ядерной реакции в литературе предложена следующая приближенная формула  $\sigma(\epsilon) \approx \sigma_0 \frac{\frac{A_2}{(A_4 - \epsilon A_3)^2 + A_5}}{\epsilon(\exp(A_1/\sqrt{\epsilon}) - 1)}$ , где  $A_1..A_5$ — подгоночные параметры [258]. Если учесть, что для рассматриваемых параметров лазерного излучения, энергия взрывно-ускоренных дейтронов не слишком велика ( $\epsilon_D < 3\text{МэВ}$ ), то можно получить интерполяционную формулу для выхода нейтронов:

$$Y(\epsilon_D) \approx \beta \frac{\left(\frac{\epsilon_D}{m_e c^2}\right)^2}{N_{D0}}, \quad (13.13)$$

где параметр  $\beta \approx 1.110^{-2} \frac{m_e \sigma_0}{2M \pi r_e^2} 1/Z_a \approx 2.2 \times 10^{-6}$  слабо зависит от  $Z_a$ ,  $\frac{m_e}{M}$ , где  $\sigma_0 = 10^{-24} \text{см}^2$ ,  $r_e = e^2/m_e c^2$ .

Отсюда, подставляя в уравнение (13.13) в формулу (13.11), получаем следующее выражение для интегрального выхода нейтронов (при суммировании по всем зонам):

$$Y(\epsilon_D) \approx \beta M_2 \overline{\epsilon_{max}^2}, \quad (13.13)$$

где  $M_2 = \int_0^1 d\xi \xi^2 f(\xi, d, s)$  момент функции распределения  $f$ , где  $\overline{\epsilon_{max}^2} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \left(\frac{\epsilon_{max,k}}{m_e c^2}\right)^2$ .

Выражение (13.13) может быть упрощено с учетом линейной аппроксимации зависимости энергии отчески от  $a_{0,k}$ , т.е.  $\epsilon_{max,k} \approx \chi_0 + a_{0,k} \chi_1$ . Отсюда получается следующее выражение:

где  $\overline{\epsilon_{max}^2} \approx \chi_0^2 + 2a_{00} \chi_0 \chi_1 \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \exp(-(k-1)/2n) + a_{00}^2 \frac{\chi_1^2}{n} \sum_{k=1}^n \exp(-(k-1)/n)$ . В пределе  $n \gg 1$  суммирование можно заменить на интегрирование, которое приводит к следующему выражению:

$$Y_{fit}^t \approx \theta \beta, \quad (13.14)$$

где  $\theta = M_2 \left( \chi_0^2 + 4a_0 \chi_0 \chi_1 (1 - e^{-1/2}) + a_0^2 \chi_1^2 (1 - e^{-1}) \right)$ ,  $e = \exp(1)$ . Параметр аппроксимации  $\theta$  принимает следующие значения:  $\theta = 0.14$  для  $d/\lambda = 0.05$ ,  $\theta \approx 0.51$  для  $d/\lambda = 0.1$ ,  $\theta \approx 0.7$  для  $d/\lambda = 0.15$ ,  $\theta = 0.65$  для  $d/\lambda = 0.2$ ,  $\theta \approx 0.66$  для  $d/\lambda = 0.3$  и  $\theta \approx 0.17$  для  $d/\lambda = 0.4$ . Теперь, используя формулу (13.14), можно легко оценить выход нейтронов на один дейтрон: для  $n_{e,av}/n_c = 0.06$ ,  $d/\lambda = 0.2$  находим  $Y_{fit}^t \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$  в разумном согласии с расчетами с помощью пакета программ GEANT4, которое дает значение  $Y_{tot} \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$ . Расхождение, вероятно, связано с тем, что формула Бете для тормозной способности не работает корректно при низких энергиях дейтронов  $\epsilon_D \lesssim 500$  кэВ.

### 13.7 Выводы

В данном разделе были представлены результаты трехмерного PIC-GEANT4 моделирования лазерного нагрева дейтерированных микрокластеров. Предложен специальный алгоритм, позволяющий восстановить энергетическое распределение дейтронов, DD-нейтронов, а также определить интегральный выход нейтронов для случая больших объемов взаимодействия с кластерной средой, нагретой лазером. Предложенный подход опирается на разбиении области взаимодействия на последовательные зоны вдоль направления распространения лазера и моделирование небольшой области внутри каждой зоны. Показано, что следуя данной концепции, можно предсказать оптимальные параметры лазерно-кластерного взаимодействия для получения высокоэффективного источника нейтронов. Для субмикронных капель тяжелой воды, нагретых фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью  $2 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, выход DD-нейтронов может достигать  $10^6$  нейтронов на 1 Дж энергии лазера, при условии, если высокий контраст лазерного импульса по интенсивности препятствует разрушению кластеров до прихода основного импульса. Такой выход DD нейтронов (с узким энергетическим спектром,  $\epsilon_N \approx 2.4$  МэВ) за один лазерный импульс не ниже достигнутого к настоящему времени экспериментально выходу нейтронов при облучении микроструктурированных мишеней (см. [226, 227]).

Конверсия лазерного излучения в энергию нейтронов для оптимального варианта микро-кластерной мишени достигает значения свыше  $10^{-6}$  [248]. Источник нейтронов на основе фотоядерных реакций, инициируемых под действием интенсивного лазерного импульса, демонстрирует более высокую конверсию в энергию нейтронов за выстрел, порядка  $10^{-4}$  [253, 254]. Однако для термоядерных нейтронов ожидаемый энергетический спектр является узким, в отличие от широкого спектра для фотоядерного механизма получения нейтронов.

Получение нейтронной вспышки короткой длительности (20 нс) могут быть применены для диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, плотной плазмы и вещества в экстремальных условиях, нейтронной радиографии. Если нынешняя тенденция увеличения частоты следования лазерных импульсов для фемтосекундных лазеров джоулевого класса окажется успешной [232], рассматриваемая схема сможет составить конкуренцию традиционной схеме квазистационарных источников нейтронов.

### 13.8 Заключение

В заключение данной главы рассмотрим вопрос о возможности создания импульсного нейтронного источника на основе облучения микро-капельной среды фемтосекундной лазерной системой с пиковой мощностью излучения  $\sim 10$  ПВт [256]. Предложенный описанный выше подход для описания больших объемов взаимодействия применим и не только для лазерных систем Дж уровня энергии (и мощностью десятки ТВт), но может быть обобщен для сверхмощных лазерных импульсов с пиковой мощностью 10 – 13 ПВт, сфокусированным в большое (размер  $\sim 1$  мм) пятно и обеспечивающим умеренную интенсивность  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для соответствующей лазерной системы, облучающей микрокластерную среду, при энергии лазерного импульса 300 – 400 Дж полный выход горячих электронов будет равен  $\sim 10^{15}$  (или  $\sim 0.3$  мКл/Дж), а полное число дейтронов (с энергией более 100 кэВ) достигнет рекордного значения  $\sim 5 \times 10^{14}$ , которое не может быть получено на современных лазерных установках петаваттного уровня мощности. Повышенное число лазерно-нагретых заряженных частиц за счет увеличенного объема микрокластерной плазмы высокой плотности, облучаемой импульсом с большой энергией, позволит создать мощный импульсный точечный (размер  $\sim 1$  см) источник квазимоноэнергетических ( $\sim 2.4$  МэВ) нейтронов с высокой пиковой яркостью. Выполненная оптимизация кластерной мишени (диаметр кластеров и их средняя концентрация) для фемтосекундного лазерного импульса с энергией  $\sim 300$  Дж и размером фокального пятна излучения  $\sim 1$  мм предсказывает выход  $\sim 10^9$  нейтр./ср, что даст возможность получать нейтронное, глубоко экранированное изображение исследуемого образца за один лазерный импульс. Число ускоренных дейтронов на 1 Дж энергии лазера для дейтронов с энергией более 100 кэВ достигает  $\sim 10^{12}$ , а число дейтронов в единицу телесного угла за один импульс составляет  $\sim 10^{14}$ . Яркость вспышки нейтронов превышает  $10^{18}$  нейтр $\times$ см<sup>-2</sup> $\times$ с<sup>-1</sup>. Если удастся синхронизировать импульсы в лазерных пучках Международного центра исследований экстремальных световых полей XCELS [257], 12 пучков с пиковой мощностью импульсов в каждом 12 ПВт, с наносекундной точностью, то при многостороннем нагреве мишени выход нейтронов можно увеличить на

порядок, при этом он будет достигать  $10^{10}$  нейтр./ср. Современные лазеры с пиковой субпетаваттной/петаваттной мощностью импульсов не дают такого выхода термоядерных DD-нейтронов за один импульс [226]. Увеличение пиковой мощности лазера до предельного, обсуждаемого для лазера XCELS значения 15 ПВт еще больше увеличит выход нейтронов. Экспериментальная реализация схемы объемного нагрева микрокластерной среды ультракоротким петаваттным импульсом позволит создать импульсный источник дейтронов и, соответственно, яркий источник термоядерных нейтронов, представляющий интерес для нейтронной радиографии [258], в том числе для исследования и диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, плотной плазмы и вещества в экстремальных условиях. Импульсный источник лазерно-ускоренных дейтронов, который может быть создан только с использованием петаваттных лазерных комплексов, также может быть применен для фундаментальных исследований в области ядерной физики. В частности, открывается возможность проведения исследования ультракороткоживущих изотопов применительно к проблемам бесконтактного досмотра сильно экранированных объектов, а также нуклеосинтеза, например, для изучения ядерного горения в звездах [259].

## 14 Экспериментальная оптимизация параметров генерации при DLA

Эксперимент проводился на лазерной установке PEARL [260], схема эксперимента представлена на рисунке 14.1. Для предварительной ионизации мишени использовался оптически синхронизованный [261] с фемтосекундным лазерным импульсом наносекундный предимпульс на длине волны 1054 нм с энергией порядка 3 Дж и длительностью 1 нс. Далее с задержкой от 0 до 6 нс на мишень фокусировался фемтосекундный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм с длительностью  $\sim 60$  фс и энергией до 12 Дж. Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом (ВПЗ) F/4.

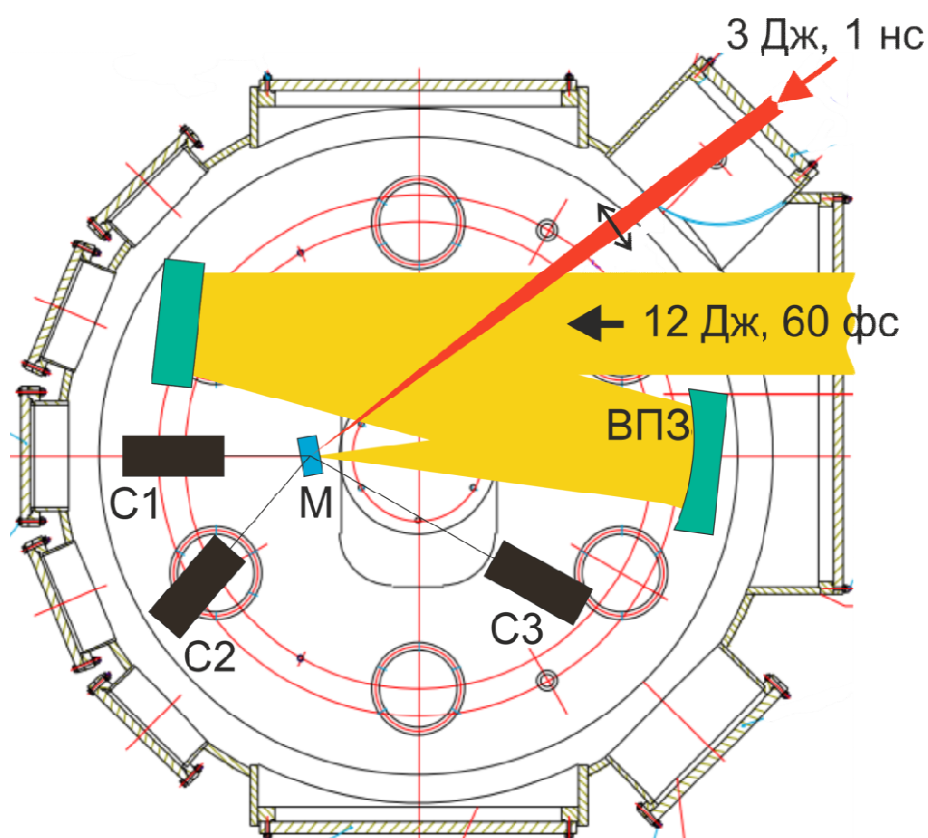


Рисунок 14.1 - Схема эксперимента: ВПЗ - внеосевое параболическое зеркало; С1 - С3 - магнитные спектрометры; М - мишень

В качестве мишени использовалась пена из триацетата целлюлозы (рисунок 14.2) с плотностью 2 и 3 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 200-375 мкм [262]. Мишень была повернута относительно направления лазерного драйвера на угол 10 градусов вокруг вертикальной оси, для минимизации бликов назад в лазерную систему.

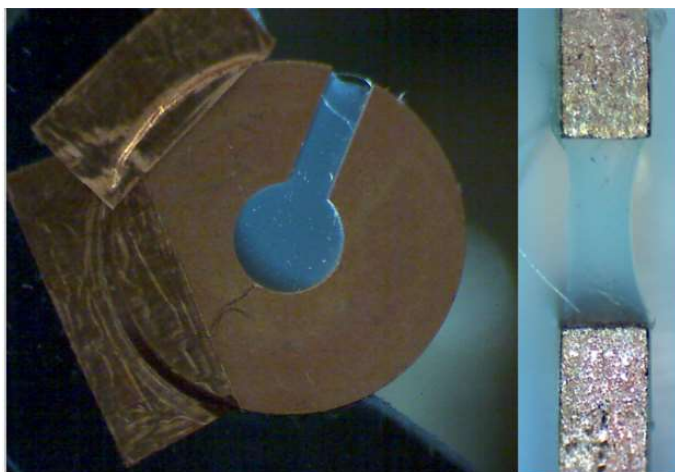


Рисунок 14.2 - Пенная мишень, закрепленная в оправе

Спектры ускоренных частиц измерялись при помощи спектрометров С1-С3 (рисунок 14.1), расположенных в горизонтальной плоскости под углами 0, 49 и 151 градусов относительно оси фемтосекундного лазерного драйвера. Спектрометры имели идентичное устройство, приведенное на рисунке 14.3. Однородное магнитное поле с индукцией  $\sim 1$  Тл внутри спектрометра обеспечивалось постоянными магнитами, помещенными во внешний магнитопровод, не изображенный на рисунке. Отклонение заряженных частиц фиксировалось при помощи трех IP детекторов (3, 4 и 5 на Рис. 3). На IP 3 (Duerr IP CRIP3543109, покрытую тонким слоем пластика) регистрировались электроны с энергиями от 1.75 до 100 МэВ. Электроны с энергиями выше 100 МэВ и протоны более 5.5 МэВ достигали IP 5 (Duerr IP).

Одним из факторов, осложнявших измерение электронных спектров, являлась паразитная засветка от вторичного рентгеновского излучения. Ее наличие приводило к тому, что относительно узкий сигнал от частиц (ширина которого определяется длиной входной щели) складывался с засветкой, ширина которой соответствовала просвету между магнитами. На фоне этой засветки часть сигнала высокоэнергетичных частиц различить было невозможно, что снижало предел детектирования (detection limit, DL). Поэтому в работе анализировалась не максимальная энергия частиц, которые долетели до детектора, а DL, который, очевидно, несколько ниже максимальных энергий, присутствующих в эксперименте.

Для снижения паразитной засветки на входе в спектрометр была установлена комбинированная диафрагма, состоящая из коллиматора 1 (свинцовая пластина с толщиной 15 мм с круглым отверстием 2 мм в диаметре) и вольфрамовой щели 2 с управляемой шириной (толщин 5 мм). Щель позволяла регулировать разрешающую способность спектрометра и ослаблять паразитную засветку из-за рассеянных частиц и вторичного рентгеновского излучения.

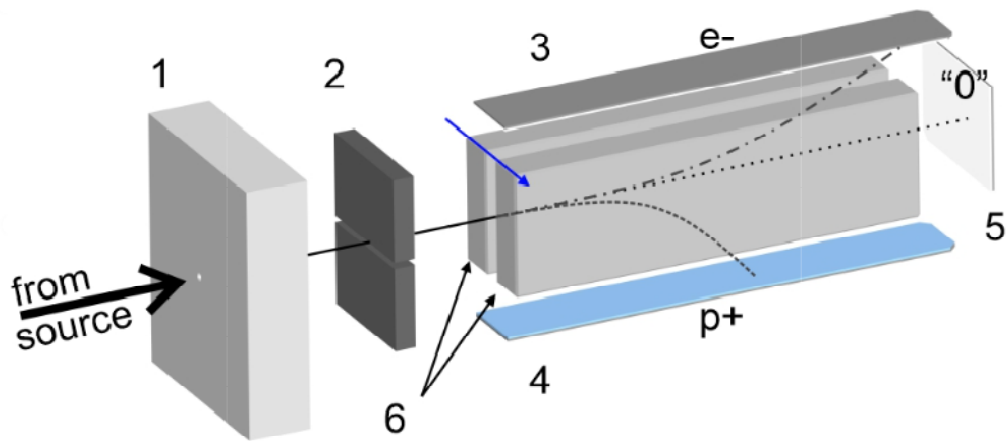


Рисунок 14.3 - Схема спектрометра. 1 - коллиматор, 2 - входная щель, 3 - электронная IP, 4 - протонная IP, 5 - IP для регистрации частиц с высокими энергиями, 6 - прямоугольные постоянные магниты, синяя стрелка указывает направление магнитного поля

В эксперименте была проведена оптимизация задержки фемтосекундного лазерного импульса. Задержка варьировалась от 0 до 6 нс. В эксперименте анализировались такие параметры спектров электронов, как предел детектирования (DL) и количество электронов с энергией больше 7 МэВ (PSL7). Зависимости исследуемых параметров электронных спектров со спектрометра C1 от длительности задержки показаны на рисунке 14.4. На спектрометрах C2 и C3 наблюдались в основном низкоэнергетичные электроны, поэтому для спектров с C2 и C3 представлял интерес только параметр DL. Зависимости DL от длительности задержки для спектров с C2 и C3 показаны на рисунке 14.5.



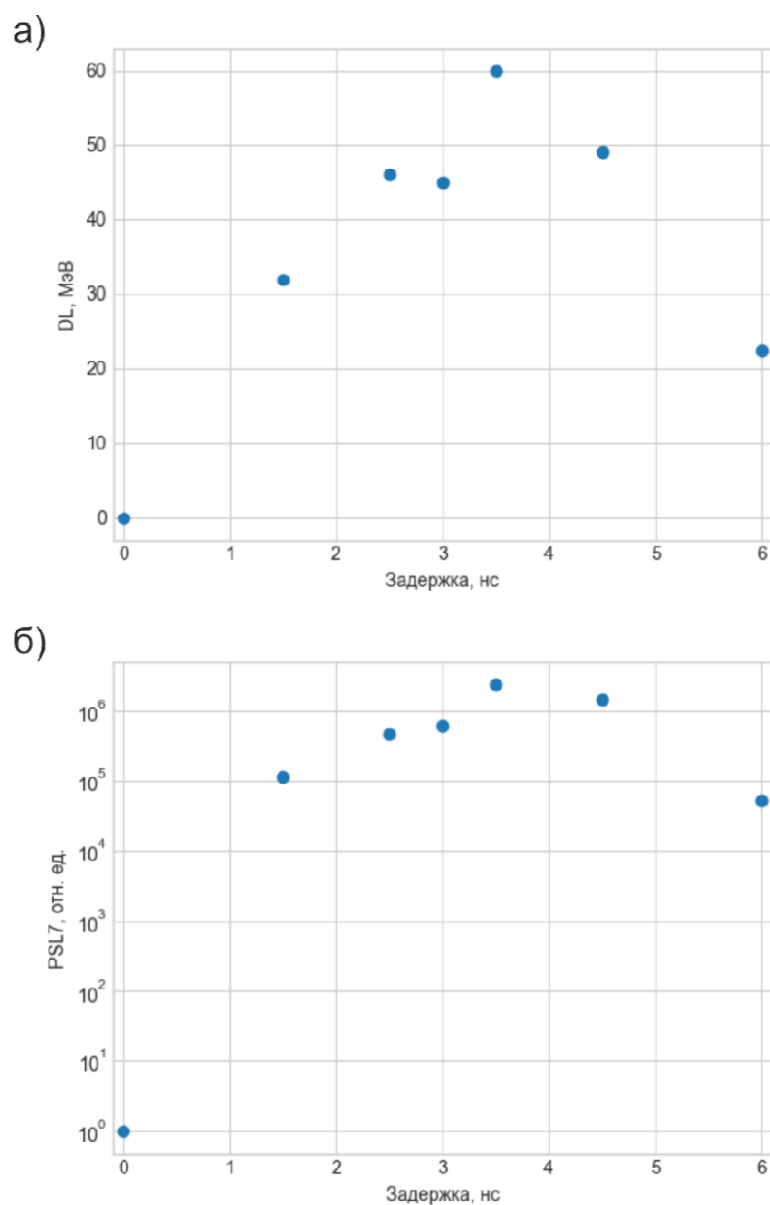


Рисунок 14.4 - Зависимости предела детектирования DL (а) и относительного числа электронов с энергиями более 7 МэВ (б) от величины задержки, полученные по данным спектрометра С1. Нулевая задержка соответствует отсутствию наносекундного импульса

Результаты эксперимента показали, что оптимальной является задержка порядка 3.5 нс, для которой по данными спектрометра С1 (в направлении лазерного драйвера) предел детектирования (DL) рисунок 3(а) и число электронов с энергиями превышающими порог 7 МэВ рисунок 4(б) имеют выраженный максимум. В частности, оптимальная задержка способствует кратному увеличению как предела детектирования, так числа электронов по сравнению со случаем отсутствия предымпульса, изображенном на рисунке 14.4 и рисунке 14.5 точками с нулевым значением задержки.

Анализ параметров спектров со спектрометров С2 и С3 (рисунок 14.5) демонстрирует любопытное поведение зависимости DL от величины задержки: при переходе через точку 3 нс значение DL скачком снижаются. Зависимость DL для С2 и С3 качественно отличается от зависимости для С1. Так для С1, DL демонстрирует относительно плавный

максимум на 3.5 нс. При этом для небольшой задержки 0-1.5 нс пределы детектирования на С2 и С1 близки. Таким образом, при переходе от малых задержек ( $< 3$  нс) к условно большим ( $> 3$  нс), мы видим качественное изменение диаграммы направленности, она становится более вытянутой в сторону лазерного импульса что, по всей видимости, свидетельствует о смене доминирующего режима взаимодействия.

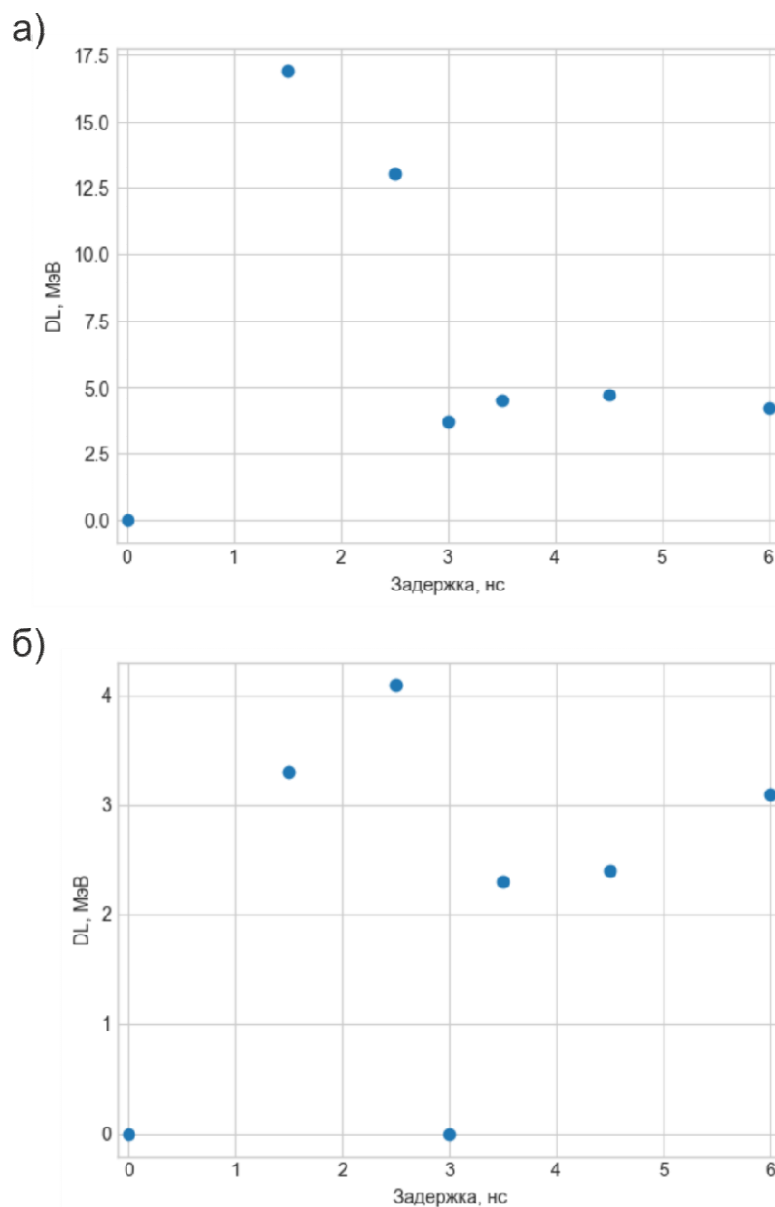


Рисунок 14.5 - Зависимость предела детектирования  $DL$  для С2 (а) и С3 (б) от времени задержки предимпульса

В результате эксперимента была определена оптимальная задержка фемтосекундного импульса относительно ионизирующего мишень наносекундного импульса, которая оказалась равна 3.5 нс. Выставление оптимальной задержки способствует кратному увеличению как предела детектирования, так и числа электронов по сравнению со случаем отсутствия предимпульса, то есть взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с

неионизированной мишенью. Также при переходе от задержек меньше 3 нс к задержкам больше 3 нс, мы видим качественное изменение диаграммы направленности, она становится сильно вытянутой в сторону лазерного импульса, что может свидетельствовать о смене доминирующего режима взаимодействия.

## **15 Создание микроскопа для имиджинга лазерного факела**

В рамках работ в 2023 г. на основе макета, разработанного в 2022 г. было разработано ЭКФ и изготовлен ЭУФ микроскоп для имиджинга лазерного факела на длину волны 11,25 нм. Выбор длины волны был обусловлен работами, ведущимися в России по созданию рентгеновского литографа на длину волны короче 13,5 нм [263]. В качестве одной из наиболее перспективных длин волн рассматривается окрестность края поглощения Ве (11,2 нм), где существуют высокотражающие Mo/Ве многослойные рентгеновские зеркала и интенсивные лазерно-плазменные источники (ЛПИ) на основе газовых струй (Xe). Для исследования ЛПИ (структуры лазерного факела и физики взаимодействия лазерного излучения с веществом) в окрестности длины волны 11,2 нм и разработан предложенный микроскоп.

### **15.1 Характеристики прибора**

- Рабочая длина волны: 11,25 нм
- Объектив: двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением
- Детектор: CMOS матрица с размером пикселя 6,5 мкм
- Поле зрения микроскопа: 2,66\*2,66 мм
- Пространственное разрешение микроскопа на длине волны 11,25 нм: 4 мкм
- Габариты прибора: 1,5\*0,2 м

### **15.2 Описание прибора**

Изготовленный микроскоп предназначен для исследования источников излучения (в т.ч. лазерной искры) и различных наноструктурированных образцов в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) спектральных диапазонах. Излучение в указанных спектральных диапазонах достаточно сильно поглощается газами атмосферы, поэтому для работы с излучением в данных диапазонах необходимо, чтобы исследуемый пучок распространялся внутри вакуумного объема. Также в связи с сильным поглощением МР и ЭУФ излучения различными материалами возможно использование только отражающих оптических элементов с многослойными интерференционными покрытиями (многослойные рентгеновские зеркала).

Сборочный чертеж и фотография прибора представлены на рисунках 15.1 и 15.2.

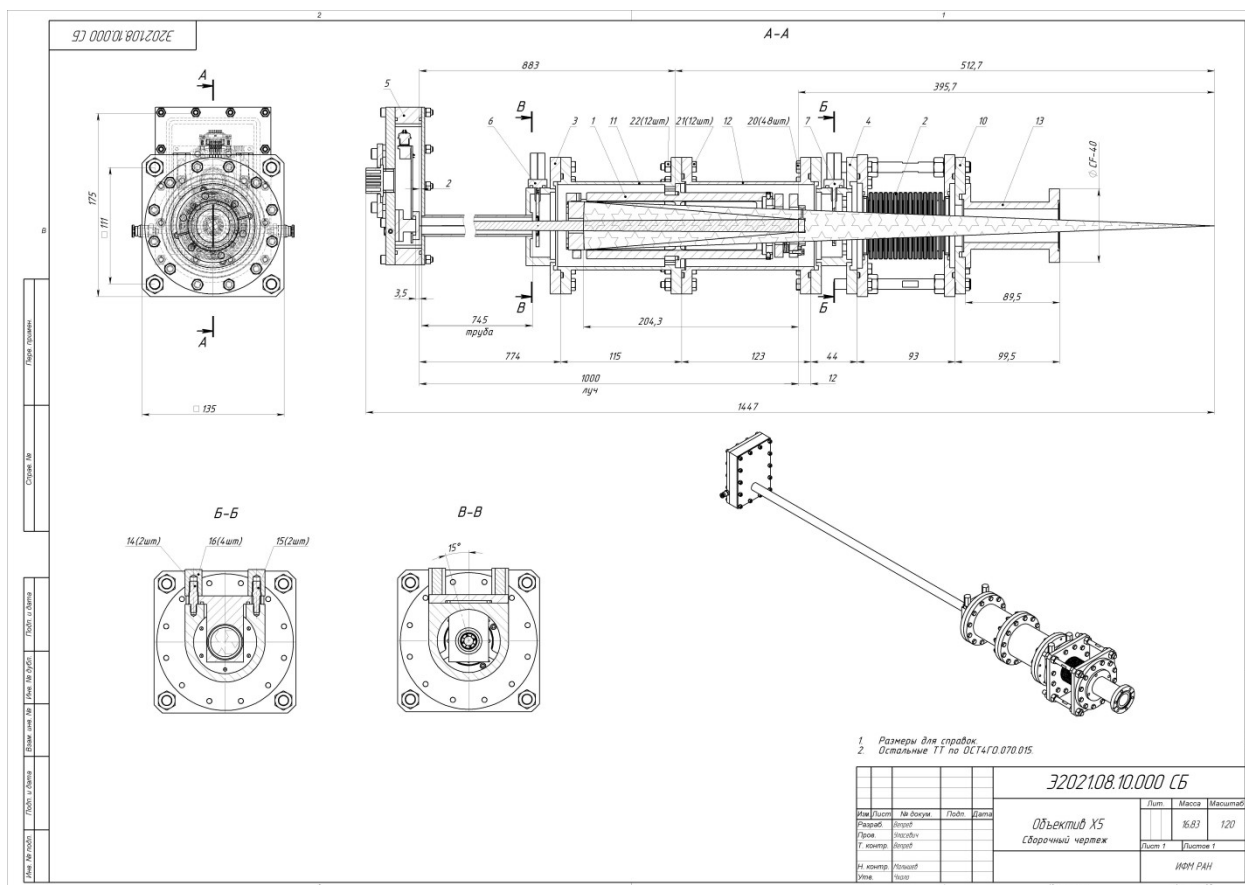


Рисунок 15.1 - Сборочный чертёж микроскопа для имиджинга лазерного факела

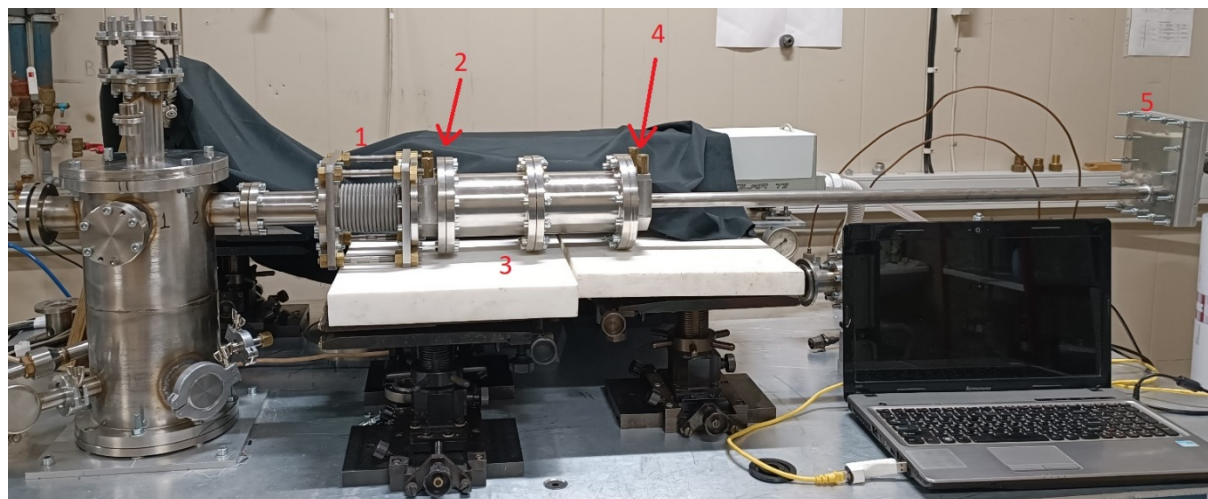


Рисунок 15.2 - Фотография микроскопа в составе исследовательского стенда

Прибор состоит из следующих элементов: регулировочный сиффон (1), камера входного фильтра (2), корпус объектива (3), камера выходного фильтра (4), камера детектора (5). Регулировочный сиффон предназначен для точной настройки расстояния  $L_1$  между исследуемым объектом и зеркалом  $M_2$ . В камере входного фильтра закреплен многослойный пленочный фильтр большого диаметра. В корпусе объектива расположен двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. В

камере выходного фильтра закреплен многослойный пленочный фильтр малого диаметра. В камере детектора расположена CMOS матрица, используемая для детектирования МР и ЭУФ излучения и система охлаждения матрицы. Расстояние между зеркалами М1 и М2, а также расстояние L2 от зеркала М2 до детектора не регулируются в процессе работы.

Основным оптическим элементом микроскопа является двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда. Объектив состоит из двух зеркал, вогнутого зеркала М1 и выпуклого зеркала М2. Расстояние между зеркалами, а также расстояния от зеркала М2 до наблюдаемого объекта и детектора указаны на оптической схеме на рисунке 15.3.

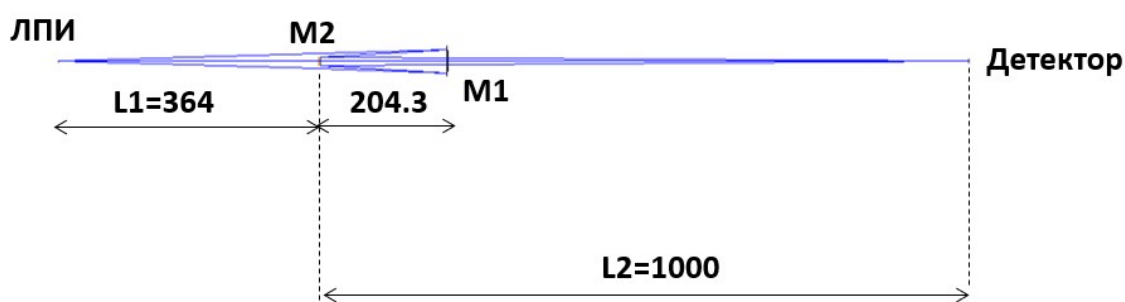


Рисунок 15.3 - Оптическая схема микроскопа

### 15.3 Изготовление объектива

На первом этапе были изготовлены зеркала объектива, однако, для обеспечения требуемого пространственного разрешения необходимо было довести форму поверхности подложек до точности формы по параметру RMS не хуже 3 нм.

После коррекции формы поверхности зеркал методом магнетронного напыления было проведено нанесение многослойных отражающих покрытий на основе пары материалов Мо и Ве. Для зеркала М1 период структуры составлял 5,66 нм (Мо-2,3 нм / Ве-3,36 нм), число периодов 100. Для зеркала М2 период структуры составлял 5,65 нм (Мо-2,3 нм / Ве-3,35 нм), число периодов 100. На рис.1.4 показаны спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал М1 и М2, измеренные на лабораторном рефлектометре. Угол скольжения при измерениях спектральных зависимостей коэффициентов отражения составлял 89 градусов.

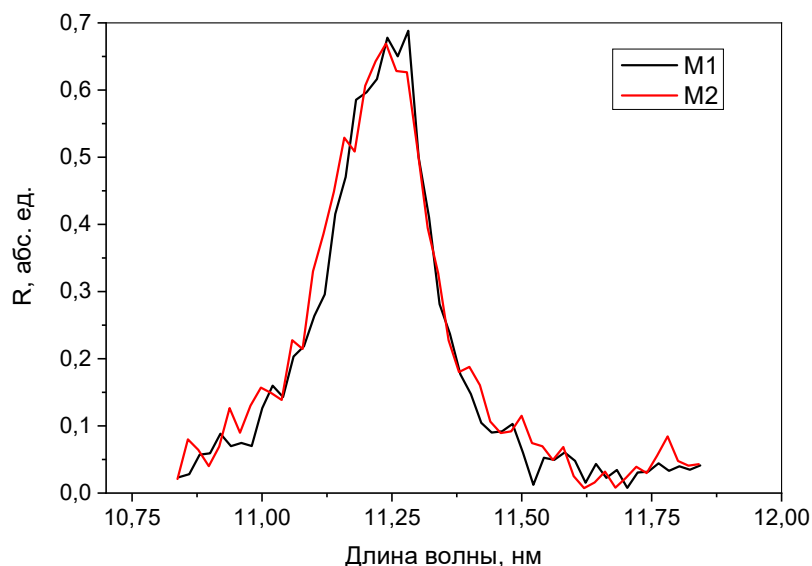


Рисунок 15.4 - Спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал М1 и М2

Изготовленные зеркала устанавливались в цельноточеный корпус и производилась его настройка и юстировка. Сборочный чертеж объектива микроскопа представлен на рисунке 15.5.

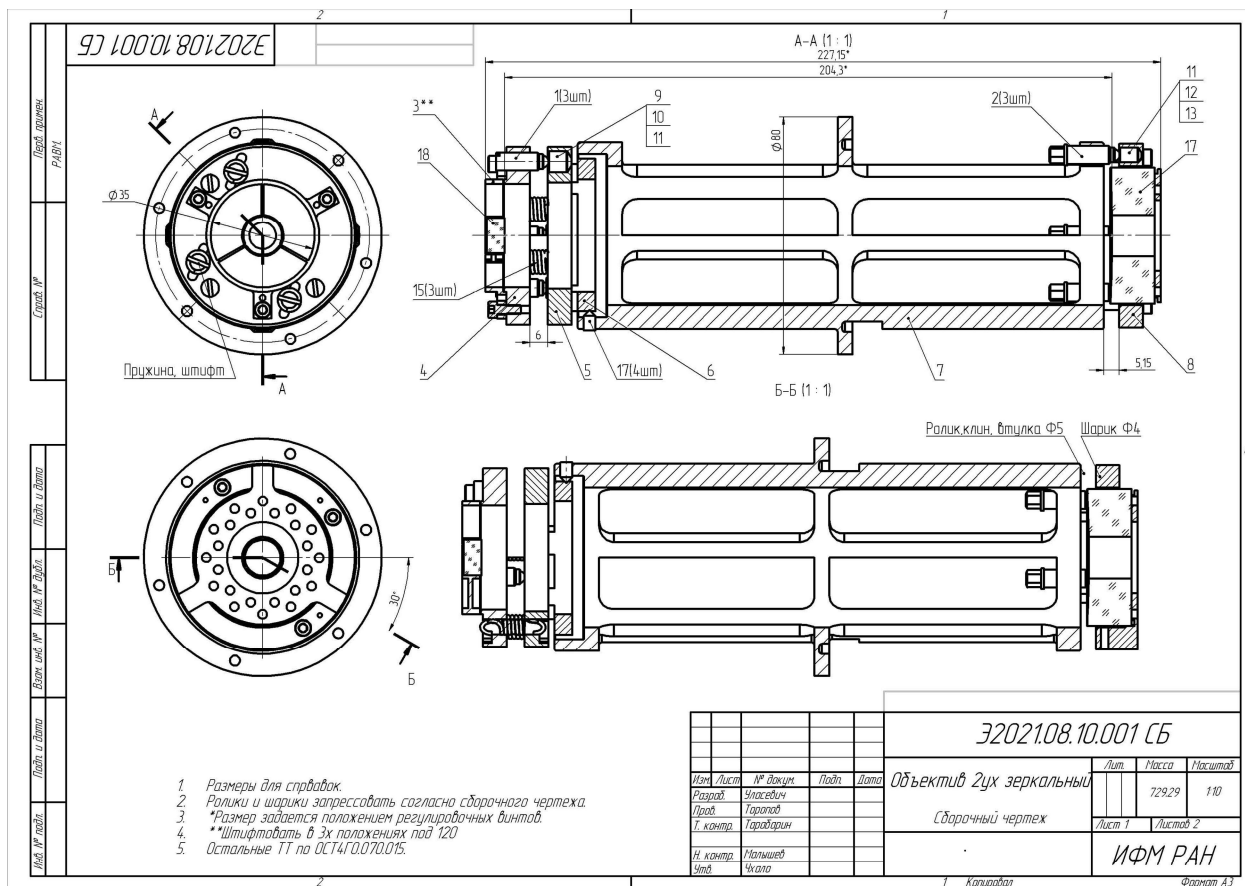


Рисунок 15.5 - Сборочный чертеж объектива микроскопа для имиджинга лазерного факела

Аттестация шероховатости поверхности подложек, а также формы зеркал и aberrаций объектива в сборе описаны в п.3.3 настоящего отчета.

#### 15.4 2D детектор

Для регистрации изображения полученных при помощи рентгеновского микроскопа на основе объектива Шварцшильда с увеличением 5 крат, используется двух координатный матричный детектор GSENSE 2020 BSI от производителя Gpixel. Выбранный матричный детектор работает на КМОП технологии, а для повышения чувствительности матрицы к мягкому рентгеновскому излучению используется технология BSI и Pulsar. Эта технология устраняет просветляющее покрытие на поверхности датчика BSI, что значительно повышает чувствительность к ВУФ/ЭУФ-излучению и мягкому рентгеновскому излучению. Также включает новую технику пассивации для уменьшения толщины нечувствительного слоя на поверхности датчика, уменьшая темновой ток и повышая устойчивость к радиационному повреждению. На рисунке 15.6 представлена квантовая эффективность детектора и красным показана длина волны (11,25 нм, что соответствует 110 eV), на которой работает микроскоп.

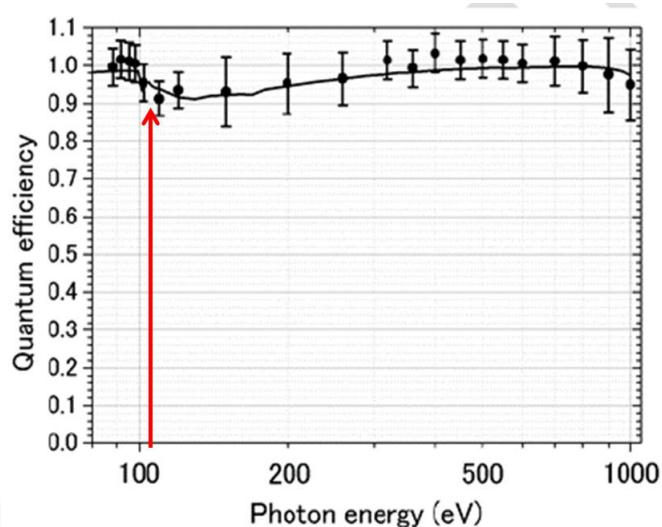


Рисунок 15.6 - Зависимость квантовой эффективности детектора от энергии падающего излучения

Матрица имеет размер чувствительной зоны 13,3мм x 13,3мм и массив пикселей 2048x2048 штук. Размер пикселя детектора составляет 6,5мкм x 6,5мкм, что составляет 1,3 мкм в плоскости объекта. На рисунке 15.7 представлена фотография детектора мягкого рентгеновского излучения. В верхней части фотографии показан сам чувствительный элемент, в нижней части электрический разъем подключения матрицы к персональному компьютеру.



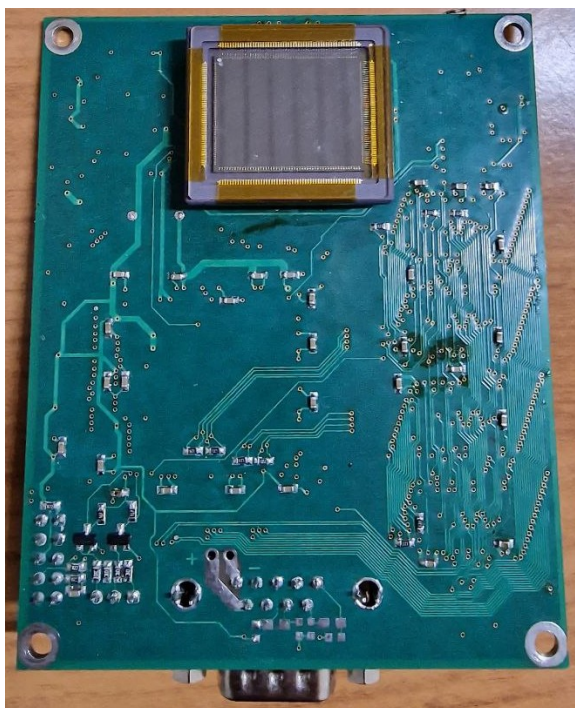


Рисунок 15.7 - Фотография детектора

Потребляемая мощность в режиме работы детектора составляет примерно 1,2 Вт., но так как он находится в вакуумном объеме, то необходимо его охлаждать. Иначе возрастут собственные шумы матрицы, связанные с ее нагревом. Поэтому была разработана конструкция системы охлаждения матрицы детектора, представленная на рисунке 15.8.

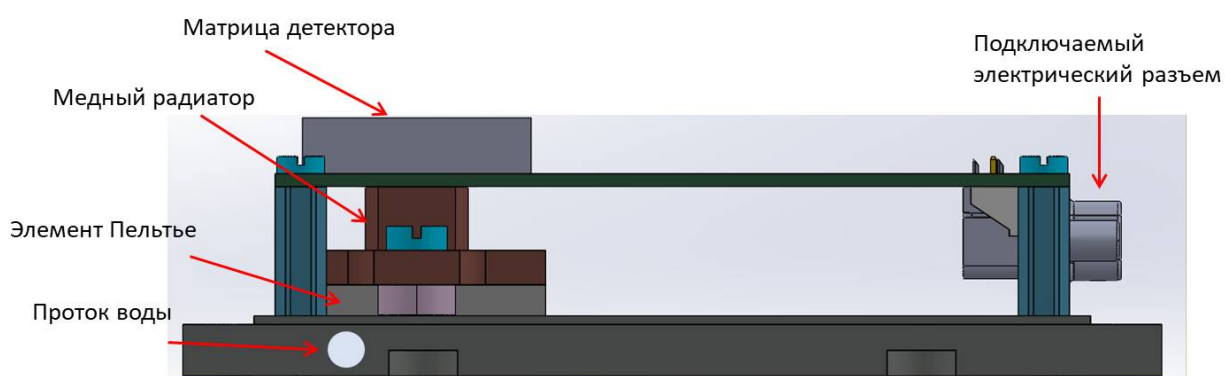


Рисунок 15.8 - 3D модель системы охлаждения матрицы детекторы

Охлаждение работает по следующему принципу: сам чувствительный элемент детектора через медный радиатор соединён с холодной стороной элемента Пельтье. Выделяемое тепло, горячей стороной Пельтье, отводит за счет протока воды через отверстия в крышке крепления под самим элементом Пельтье. Все контакты в системы охлаждения дополнены индиевыми прокладками, для повышения эффективности отвода тепла.

## 15.5 Пленочные фильтры

Для снижения шумовой составляющей сигнала устанавливались два многослойных тонкопленочных фильтра на основе структуры Mo/Be. Структура используемых фильтров была следующей: слой MoSi<sub>2</sub> толщиной 3 нм, 37 пар слоёв Mo толщиной 2 нм/Be толщиной 2 нм, слой Mo – толщиной 2 нм, слой MoSi<sub>2</sub> толщиной 3 нм. Слои MoSi<sub>2</sub> по внешним границам фильтра используются для защиты от окисления.

Для того чтобы предотвратить разрыв пленочных фильтров при откачке вакуумного корпуса прибора, а также при работе лазерного плазменного источника, фильтры устанавливались на специальной поддерживающей сетке. Сетка представляет собой ячейки квадратной формы со стороной 3,7 мм, толщина перемычек 0,3 мм.

На рисунке 15.9 показана спектральная зависимость коэффициента пропускания использованных пленочных фильтров.

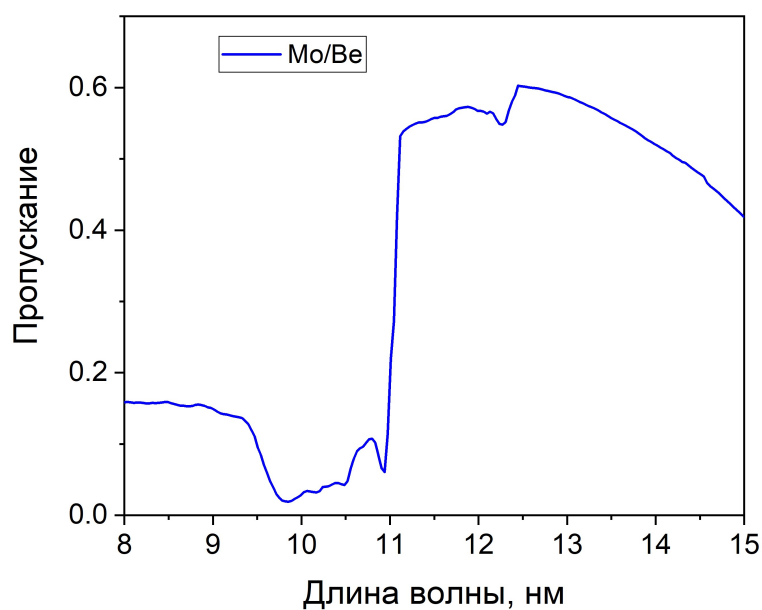


Рисунок 15.9 - Спектральная зависимость коэффициента пропускания пленочных фильтров Mo/Be

Таким образом, на рабочей длине волны микроскопа 11,25 нм коэффициент пропускания используемых фильтров составляет 0,54. При использовании пары фильтров (на входе оптической системы и перед детектором) коэффициент ослабления сигнала составит 0,29. Коэффициент подавления фонового излучения (видимое, ультрафиолетовое) составляет  $10^5$  [264].

## 15.6 Тестирование ЭУФ микроскопа

Для тестирования ЭУФ микроскопа были получены изображения тест-объекта в видимом диапазоне и на длине волны 11,25 нм. В качестве тест-объекта использовался образец – кремниевая пластина, в которой были изготовлены окошки квадратной формы размером 180\*180 мкм.

Методика тестирования заключалась в следующем: тест-объект размещался в фокусе оптической системы ЭУФ микроскопа, подсветка образца осуществлялась в первом случае с помощью светодиода белого цвета, во втором случае излучением лазерной плазмы, образующейся при возбуждении газовой мишени криптона сфокусированным лазерным излучением. Затем производилась точная настройка ЭУФ микроскопа. С помощью настроечных винтов осуществлялось перемещение объектива Шварцшильда вдоль фокусной оси, так чтобы получить изображение тест-объекта с максимальной резкостью.

Полученное изображение тест-объекта при подсветке светодиодом белого цвета представлено на рисунке 15.10.

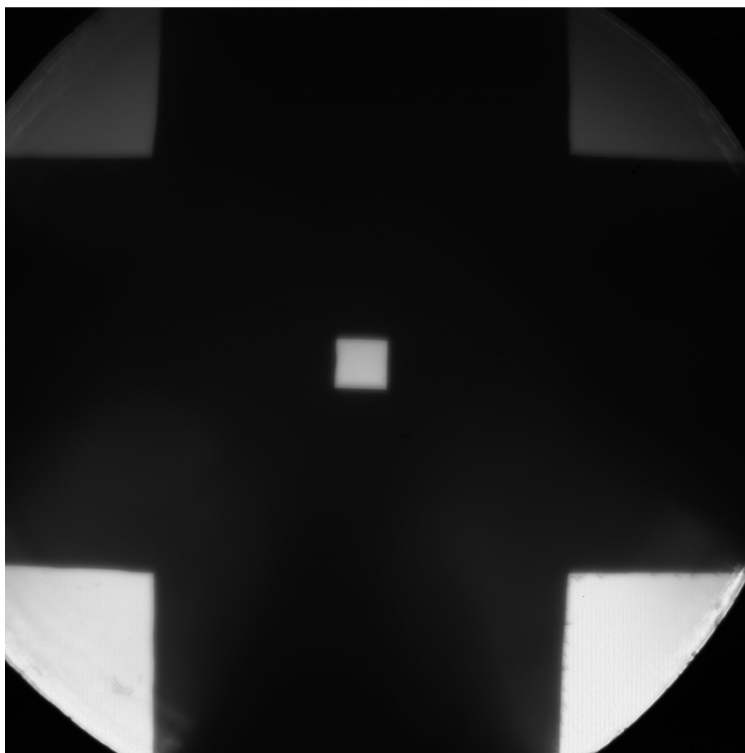


Рисунок 15.10 - Изображение тест-объекта при подсветке светодиодом белого цвета

По резкости границ квадрата в образце можно определить пространственное разрешение ЭУФ микроскопа. На рисунке 15.11 показаны график сигнала,

регистрируемого детектором в области вблизи границы квадрата и график первой производной от сигнала. Графики приведены в относительных единицах.

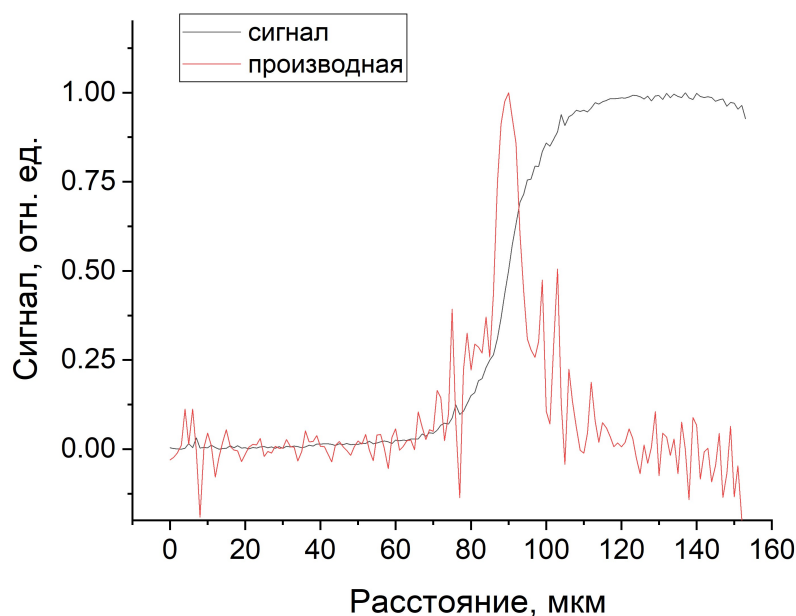


Рисунок 15.11 - Графики сигнала, регистрируемого детектором, и его производной

Из рисунка видно, что переходная область составляет порядка 12 мкм, что соответствует (с учетом пятикратного увеличения объектива) 9 пикселям детектора.

По формуле для оценки пространственного разрешения оптической системы получаем:

$$\text{Разрешение} = \frac{k \cdot \lambda}{NA} = \frac{0.61 \cdot 0,55 \text{ мкм}}{0,03} \approx 11,2 \text{ мкм} \quad (15.1)$$

Таким образом, разрешение микроскопа для данной длины волны излучения соответствует дифракционному пределу.

На рисунке 15.12 показано изображение тест-объекта, полученное на длине волны 11,25 нм. Для подсветки использовалось излучение лазерной искры. Искра была получена в газоструйной мишени криптона, формируемой при истечении газа в вакуумный объем через коническое сверхзвуковое сопло с импульсным клапаном. Диаметр критического сечения сопла 500 мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 6 бар. Длительность возбуждающего лазерного импульса составляла  $\approx 10$  нс, энергия импульса 0,25 Дж.

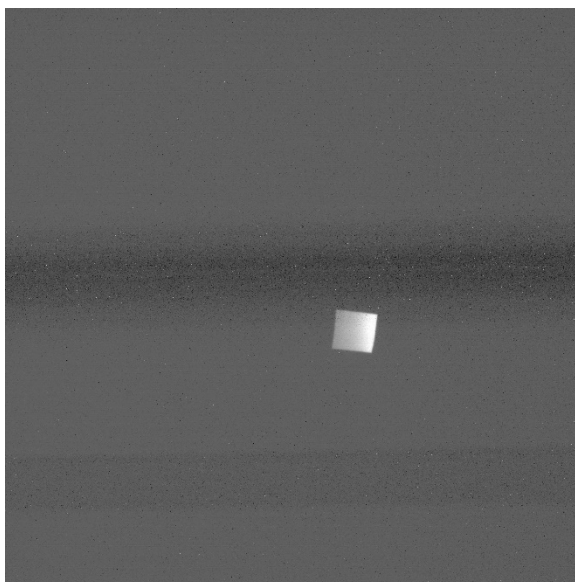


Рисунок 15.12 - Изображение тест-объекта на длине волны 11,25 нм

Аналогично предыдущему случаю по резкости границ квадрата можно определить пространственное разрешение микроскопа. На рисунке 15.13 показаны график сигнала, регистрируемого детектором в области вблизи границы квадрата и график первой производной от сигнала. Графики приведены в относительных единицах.

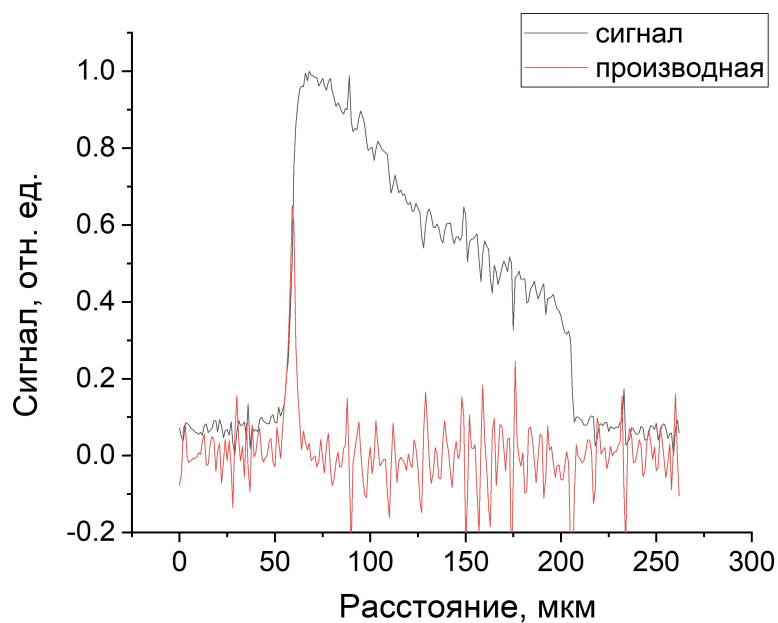


Рисунок 15.13 - Графики сигнала, регистрируемого детектором, и его производной

Из рисунка 15.13 видно, что переходная область составляет порядка 4 мкм, что соответствует (с учетом пятикратного увеличения объектива) 3 пикселям детектора.

После изготовления, сборки и аттестации микроскопа были проведены первые исследования размера лазерной искры в газоструйных мишенях. С помощью изготовленного ЭУФ микроскопа было зарегистрировано изображение лазерной искры в газоструйной мишени на длине волны 11,25нм. Полученное изображение показано на рисунке 15.14.

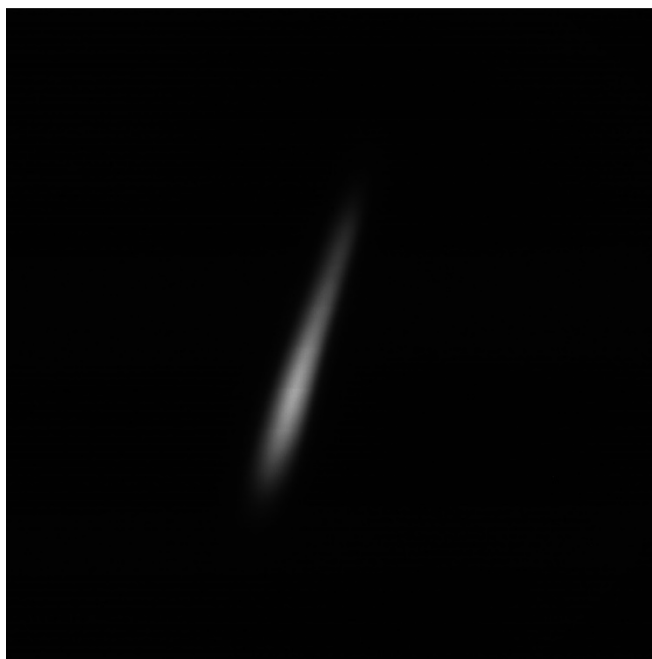


Рисунок 15.14 - Изображение лазерной искры в газоструйной мишени

В качестве мишени для лазерного излучения использовалась сверхзвуковая газовая струя Kr, формируемая при истечении газа в вакуумную камеру через коническое сопло с импульсным клапаном. Диаметр критического сечения сопла 500 мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 2 бар. Длительность возбуждающего лазерного импульса составляла  $\approx 10$  нс, энергия импульса 0,25 Дж. Частота следования лазерных импульсов соответствовала частоте открытия импульсного клапана и составляла 2 Гц. Время накопления сигнала детектором микроскопа 0,4 с.

По полученном изображению установлены размеры излучающей области лазерной искры: в направлении вдоль лазерного луча размер искры составил  $\approx 500$  мкм, в перпендикулярном направлении  $\approx 100$  мкм.

Таким образом, в рамках проекта разработан, изготовлен и протестирован ЭУФ микроскоп для имиджинга лазерного факела на длину волны 11,25 нм. Прибор основан на двухзеркальном объективе Шварцшильда с увеличением 5х и 2D детекторе ЭУФ излучения. Экспериментально проверено пространственное разрешение на длине волны

11,25 нм в плоскости изображения, которое составило  $\sim 3,9$  мкм. С помощью прибора получены первые изображения лазерной искры.

## **16 Разработка имиджинга на основе кластерного источника (МИФИ, Договор № К98-11 от 15.11.2021)**

### **16.1 Введение**

В последнее время особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов с твердотельными и газовыми мишенями. Такие исследования, с одной стороны, дают информацию о фундаментальных свойствах вещества в экстремальных условиях, а с другой стороны, позволяют использовать новые подходы для решения ряда прикладных задач, таких как инициирование ядерных реакций, ускорение тяжелых частиц, создание яркого рентгеновского источника для медико-биологических и литографических приложений.

Очевидно, что свойства плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, в первую очередь должны зависеть от агрегатного состояния вещества мишени. При использовании, например, твердотельных или кластерных мишеней возможно получение сверхплотной горячей (с температурой в сотни электронвольт) плазмы. Вследствие высокой плотности плазмы в этом случае ее ионизационное состояние формируется в основном за счет электрон-ионных столкновений. Так, например, при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с плотностью потока  $10^{17}$ - $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> с кластерными мишенями удалось получить многозарядные ионы Ar XVII и Kr XXVII, образование которых только за счет туннельной ионизации было бы возможным лишь при значительно больших (на несколько порядков) интенсивностях лазерного импульса.

В противоположном случае газовых мишеней низкой плотности эффективность их нагрева лазерными импульсами существенно ниже, и температура образующейся сравнительно разреженной плазмы будет составлять лишь несколько десятков электронвольт. В этом случае ионизационное состояние плазмы будет определяться процессами многофотонной или туннельной ионизации.

Как показали первые эксперименты с твердотельными мишенями, существует еще один очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а именно, контраст лазерного импульса, т.е. отношение мощности лазерного излучения в максимуме фемтосекундного импульса к мощности прединпульса. В частности, оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста, когда плотности потока нагревающего излучения в прединпульсе недостаточно для образования преплазмы, и поглощение энергии основного импульса происходит непосредственно в твердом теле.

Характер взаимодействия фемтосекундного импульса с кластерными мишенями еще в большей степени, чем в случае твердотельной мишени, должен зависеть от его кон-



траста. Ситуация здесь оказывается даже более сложной, чем в случае твердых мишеней, и решающее значение для физики взаимодействия приобретают еще два параметра — длительность лазерного предимпульса  $\tau_{prepulse}$  и размер кластеров  $L_{cl}$ . Действительно, если интенсивность фемтосекундного импульса велика ( $> 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>), то даже при достаточно высоких контрастах  $\sim 10^7$  плотность потока в предимпульсе составляет  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> и вполне достаточна для разрушения кластера и создания преплазмы с температурой электронов  $T_e$  порядка 100–300 эВ. В результате разлета такой кластерной плазмы за время

$$\tau_{expansion} \sim L_{cl}(m_i/Z_n k T_e)^{1/2} (10^{23}/N_{cr})^{1/3}, \quad (16.1)$$

где  $Z_n$ ,  $m_i$  - заряд ядра и масса иона,  $N_{cr}$  - критическая плотность для нагревающего лазерного излучения, ее электронная плотность становится меньше критической. Это означает, что если длительность предимпульса удовлетворяет условию  $\tau_{prepulse} \gg \tau_{expansion}$ , то основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать не с кластерами, а с разреженной плазмой, и характер взаимодействия будет фактически такой же, как при нагреве газовых мишеней (малая эффективность поглощения лазерного излучения, практическое отсутствие столкновительной ионизации).

В условиях реального эксперимента достаточно сложно управлять длительностью лазерного предимпульса. Поэтому различные случаи взаимодействия фемтосекундных импульсов с кластерами гораздо проще реализовать варьированием среднего размера кластера или изменением величины лазерного контраста, который фактически определяет температуру преплазмы. В любом случае для построения адекватной модели взаимодействия лазерного импульса с кластерами необходимо знать начальное состояние мишени, т.е., как минимум, средний размер кластеров в газовой струе и расстояние между ними, а также иметь информацию об их пространственном и временном распределении.

Получить такого рода данные можно посредством моделирования газодинамических процессов, протекающих в газовой струе. В настоящей работе рассматривается численная модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций, показывают, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распределения параметров оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными. Результаты расчетов использованы при создании экспериментального модуля на базе конического сопла с системой охлаждения, позволяющего формировать сверхзвуковые газовые струи криогенных температур.

Была проведена работа по оптимизации такого криогенного модуля с целью создания яркого источника рентгеновского излучения, который может использоваться для формирования изображений микрообъектов различного типа, биологических, технологических и т.п.

Радиографические источники, формируемые при взаимодействии лазерного излучения с кластерными мишенями, были использованы для получения изображений тестовых микрообъектов.

Для проведения экспериментального исследования спектральных, мощностных и пространственных характеристик источника мягкого рентгеновского излучения, образующегося внутри аргонового газопо-кластерного потока в процессе его облучения лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности, использовалась лазерная установка импульс с центральной длиной волны  $\lambda = 800$  нм длительностью  $\approx 45$  фс и полной энергией от  $2 \leq E_{las} \leq 20$  Дж фокусировался в область пространства внутри сверхзвуковой газовой струи аргона при помощи внеосевого параболического зеркала. Всего использовалось три зеркала с различными фокусными расстояниями. Расчетные значения основных параметров, формируемого ими пучка представлены в Таблице 1.

Таблица 1 — расчетные предельные значения параметров используемых в экспериментах лазерных пучков

Фокусное расстояние зеркала, мм	Ширина пучка на полувысоте ( <i>FWHM</i> ), мкм	Длина Релея ( $Z_R$ ), мкм	Интенсивность $I$ в перетяжке при энергии в импульсе $E_{las} = 20$ Дж, Вт/см <sup>2</sup>
2500	6	102	$1.5 \times 10^{21}$
750	1.8	9.3	$1.7 \times 10^{22}$
325	0.8	1.9	$8.4 \times 10^{22}$

Для улучшения временного контраста облучающего импульса в линию доставки излучения до точки фокусировки было интегрировано плазменное зеркало с эффективностью отражения на уровне  $\approx 80\%$ . Его применение позволило понизить характерное значение на пьедестале усиленного спонтанного излучения до уровня  $\approx 2 \times 10^{-12}$ .

Облучаемые газопо-кластерные струи формировались при помощи криогенно-кластерного модуля, разработанного на предыдущем этапе работ. Данное устройство представляет собой быстрый электромагнитный клапан, находящийся в тепловом контакте с холодным «пальцем» криорефрижератора.

## 16.2 Разработка имиджинга на основе кластерного источника

Лазерная плазма, как яркий импульсный источник рентгеновского излучения в спектральном диапазоне (0.1 – 50) КэВ активно исследуется в последние несколько десятилетий. Для формирования интенсивных источников жесткого рентгеновского излучения принято использовать мишени-фольги из химических элементов с высоким атомным номером  $Z \sim 30-50$ . В то же время, для ряда практических приложений, таких как литография или рентгенография микрообъектов необходимо создание источников более мягкого диапазона. Для этих целей наиболее подходящими оказались газовые, кластерные или пористые мишени, облучаемые лазерными импульсами с плотностью потока  $I > 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Было показано, что повышение рентгеновской эмиссии (РЭ) возможно за счет использования нано-структурированных мишеней. Однако, их создание является сложным много-ступенчатым, и, как следствие, дорогостоящим процессом.

Применение существенно более технологичных кластерных мишеней также позволяет получить достаточно высокий выход РЭ, но при этом, как правило, плазма является не только источником рентгена, но и ускоренных потоков корпускулярных частиц. Наличие генерации потоков быстрых заряженных частиц часто является весьма нежелательным процессом, и задача создания «чистого» источника рентгеновского излучения, несомненно, является очень актуальной. Следует отметить, что не во всех случаях генерация корпускулярных потоков является фактором, препятствующим использованию лазерно-кластерного источника для радиографических приложений. Более того, в ряде ситуаций имиджинг может основываться на использовании, например, потоков быстрых ионов, образующихся в плазме.

Следует также подчеркнуть, что в зависимости от изучаемого объекта для радиографии целесообразно использование источников, излучающих в различных спектральных диапазонах. Для лазерно-кластерных источников это означает, что мишенями должны служить кластеры легких газов ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ), если требуется радиография в диапазоне мягкого рентгена, и кластеры тяжелых газов ( $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$ ) должны использоваться для имиджинга в более жестком диапазоне. В настоящем разделе мы рассмотрим возможности лазерно-кластерных и лазерно-газовых источников для задачи имиджинга микрообъектов различного типа, в том числе, биологических.

### **16.2.1 Имиджинг в мягком рентгеновском диапазоне при $E_{phot} < 1500$ эВ**

На протяжении последнего столетия одним из наилучших подходов к неразрушающей диагностике различных объектов является их зондирование рентгеновским излучением. Однако, исследование и получение изображений сверхтонких слабоконтрастных объектов с применением традиционных источников жесткого рентгеновского излучения не дает удовлетворительных результатов даже при использовании методов фазового кон-

траста для улучшения качества изображений. Поэтому создание метода для абсорбционной и фазово-контрастной рентгеновской радиографии наноструктур с использованием лабораторного источника мягкого рентгеновского излучения на основе короткоживущей лазерной плазмы является актуальной задачей в настоящее время. Например, широким классом наноструктур являются пленки нанометровой толщины [265], применение которых в различных отраслях промышленности и техники получает все большее распространение. При этом возникает необходимость контроля качества изготовления пленок. Образцы, площадь которых может достигать значительного размера (до нескольких см<sup>2</sup>), содержат неровности в толщине величиной порядка десятков нм, а также структурные дефекты с субмикронными поперечными размерами. Радиографические изображения подобных объектов могут быть получены с помощью мягкого рентгеновского излучения (МРИ), которое обладает наилучшей чувствительностью к объектам с толщиной менее 5 мкм. Среди компактных источников МРИ, наибольшую яркость может обеспечить короткоживущая лазерная плазма [266, 267]. Такая плазма, образующаяся при нагреве различных мишеней сверхкороткими сверхмощными лазерными импульсами, излучает в широком спектральном диапазоне. При нагреве мишени с низким зарядом ядра ( $Z=1-10$ ) генерируется излучение в спектральном интервале 1-10 нм, которые особенно важны для исследований слабоконтрастных и биологических объектов. Кроме того, лазерная плазма генерирует почти изотропное излучение в полный телесный угол  $4\pi$  страд, что позволяет равномерно облучать большие поверхности исследуемых образцов уже на расстоянии 30-50 см от источника [268, 269].

Таким образом, лазерная плазма является очень подходящим источником для построения схемы диагностики нанообъектов. В то же время существуют недостатки, препятствующие ее практическому применению. Первая группа проблем связана с конструкцией мишени. Применяющиеся твердотельные мишени имеют множество недостатков, затрудняющих практическое использование лазерно-плазменных источников. В частности, при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями генерируется большое число надтепловых электронов, высокоэнергетичных фотонов и разрушается поверхность мишени, что, в общем, приводит к снижению мощности источника, невозможности автономной работы установки и плохому соотношению сигнал шум при регистрации рентгеновских изображений. В данной работе в качестве основного подхода к решению поставленной задачи рассматривается создание нового типа мишени на основе газовых кластеров [270]. Такие мишени лишены всех недостатков твердотельных мишеней и позволяют достичь более высокой средней мощности и автономной работы источника при отсутствии помех. Для создания такого источника использовались ме-

тоды численного моделирования [270] и рентгеновской спектроскопии [270, 271], что в итоге позволило добиться режима работы, в котором образовывались кластеры оптимального размера (~ 500 нм) и выход рентгеновского излучения был максимальным. Схема эксперимента приведена на рисунке 16.2.

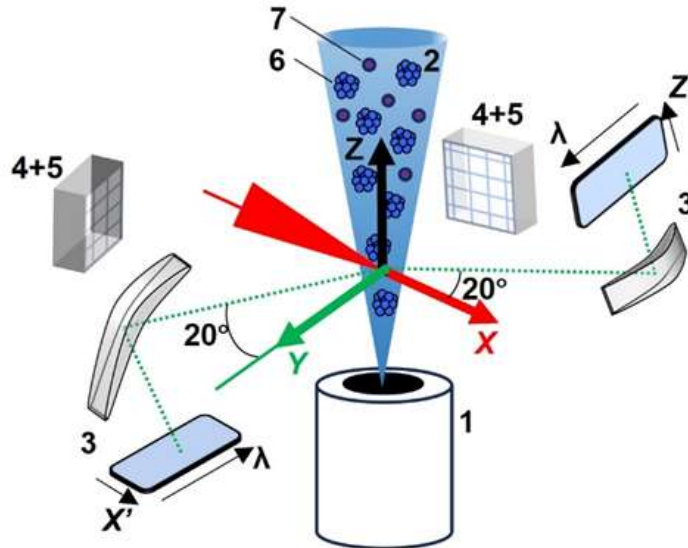


Рисунок 16.2 - Схема эксперимента: 1) Сопло; 2) Газово-кластерная среда; 3) Фокусирующие спектрографы с пространственным разрешением; 4) и 5) исследуемые образцы с детектором на основе кристалла LiF; 6) и 7) смесь CO<sub>2</sub> кластеров и He

Среди основных подходов к описанию распространения и регистрации рентгеновского излучения можно выделить: 1) решение приближенного параболического уравнения, описывающего распространение комплексной амплитуды рентгеновского поля с помощью конечно-разностных методов [272]; 2) численное решение дифракционных интегралов с помощью быстрого преобразования Фурье [273]. Свободное распространение исследуемого в данном проекте излучения в пространстве наиболее целесообразно описывать, используя сверточную форму интеграла Релея-Зоммерфельда [273]:

$$I_i(r_d, \lambda) = \left| \exp(ikz_e) \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{-iz_e f^2}{2k}\right) \tilde{U}(f, \lambda) \right\} \right|^2 \quad (16.2)$$

Поскольку лазерная плазма является дельта-коррелированным протяженным источником конечная интенсивность изображения может быть представлена в виде [274]:

$$I_i(r_d) = \sum_{\lambda} C(\lambda) \int I_i(r_d + r_s z_{so} / z_{od}, \lambda) S(r_s) dr_s \quad (16.3)$$

В выражениях 16.2, 16.3 переменные  $r_s$ ,  $r_o$ ,  $r_d$  обозначают координаты в плоскостях источника, объекта и детектора соответственно,  $z_e = z_{so} \times z_{od} / (z_{so} + z_{od})$  это эффективная длина распространения,  $\tilde{U}(f, \lambda)$  - двумерный Фурье спектр (в пространственных частотах) поля  $U(r_o, \lambda)$  возмущенного после прохождения через образец,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,

$\mathcal{F}^{-1}$  обозначает обратное преобразование Фурье. Предполагалось, что источник имел круглую форму с распределением яркости  $S(r_s)$  описываемую Гауссовой функцией с параметрами, определенными из рентгеноспектральных измерений. Для расчета взаимодействия рентгеновского излучения с веществом использовались данные из таблиц Хенке.

Одной из основных особенностей метода распространительного фазового контраста являются жесткие требования, предъявляемые к поперечному размеру источника [275]. Численный эксперимент продемонстрировал необходимость использования очень маленьких (диаметр  $<1$  мкм) источников. В качестве тестового образца был выбран цилиндр высотой 50 нм помещенный на подложку высотой 500 нм, диаметр цилиндра 5 мкм, материал – углерод. Для получения изображений с субмикронным пространственным разрешением на современных ПЗС детекторах необходимо устанавливать достаточно большое пространственное разрешение в оптической системе. Увеличение отношения  $Z_{od}/Z_{so}$  ведет за собой усиление теневого замывания изображения и исчезновение дифракционных максимумов, отвечающих за улучшение контраста изображения. При минимальном размере рентгеновского источника 10 мкм оптическое увеличение схемы ограничено  $M=3-5$  (см. таблицу 1), так что наилучшее разрешение изображения приблизительно равно размеру источника. Такие результаты были недавно экспериментально продемонстрированы в схеме для получения фазово-контрастных изображений [276, 277] с использованием лазерно-плазменных источников, работающих в диапазоне длин волн 1-0.5 Å.

Согласно проведенным рентгеноспектральным измерениям [270, 271] плазма имеет достаточно большой поперечный размер: диаметр эмиссионной зоны для длины волны 2 нм превышает 0.1 мм. Несмотря на применение наименьшей доступной длительности лазерных импульсов ( $\tau=40$  фс) для нагрева мишени гидродинамическое расширение плазмы продолжается в течении достаточно длительно времени (до 20 пс), что приводит к увеличению поперечного размера плазмы. Эффективный размер источника, таким образом, может достигать 0.5 мм для длинноволновой части спектра. Этот факт, пожалуй, являлся основной причиной, из-за которой короткоживущая лазерная плазма не рассматривалась ранее в качестве компактного источника для фазово-контрастной радиографии объектов. В данной работе предлагается схема, позволяющая компенсировать большой размер источника. Основным подходом к решению этой проблемы являлось применение схемы, уменьшающей линейные размеры источника в его проекции на плоскость детектора и, таким образом, подавляющей теневого замывание. Для реализации этой идеи был использован детектор на основе кристаллов фторида лития, имеющий разрешение порядка длины волны видимого света (свойства кристалла детально изучены и подробно описаны в работах [278 - 280]). Моделирование (рисунок 16.3) и экспериментальные результаты (рисунок

16.4, 16.5) показали, что при определенном расстоянии между объектом и детектором (~3-5 мм) существует область, где ширина функции размытия источника значительно меньше пространственных размеров дифракционных максимумов, так что итоговое число и контрастность главных максимумов ограничены в основном временной когерентностью источника. Это значение в свою очередь было определено исходя из экспериментов по дифракции рентгеновского излучения на прямолинейном краю полупрозрачного объекта. Было установлено, что излучения разработанного источника имеет практически постоянную интенсивность в достаточно широком интервала длин волн 1.5-10 нм.

Таблица 2. Изображения углеродного диска (радиус 10 мкм, высота 50 нм) расположенного на углеродной подложке (толщина 500 нм). Изображения были посчитаны для различных длин волн, диаметров источников и увеличений, чтобы продемонстрировать экспериментальные условия, подходящие для получения дифракционно улучшенных и фазово-контрастных изображений тестового образца. Изображения в первой и второй колонках могут быть зарегистрированы ПЗС детекторами, в то время как изображения, полученные при малом оптическом увеличении, требуют детектора с гораздо лучшим пространственным разрешением. (Контраст изображений посчитанных для длины волны  $\lambda=1.5\text{\AA}$  был искусственно увеличен, потому что объект полностью прозрачен для такого излучения и даже фазовый контраст не позволяет различить форму объекта)

$\lambda, \text{\AA}$	$d, \mu\text{m}$	$M=150$	$M=3$	$M=1.07$
1.5	1			
	10			
	100			
15	1			
	10			

	100			
100	1			
	10			
	100			

Таким образом, в экспериментах по дифракции наблюдалось до 4 вторичных максимумов, а видность первого максимума на фазово-контрастных изображениях полупрозрачных объектов улучшала контраст изображения в 3-4 раза. Поскольку проникающая способность МРИ сильно ограничена (для примера, излучение описываемого источника полностью поглотится углеродным слоем толщиной 5 мкм), естественным применением такого источника является анализ сверхтонких объектов, которые абсолютно прозрачны для жесткого рентгена. В качестве примера, мы получили изображения циркониевой пленки толщиной 100 нм, расположенной на расстоянии  $z_s=50$  см от источника, при этом  $z_d=3.8$  мм. Контраст изображения в области изменения количества слоев и вкраплений примесей был улучшен благодаря фазово-контрастным эффектам. Рассчитанные интенсивности (пунктирные линии на рис. 3г,ж,к) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными (сплошные линии на рис. 3г,ж,к) В результате, изображения крупных образцов нанопленок площадью 4-5 см<sup>2</sup> и толщиной 100 нм позволяли полностью понять сложную трехмерную структуру объекта и обнаружить примеси и вкрапления с поперечным размером менее 300 нм.

Были также получены изображения биологических объектов. В качестве примера на рисунке 16.5 представлено изображение паутины ( $z_s=50$  см,  $z_d=3.8$  мм). Полученные изображения позволяют установить, что состав паутины может существенно меняться. В центре изображения можно видеть точку, где паутина раздваивается, и обе части прозрачны для падающего излучения, тогда как толщина паутины практически не меняется. Наличие нескольких ветвей паутины заметно благодаря белым полоскам вдоль ее границ,



которые, по сути, являются первыми дифракционными максимумами. Прямое численное моделирование для цилиндрического объекта, состоящего из легкого полимера не обеспечивает достаточного сходства с наблюдаемыми результатами. Таким образом, возможно, что паутина сильно меняет состав или поляя.

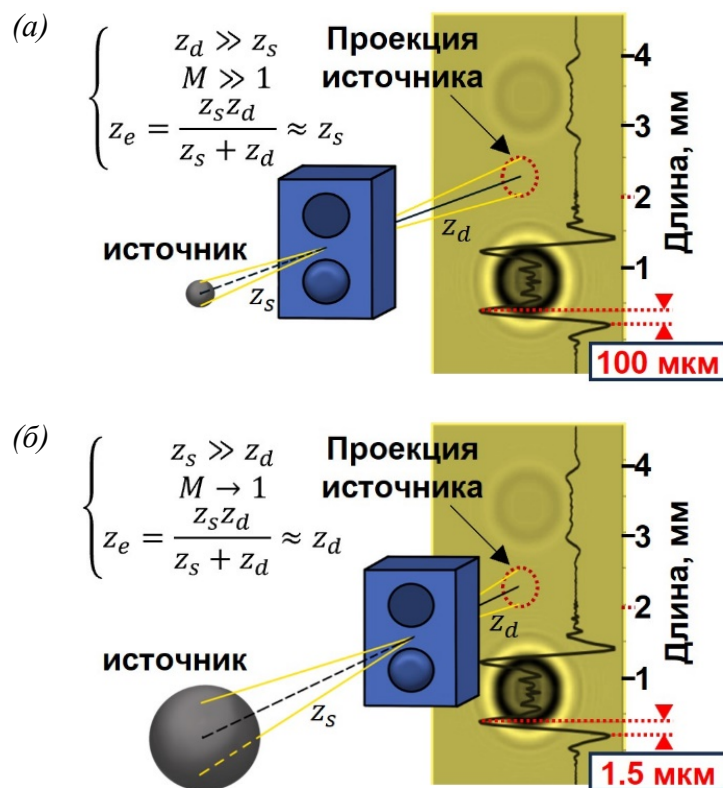


Рисунок 16.3 - Схема формирования абсорбционных и фазово-контрастных рентгеновских изображений в теневой геометрии. (а) С использованием маленького  $D=1$  мкм ( $z_s = 1.5$  мм,  $z_d < 148.5$  мм, увеличение  $M = 100\times$ ) и (б) большого  $D=100$  мкм ( $z_s = 149$  мм,  $z_d = 1$  мм,  $M = 1.07\times$ ) источников (нм). В обоих случаях эффективная длина распространения практически одинакова, как и дифракционные изображения. В первом случае большое увеличение необходимо для разрешения дифракционных максимумов на ПЗС детекторе для получения хорошего разрешения изображения. Таким образом, для подавления теневого замыывания размер источника должен быть не более 10 мкм. Во втором случае дифракционная картина регистрируется без увеличения за счет субмикронного разрешения детектора и даже сравнительно большие источники не дают значительного замыывания изображения

Таким образом, в настоящей работе создан яркий точечный источник мягкого рентгеновского излучения с использованием мишени кластерного типа и лабораторного фемтосекундного лазера. Представленный источник обладает яркостью, сравнимой с яркостью, достигаемой с твердотельными мишенями. Продемонстрирована возможность получения фазово-контрастных изображений с помощью сравнительно большого ( $< 0.5$  мм) полихроматического рентгеновского источника. С использованием разработанных источника и схемы измерений получены абсорбционные и фазово-контрастные изображения нанопленок и биологических образцов с пространственным разрешением 600 нм и полем

зрения  $5 \text{ см}^2$ . По сравнению с контактными, абсорбционными фазово-контрастные изображения позволяют улучшить визуальное восприятие деталей объекта за счет появления темных полос вдоль границ неоднородностей, при этом контраст изображений полупрозрачных для излучения предметов возрастает в несколько раз. Уникальное сочетание рентгеновского источника и LiF детектора позволяют получать изображения объектов, которые не могут быть получены с использованием жестких рентгеновских источников и других рентгеновских детекторов; например, схема особенно подходит для получения изображений пленок нанометровой толщины и микроскопии биологических объектов в водном окне ( $E \sim 0.28-0.53 \text{ keV}$ ).

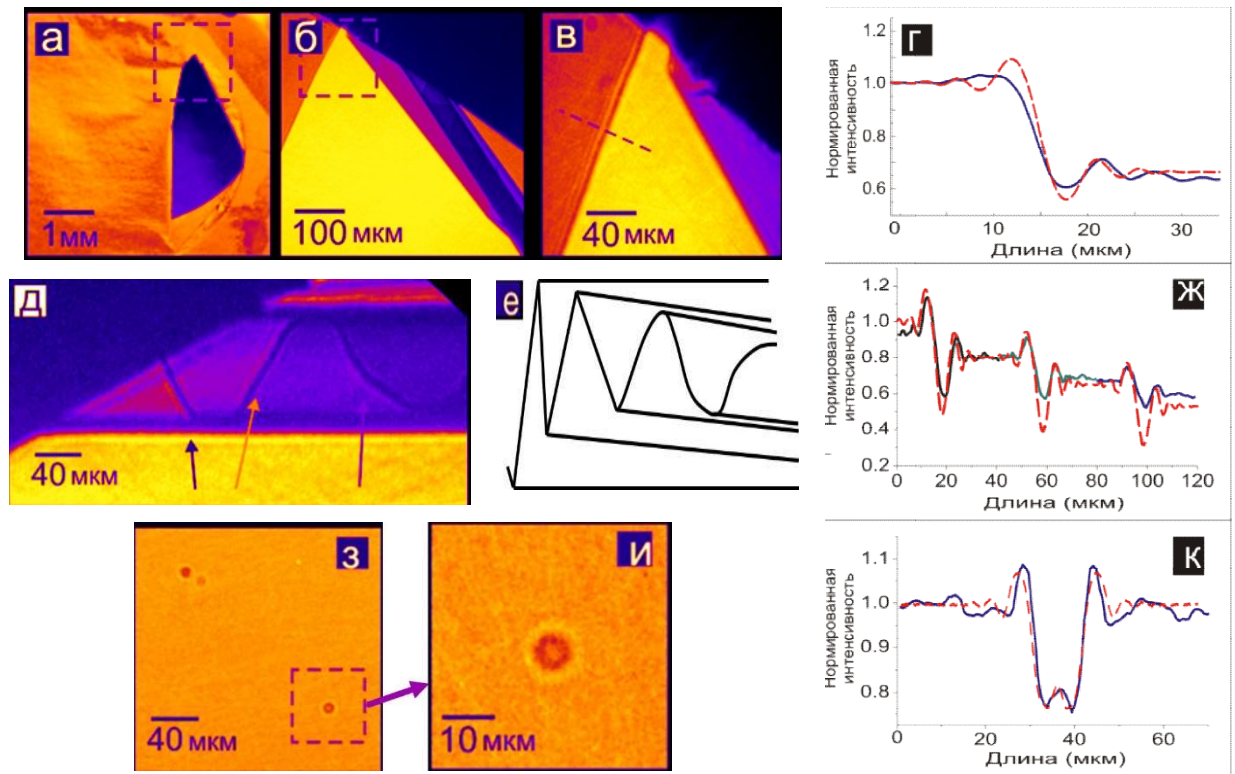


Рисунок 16.4 - Наблюдение фазово-контрастных эффектов в изображениях циркониевой фольги толщиной 100 нм. (а) Оптическое изображение тестового образца; (б), (в) – флуоресцентные изображения, считанные с 10х и 40х оптическими увеличениями с кристаллов LiF. (г) Рассчитанная и экспериментальная интенсивности на границе фольги (здесь и на изображениях (д),(к) сплошной линией показаны экспериментальные результаты, а пунктирной – рассчитанная интенсивность). (д), (е) – Изображение и схема завитка, в котором накладываются несколько слоев фольги. (ж) Профили интенсивности на границы (слева направо) 4,5,6 и 7 слоев фольги внутри цилиндрической части (завитка). (з),(и) – Примеры дифракционных картин, возникающих на изображении точечных дефектов в Zr фольге толщиной 500 нм; (к) Профили интенсивности вдоль диаметра точечного дефекта, для получения совпадения в расчете точечный дефект был представлен как цилиндрическое увеличение толщины фольги с высотой 40 нм

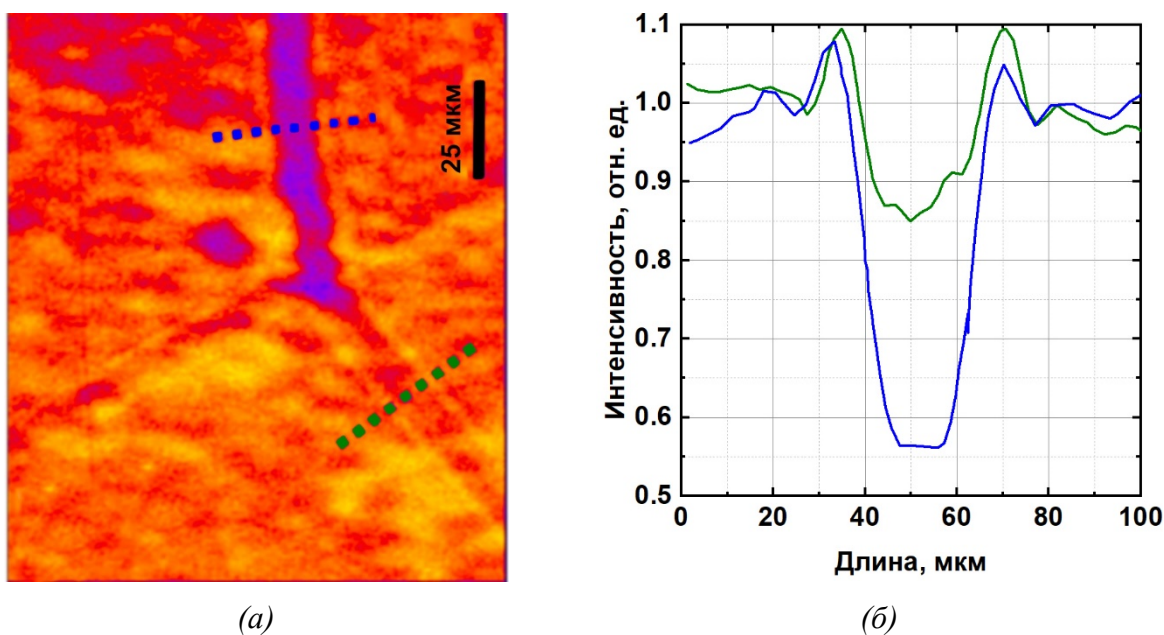


Рисунок 16.5 - Дифракционно-улучшенное изображение биологического объекта: (а) изображение паутины около точки, где изменяется ее состав; (б) профиль интенсивности в области прозрачной (сплошная линия) и непрозрачной (пунктирная линия) частей паутины

### 16.2.2 Имиджинг в рентгеновском диапазоне при $E_{\text{phot}} > 1500$ эВ

Для радиографических приложений в более жесткой области спектра может использоваться такая же схема имиджинга, как и в рассмотренном выше случае. Только газовые кластеры их легких химических элементов следует заменить на более тяжелые, имеющие характеристические спектры, располагающиеся в области длин волн короче 1 нм. Удобно использовать такие элементы, как аргон, криптон и ксенон. Как мы уже отмечали выше, применение кластерных мишеней позволяет получить достаточно высокий для радиографических задач выход рентгеновской эмиссии (РЭ), но при этом, как правило, плазма является источником не только рентгена, но и ускоренных потоков корпускулярных частиц [281]. Наличие генерации потоков быстрых заряженных частиц часто является весьма нежелательным процессом, и задача создания “чистого” источника рентгеновского излучения, несомненно, является очень актуальной. В настоящей работе был выполнен поиск условий, оптимальных для формирования такого источника рентгеновского излучения с энергией фотонов  $\sim 3$  КэВ в плазме, образующейся при нагреве аргоновых импульсных газовых мишеней высококонтрастными импульсами фемтосекундного лазера.

Поиск оптимальных условий осуществлялся при изменении характеристик мишени, лазерного импульса и условий фокусировки, а контроль реализовался при помощи методов высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии.

Экспериментальные исследования проводились на 20 TW лазерной установке [282]. Лазерная система на основе Ti : Sapphire, работающая по схеме чирпирования, фор-

мировала высококонтрастные ( $K_{\text{las}} \sim 10^9$ ) импульсы с характерной длительностью  $\tau_{\text{las}} \sim 40$  фс на средней длине волны  $\lambda = 800$  нм и энергией в импульсе до  $E_{\text{las}} \sim 300$  мДж. Лазерный пучок диаметром 5 см фокусировался при помощи внеосевого параболического зеркала  $f/3.5$  в пятно диаметром  $d \sim 5$  мкм, а средняя плотность потока на мишени достигала  $I_{\text{las}} \sim 2 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

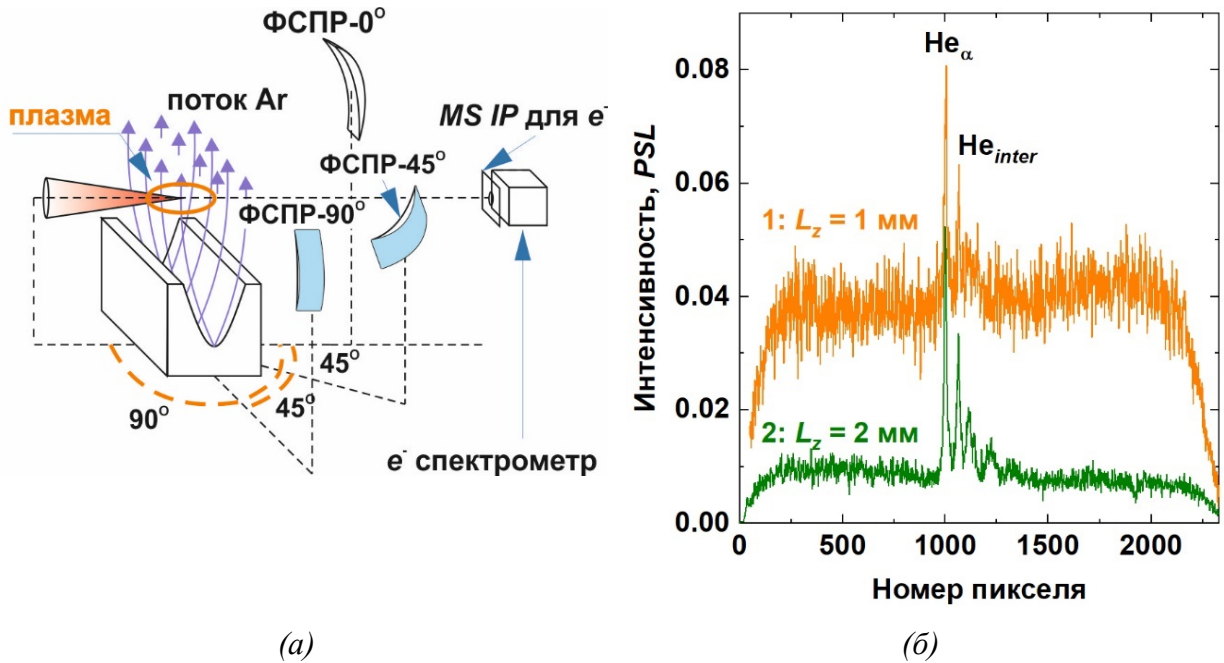


Рисунок 16.6 - Схема эксперимента (а) и денситограммы спектров, зарегистрированных при различных положениях пятна фокусировки относительно края сопла (б)

Сверхзвуковая импульсная струя аргона формировалась на выходе из щелевого сопла MS05-10-166 с прямоугольным сечением шириной 1.2 мм и длиной 5 мм. Лазерный луч фокусировался в центр газовой струи на глубине  $l_x = 0.6$  мм параллельно короткому краю сопла (рисунок 16.6а). Положение фокусировки относительно верхнего края сопла, т. е. по вертикальной оси  $z$  вдоль распространения газовой струи, варьировалось в диапазоне  $L_z = 1-4$  мм. Давление аргона на входе в сопло менялось в диапазоне  $P_{\text{gas}} = 2-9$  МПа.

РЭ плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного излучения с аргоновой газовой струей, регистрировалась при помощи трех фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением, оснащенных кристаллами альфа-кварца, изогнутыми по сферической поверхности с радиусом кривизны  $R = 150$  мм (рисунок 16.6а). Спектрометры были установлены таким образом, чтобы можно было наблюдать рентгеновские эмиссионные спектры под различными углами: FSSR-0 — в направлении распространения лазерного излучения, FSSR-45 — под углом  $45^\circ$  к оси распространения лазерного пучка FSSR-90 — перпендикулярно оси распространения лазерного пучка. Спектрометр FSSR-0, оснащенный кристаллом альфа-кварца 1120 (удвоенное межплоскостное расстояние  $2d = 4.91 \text{ \AA}$ ), был настроен на диапазон  $\lambda = 3.7-4.25 \text{ \AA}$ , а спектрометры FSSR-45 и FSSR-90, ос-

нащенные кристаллами альфа-кварца 11Г0 ( $2d = 6.66 \text{ \AA}$ ), настраивались на диапазон  $3.2\text{--}4.5 \text{ \AA}$ . Спектральное разрешение спектрометров было не хуже  $\sim 3000$ , а пространственное разрешение  $\sim 2 \text{ мкм}$ . В качестве детекторов рентгеновского излучения использовались изображающие фотолюминесцентные пластины Fujifilm-TR Image Plate, защищенные от видимого излучения фильтрами из одного или двух слоев полипропилена толщиной  $1 \text{ мкм}$ , покрытого слоем  $0.2 \text{ мкм Al}$ .

Для наблюдения спектров быстрых электронов использовался щелевой электронный спектрометр с поворотным магнитным полем  $B = 9000 \text{ Г}$ , для регистрации КЭВ-ных электронов использовались пластины Image Plate (IP), защищенные от воздействия видимого и рентгеновского излучения несколькими (1–5) слоями Al-фольги толщиной  $15 \text{ мкм}$ .

Проведенные эксперименты показали, что для создания чистого рентгеновского источника наиболее критичным является выбор точки фокусировки лазерного излучения относительно верхнего края сопла. Если точка фокусировки лежит на расстояниях  $L_z$  от края сопла, не превышающих  $1 \text{ мм}$ , то происходит эффективная генерация быстрых электронов, и получающийся источник не является чистым. Это хорошо видно из денситограммы, приведенной на рис. 16.6б, где на кривой 1 отчетливо виден интенсивный квазинепрерывный спектр, обусловленный быстрыми электронами.

Измеренный в этом случае щелевым спектрометром энергетический спектр быстрых электронов показал, что в плазме генерируются быстрые электроны с энергиями вплоть до  $30 \text{ МэВ}$ .

Смещение точки фокусировки в положение  $L_z = 2 \text{ мм}$  при сохранении остальных параметров эксперимента приводит к резкому уменьшению квазинепрерывной составляющей в зарегистрированном рентгеновском спектре (рисунок 16.6б, кривая 2), что указывает на отсутствие заметного числа быстрых электронов в данном случае. Это подтверждается и отсутствием сигнала на электронном щелевом спектрометре. Изображения, зарегистрированные на IP-пластине, показывают, что ускорение электронов в данном случае происходит лишь до энергий, не превышающих  $85 \text{ КэВ}$ .

При еще большем удалении точки фокусировки от края сопла генерации быстрых электронов также не наблюдается, но интенсивность РЭ падает (рисунок 16.7а). Из рисунка 16.7а следует, что с точки зрения получения чистого источника мягкого рентгеновского излучения с характерной энергией  $3.1 \text{ КэВ}$  оптимальным значением смещения точки фокусировки относительно верхнего края сопла является положение  $L_z = 2 \text{ мм}$ . Отметим, что падение выхода рентгена при удалении от края сопла связано с уменьшением плотности газовой струи, а при слишком сильном приближении к краю обусловлено, по-видимому, ростом затрат энергии на генерацию быстрых частиц.



Зависимость числа рентгеновских фотонов от величины входного давления аргоновой струи показана на рисунке 16.7б. В отличие от  $\text{CO}_2$ -кластерных мишеней, для которых входное давление является критическим параметром, в случае аргоновых газовых струй эмиссия рентгеновского излучения не сильно зависит от входного давления. Начальный рост кривой до давления порядка 6 МПа обусловлен, очевидно, ростом плотности плазмы в области взаимодействия, а дальнейший медленный спад, вероятно, связан с процессами кластеризации. Для используемого в наших экспериментах импульсного сопла оптимальным оказалось давление аргона порядка 6 МПа.

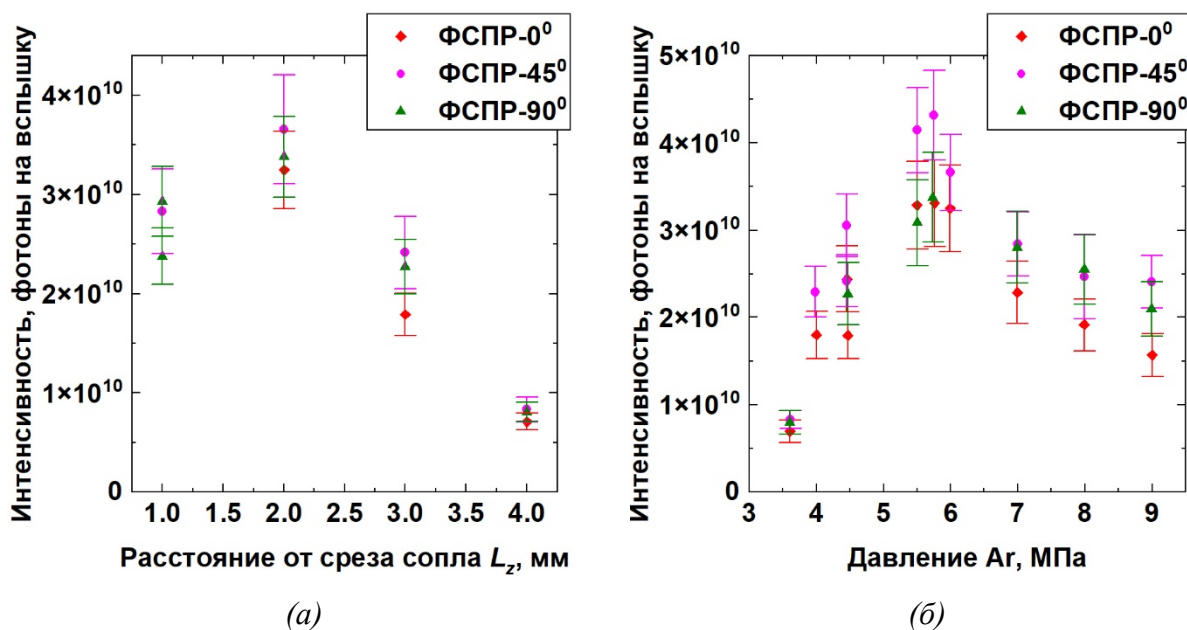


Рисунок 16.7 - Зависимости рентгеновской эмиссии от величины смещения точки фокусировки вдоль газовой струи относительно верхнего края сопла  $L_z$  (а) и от входного давления газовой струи аргона  $P_{\text{gas}} = 3.5\text{--}9$  МПа (б)

Было исследовано также влияние энергии лазерного импульса на нагрев плазмы и соответственно на характер РЭ. Из рисунка 16.8 видно, что изменение энергии лазерного импульса от 50 до 280 мДж меняет как соотношение спектральных компонент, так и их пиковую интенсивность. При максимальной энергии лазерного импульса  $E_{\text{las}} = 280$  мДж в спектрах присутствуют линии He-, Li- и Be-подобных ионов аргона, а пиковая спектральная интенсивность (в области линии  $\text{He}_\alpha$ ) достигает за одну вспышку  $\sim 10^{12}$  photons/Å. Постепенное уменьшение энергии лазерного импульса приводит к появлению в спектрах спутанных линий, отвечающих переходам в B-, C- и N-подобных ионах аргона. Однако при энергии  $E_{\text{las}} = 50$  мДж относительная интенсивность спутанных групп все еще не превышает значения относительной интенсивности резонансной линии  $\text{He}_\alpha$ . При этом пиковая интенсивность линий  $\text{He}_\alpha$  и группы линий Li-подобных спутанников снижается примерно на порядок. Эксперименты показали, что число фотонов с энергиями в области 2.9–3.3 КэВ примерно линейно зависит от энергии лазерного импульса и при  $E_{\text{las}} = 280$

мДж составляет  $3.5 \times 10^{10}$ .

Измеренные рентгеновские спектры были использованы для определения параметров создаваемой плазмы. Для этого проводилось их сравнение с результатами атомно-кинетического моделирования, выполненного в стационарном приближении при помощи радиационно-столкновительного кода PrismSpect [283]. Из рисунка 16.8 видно, что модельные спектры очень хорошо описывают эксперимент при электронных температурах плазмы порядка 190–220 эВ.

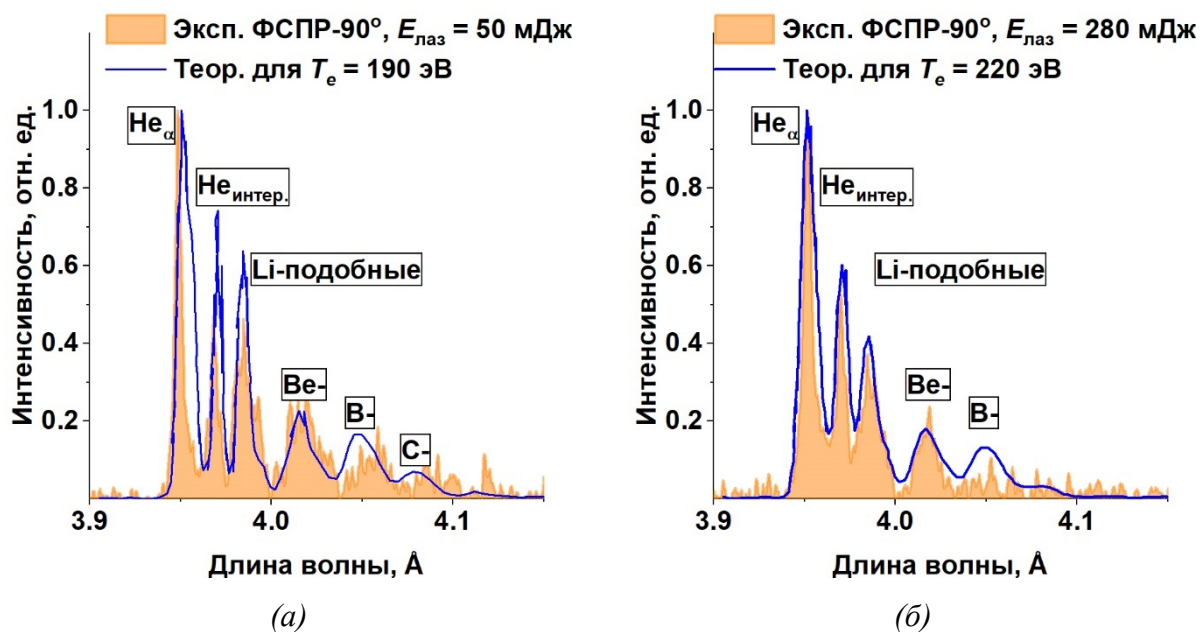
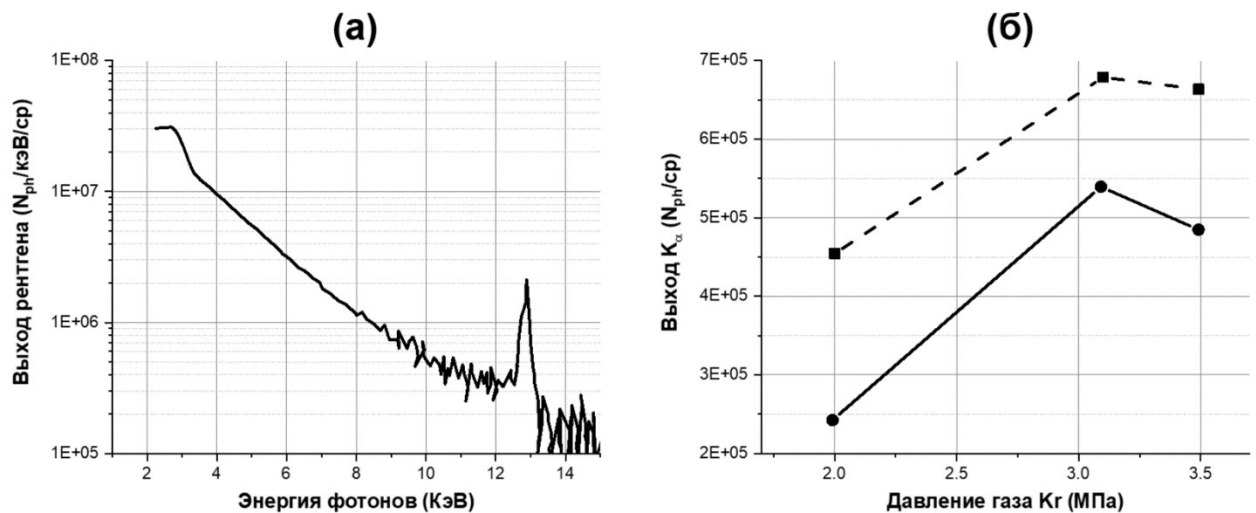


Рисунок 16.8 - Эмиссионные спектры аргоновой плазмы при энергиях лазерного импульса  $E_{\text{лаз}} = 50$  мДж (а) и 280 мДж (б) и результаты их моделирования для ионной плотности  $N_i = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и доли горячих ( $T_{\text{hot}} = 3$  КэВ) электронов 0.1%

Большой интерес представляет зависимость выхода рентгена от длительности лазерного импульса. К сожалению, плавное варьирование длительности импульса в широких пределах в рамках одной лазерной установки обычно невозможно. В настоящей работе мы смогли сравнить только режимы нагрева при длительностях 40 и 100 фс. Эксперименты показали, что при увеличении длительности лазерного импульса в этих пределах наблюдается интенсивный рост спектральных компонент, отвечающих переходам в He- и Li-подобных ионах аргона. Эмиссия рентгеновского излучения при этом возрастает примерно на 40%, а число фотонов с энергиями  $\sim 3.1 (\pm 0.2)$  КэВ, высвечиваемых за одну лазерную вспышку в полный телесный угол, достигает величины  $\sim 7 \times 10^{10}$  фотонов, что более чем на порядок превышает значение, зарегистрированное ранее в [284, 285].

Для получения еще более жесткого рентгеновского излучения были использованы кластеры Kr и Xe.

Первые эксперименты с кластерами Kr были проведены при интенсивностях лазерного излучения около  $8 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Давление газа в резервуаре варьировалось от 2,1 до 3,6 МПа для, что позволяло варьировать размер кластеров и достигать диаметра кластеров порядка 0,9 мкм при давлении газа 3,6 МПа. Для измерения энергетического спектра рентгеновского излучения за один выстрел использовался метод счета одиночных фотонов с использованием рентгеновской ПЗС-камеры. Рентгеновская ПЗС-камера устанавливалась по ходу распространения лазерного луча на расстоянии 800 мм от кластерного источника плазмы. Перед рентгеновской ПЗС-матрицей помещалось бериллиевое окно толщиной 50 мкм и диаметром 14,8 мм, чтобы защитить ее от прямого лазерного луча. Телесный угол рентгеновской ПЗС-камеры был ограничен окном и областью регистрации ПЗС, которая составляла 26,8x8,0 мм<sup>2</sup> и равнялся  $1,75 \times 10^{-4}$  ср. Чтобы электроны высоких энергий не повредили рентгеновскую ПЗС-матрицу, перед ней был помещен постоянный магнит. Рентгеновская ПЗС-матрица была откалибрована с использованием изотопного ис-



точника.

Рисунок 16.9 - Типичный энергетический спектр кластерной криптоновой мишени (а) и зависимость выхода рентгеновских лучей от давления в резервуаре (б)

На рисунке 16.9а показан наблюдаемый усредненный энергетический спектр рентгеновского излучения. Спектр состоит из широкой части и двух пиков с энергиями 12,7 и 2,7 кэВ. Первый соответствует линии Kr  $K_{\alpha}$ . Полная ширина на полувысоте (FWHM) пика  $K_{\alpha}$  составляет 0,28 кэВ, что вполне соответствует энергетическому разрешению рентгеновской ПЗС-матрицы ( $= 0,25$  КэВ) для данного энергетического диапазона. Пик 2,7 кэВ находится в области  $L_{\alpha}$ -линий Kr. Полуширина этого пика составляет 0,74 кэВ, что примерно в четыре раза превышает идеальное энергетическое разрешение рентгеновской ПЗС-матрицы, которое оценивается в 0,18 КэВ для этой области энергий. Учитывая, что



полувысота пика превышает энергетическое разрешение рентгеновской ПЗС-матрицы, мы считаем, что этот пик является результатом излучения L-ионов Кг. Широкая часть энергетического спектра рентгеновского излучения, показанная на рисунке 16.9а, представляет собой тормозное рентгеновское излучение.

Также была измерена зависимость выхода рентгеновской эмиссии от давления в резервуаре. Суммарные выходы  $K_{\alpha}$  для давлений 2,1, 3,2 и 3,6 МПа, показаны на рис. 16.9б. Хотя выход  $K_{\alpha}$ , оказывается примерно одинаковым значения при 3,2 и 3,6 МПа, он снижается с уменьшением давления между 2,1 и 3,2 МПа. Динамика общего выхода РЭ также напоминает зависимость выхода  $K_{\alpha}$  от давления газа.

По данным [286] общая концентрация атомов Кг увеличивается с  $1,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до  $2,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при изменении давления от 2,1 до 3,6 МПа. Ранее было показано, что кластеры Кг ионизируются до  $\text{Кг}^{+28}$ . Это означает, что плазма с плотностью электронов до  $5,6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  образуется при давлении 3,6 МПа. Эта плотность выше, чем плотность, создаваемая обычной газовой струей, и составляет около трети критической плотности.

Воспроизводимость энергетического спектра рентгеновского излучения анализировалась путем оценки данных 100 выстрелов, сделанных при давлении 3,6 МПа. Хотя общий выход рентгеновского излучения в области энергий фотонов  $>2 \text{ КэВ}$  колебался от  $4,5 \times 10^7$  до  $1,0 \times 10^8$  фотонов/ср, в большинстве выстрелов выход концентрировался в диапазоне  $(5,0 - 7,5) \times 10^7$  фотонов/ср. Была оценена воспроизводимость выхода рентгеновского излучения в окрестности линии  $K_{\alpha}$ , среднее значение которого составляло  $6,8 \times 10^5$  фотонов/ср. Этот результат соответствует эффективности преобразования  $1,4 \times 10^{-7}$ . Пиковая яркость излучения  $K_{\alpha}$  соответствует  $1,8 \times 10^{14}$  фотонов/(с мрад<sup>2</sup> мм<sup>2</sup>). В этой оценке длительность рентгеновского импульса была принята равной 1 пс, чтобы избежать завышения яркости. Необходимо отметить, что, как было показано в [287, 288], выход рентгеновского излучения заметно падает с уменьшением длительности лазерного импульса, если она составляет менее 300 фс. Это значит, что если увеличить длительность импульса до 300 фс, то можно получить источник рентгеновского излучения даже с более высокой интенсивностью и яркостью.

Увеличение лазерной интенсивности до  $10^{20} \text{ Вт/см}^2$  при длительности импульса 150 фс позволило поднять поток РЭ  $K_{\alpha}$  до  $7,7 \times 10^8$  фотонов/Дж, а коэффициент конверсии до  $1,6 \times 10^{-6}$ .

Для экспериментов с кластерами Хе была использована высококонтрастная лазерная система усиления чирпированных импульсов (CPA) - Ti:Sa лазер J-KAREN. Использование двойного CPA с оптическим параметрическим предусилителем чирпированных импульсов и титан-сапфировым усилителем приводит к чрезвычайно высокому временному

контрасту, более  $10^{11}$ . Лазерный импульс с энергией 1 Дж фокусировался на ксеноновые кластеры, диаметр фокального пятна составлял  $18 \times 36$  мкм. Максимальное значение интенсивности лазерного излучения в этом эксперименте составило  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> (среднее значение интенсивности излучения:  $4 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), что соответствовало длительности лазерного импульса 40 фс. Эксперименты проводились при давлениях газа Xe равных 3,4 МПа и 4,1 МПа. При таких давлениях были получены кластеры среднего диаметра около 0,16 мкм.

Рентгеновская ПЗС-матрица использовалась для измерения рентгеновского излучения К-оболочки ксенона и тормозного излучения, генерируемых при лазерно-кластерном взаимодействии. ПЗС-матрицу размещали под углом  $35^\circ$  к направлению лазерной оси в горизонтальной плоскости (плоскость XY) и под углом  $45^\circ$  от вертикальной оси (направление Z), и использовали телесный угол  $0,96 \times 10^{-4}$  ср. Поскольку интенсивность излучения предимпульса была менее  $1 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, кластеры Xe не разрушались до прихода основного лазерного импульса.

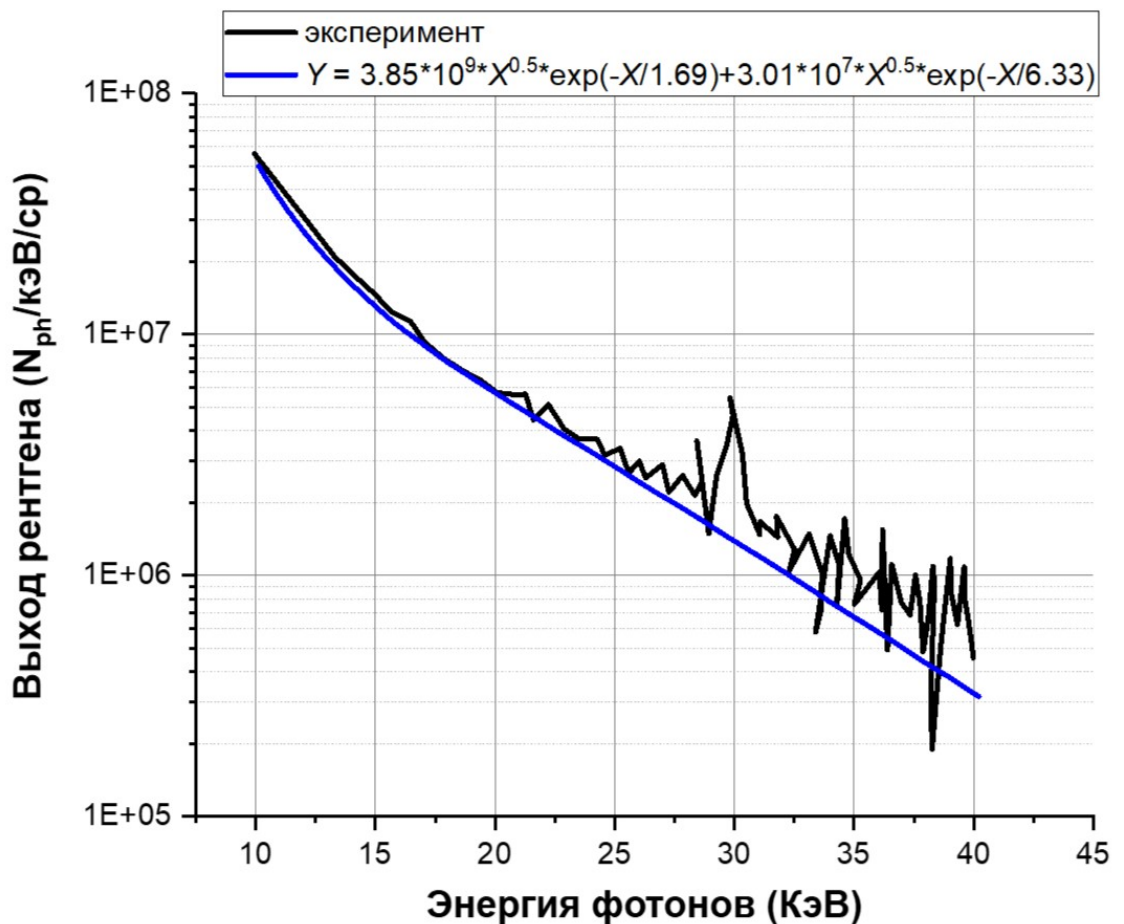


Рисунок 16.10 - Энергетический спектр рентгеновского излучения, усредненный по ста выстрелам, сделанным по кластерной ксеноновой мишени при давлении газа 3,4 МПа. Красная линия представляет собой аппроксимирующую кривую широкой части рентгеновской эмиссии

На рисунке 16.10 показан средний спектр рентгеновского излучения от взаимодействия лазера с кластером при давлении газа в резервуаре 3,4 МПа. Рентгеновский спектр имеет резкий пик в районе 30 кэВ с полушириной 0,7 кэВ. Эта величина превышает энергетическое разрешение рентгеновской ПЗС-матрицы (0,32 КэВ). Большая ширина наблюдаемых спектров указывает на то, что множественные стадии ионизации Хе от Хе<sup>+30</sup> до Хе<sup>+40</sup> были достигнуты в наших экспериментах за счет лазерно-кластерного взаимодействия.

Если предположить, что рентгеновское излучение К-оболочки Хе генерируется изотропно, то выход РЭ К-оболочки может быть оценен как  $3,1 \times 10^7$  фотонов/выстрел. Таким образом, эффективность преобразования излучения лазера в РЭ К-оболочки соответствует  $1,5 \times 10^{-7}$  при длительности импульса 40 фс.

Зависимость энергетического спектра рентгеновского излучения от длительности лазерного импульса исследовалась при энергии на мишени 0,88 Дж и давлении газа 4,1 МПа. Было измерено, что эффективные максвелловские температуры составили 1,3 и 5,4 КэВ для длительности лазерного импульса 40 фс и 1,6 и 4,8 КэВ для длительности 300 фс. Было обнаружено, что выход рентгеновского излучения К-оболочки ксенона при длительности лазерного импульса 40 фс явно выше, чем при длительности 300 фс. Эффективность преобразования энергии лазера в РЭ К-оболочки соответствует  $1,3 \times 10^{-7}$  для 40 фс и  $2,4 \times 10^{-8}$  для 300 фс. Этот результат отличается от данных, полученных для криптоновых кластеров (см. выше), где длительность лазерного импульса 200-300 фс была оптимальной для генерации жесткого рентгеновского излучения из кластеров Кг при постоянной энергии лазера. Это можно объяснить тем, что энергия РЭ К-оболочки Хе (~ 30 кэВ), существенно выше, чем для криптона. Это означает, что электроны более высокой энергии, ускоренные лазерным импульсом, необходимы для ионизации электронов внутренней оболочки Хе. Действительно, удаление электрона К-оболочки Хе требует присутствия в плазме быстрых электронов, энергия которых превышает пороговую энергию ионизации К-оболочки (~ 35 кэВ), а их количество определяется, в первую очередь, интенсивностью лазерного импульса, а не его энергией. Это подтверждается и сделанными нами РС-расчетами, которые показывают, что количество электронов с энергией выше 35 кэВ, генерируемых при длительности импульса 40 фс, больше, чем при длительности импульса 300 фс.

Мы использовали источник, создаваемый при взаимодействии лазерного импульса с аргоновыми кластерами, для радиографии биологического микрообъекта - крыла цикады (см. рисунок 16.11). Изображение получалось на изображающей пластине (ИП) высокого разрешения (изображающая пластина Fuji BAS-SR). Расстояние между источником рент-

геновского излучения и ИП было около 400 мкм, а крыло цикады и Ве-фильтр, толщиной 100 мкм, помещались посередине между источником и ИП. Поток на ИП достигал значения  $\sim 1,24 \times 10^7$  фотонов/см<sup>2</sup>. При визуализации острого края был оценен размер источника, который составил  $60 \pm 10$  мкм. Самая тонкая линия в крыле была около 80 мкм, самая тонкая часть крыла была всего около 0,1 мкм. Как видно из рисунка 16.11, изображение обладает хорошим контрастом и на нем можно четко видеть строение крыла.

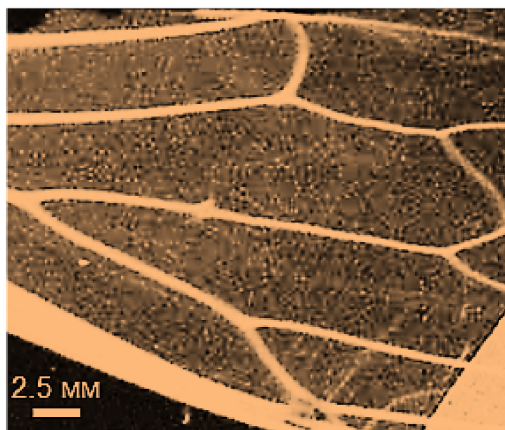


Рисунок 16.11 - Изображение крыла цикады, полученное за одну вспышку при использовании мишени из аргоновых кластеров

### 16.3 Выводы к Главе 16

В настоящей работе с целью создания компактного лазерно-плазменного источника ионизирующего излучения изучен процесс кластеризации газовых потоков, образующиеся в процессе впрыска в вакуум через сопла специальной геометрии различных газов, охлажденных до криогенных температур. Рассмотрена численная модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций, показали, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распределения параметров оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными. Результаты расчетов использованы при создании экспериментального модуля на базе конического сопла с системой охлаждения, позволяющего формировать сверхзвуковые газовые струи криогенных температур. Подготовлен криогенно-кластерный стенд, позволяющий за доли микросекунд осуществлять впрыск в вакуумный объем газа под высоким (до 10 МПа) давлением через конические сопла и генерировать водородные и аргоновые кластеры микронных размеров при температурах  $\approx 25$  К и  $\approx 140$  К соответственно. В рамках проведенной экспериментальной серии методами рентгеноспектральной диагностики было продемонстрировано наличие в формируемом криогенно-кластерном стендом газовом потоке кластеров и/или групп кластеров с характерными размерами  $\geq 1$  мкм, что согласуется с измерениями методом рассеяния Ми.

Проведено экспериментальное исследование спектральных, мощностных и пространственных характеристик источника мягкого рентгеновского излучения, образующегося внутри различных газовой-кластерных потоков в процессе их облучения лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности. В абсолютных единицах получены зависимости выхода рентгеновского излучения от: 1) энергии облучающего импульса, 2) величины временного промежутка между моментами начала впрыска газа и достижением лазерным импульсом точки фокусировки, 3) температуры газовой-кластерного потока, определяющей размер кластеров, причем измерения выхода рентгеновского излучения проведены с трех различных направлений. Для регистрации спектров излучения использовались фокусирующие спектрометры с пространственным разрешением на базе сферически изогнутых кристаллов кварца (ФСР) с ПЗС-камерами в качестве детекторов. Для получения абсолютных значений выхода регистрируемый сигнал корректировался на суммарную аппаратную функцию оборудования, включающую: угловой размер диспергирующих кристаллов, эффективность их отражения в исследуемом диапазоне, квантовую эффективность детектора, а также пропускающую способность фильтров, закрывавших матрицы ПЗС-камер от видимого света. Была проведена работа по оптимизации такого криогенного модуля с целью создания яркого источника рентгеновского излучения, который может использоваться для формирования изображений микрообъектов различного типа, биологических, технологических и т.п. Экспериментально продемонстрировано, что повышение временного контраста лазерного импульса ведет к минимизации размеров, образующегося под его действием источника мягкого рентгеновского излучения. В сущности, источниками становятся отдельные кластеры субмикронных размеров, что является принципиально важным при использовании рассматриваемого источника для построения радиографических изображений, в том числе фазово-контрастных.

Радиографические источники, формируемые при взаимодействии лазерного излучения с газовыми мишенями, содержащими  $\text{CO}_2$ -, Ar-, Kr- и Xe-кластеры, были использованы для получения изображений тестовых микрообъектов. Показано, что за счет выбора положения фокального пятна лазера относительно используемого газового сопла можно менять соотношение интенсивностей генерируемых потоков рентгеновских фотонов, получая тем самым источник для радиографии. Рассмотрены методы абсорбционной и фазово-контрастной рентгеновской радиографии наноструктур с использованием лабораторного источника мягкого рентгеновского излучения на основе фемтосекундной лазерной плазмы. Отличительными особенностями данной схемы от представленных ранее являются, во-первых, тип мишени (газовые кластеры), а, во-вторых, схема регистрации изображений с субмикронным разрешением без оптического увеличения. Представлены экспе-

риментальные результаты, демонстрирующие возможность получения как классических абсорбционных, так и фазово-контрастных изображений сверхтонких объектов и микроскопических биологических образцов на большом поле зрения с субмикронным разрешением.

## 17 Разработка и тестирование экспериментального стенда для рентгеновского имиджинга

В рамках запланированных на 2023 г. работ был разработан и изготовлен экспериментальный стенд для рентгеновского имиджинга.

Стенд (рисунок 17.1) состоит из следующих составных частей: вакуумная камера взаимодействия (1), выходное окно (2), система позиционирования мишеней (3), магнитная система (5), детектор (4). Вакуумная камера является частью комплекса PEARL и служит для проведения различных экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию. Она имеет в своем составе вакуумную арматуру, набор вакуумных интерфейсов и оптический стол для размещения на нем других элементов Стенда, в частности фокусирующей системы для лазерного пучка. Фокусирующая система состоит из плоского и внеосевого параболического зеркал, смонтированных в индивидуальных моторизованных оправах.

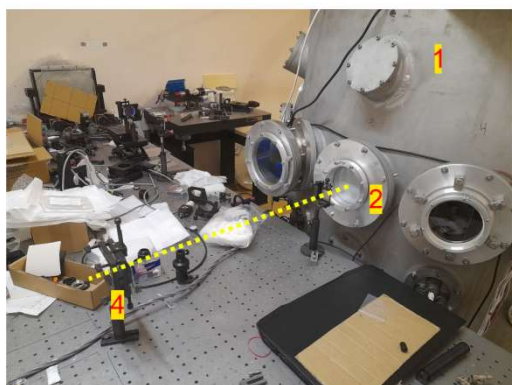
Для вывода рентгеновского излучения из камеры взаимодействия было разработано выходное окно из лавсана ( $(C_{10}H_8O_4)_n$ ). Оно имеет толщину 250 мкм и способно пропускать кванты с энергией более 2.5 кэВ. Лавсановая пленка смонтирована в герметичной металлической рамке, обеспечивающей совместимость с имеющейся камерой взаимодействия.

Для отклонения лазерно ускоренных частиц с оптической оси разработана специальная магнитная система. Она состоит из корпуса и двух дипольных постоянных магнитов и формирует квазиоднородное магнитное поле на круге диаметром 6 см с индукцией 0.6 Т. В зависимости от условий использования Стенда возможна установка дополнительных магнитных систем с целью усиления эффекта отклонения частиц.

Для точного размещения мишеней на оптическом столе камеры взаимодействия смонтирована система позиционирования, состоящая из 3-х моторизованных трансляторов, каждый из которых обеспечивает точность установки мишени не хуже 1.25 мкм. Система позиционирования позволяет разместить различные типы мишеней для получения разных типов источников.

Детектор используется для регистрации прошедшего через исследуемый объект рентгеновского излучения. В качестве детектора может быть использована рентгенфлуорисцентная пластина (Image Plate - IP) или рентгеновская камера в зависимости от условий проведения работ.

а)



б)

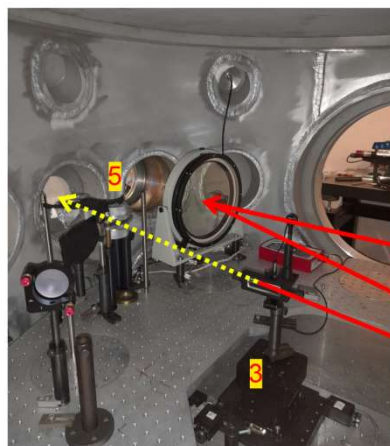


Рисунок .17.1 - Внешний вид собранного стенда

Макет стенда изображен на рисунке 17.2. В простейшем случае лазерные импульсы фокусируются при помощи оптической системы на мишень, которая может быть газовой, или твердотельной. В мишени генерируется вторичное излучение в виде высокоэнергетичных квантов рентгеновского излучения и ускоренных частиц.

Чтобы исключить воздействие ускоренных частиц на исследуемый объект используется магнитная система, описанная ранее. Отклоненные частицы попадают в ловушку (не показана на рисунках). Рентгеновское же излучение не отклоняясь проходит через выходное окно, объект и попадает на детектор.

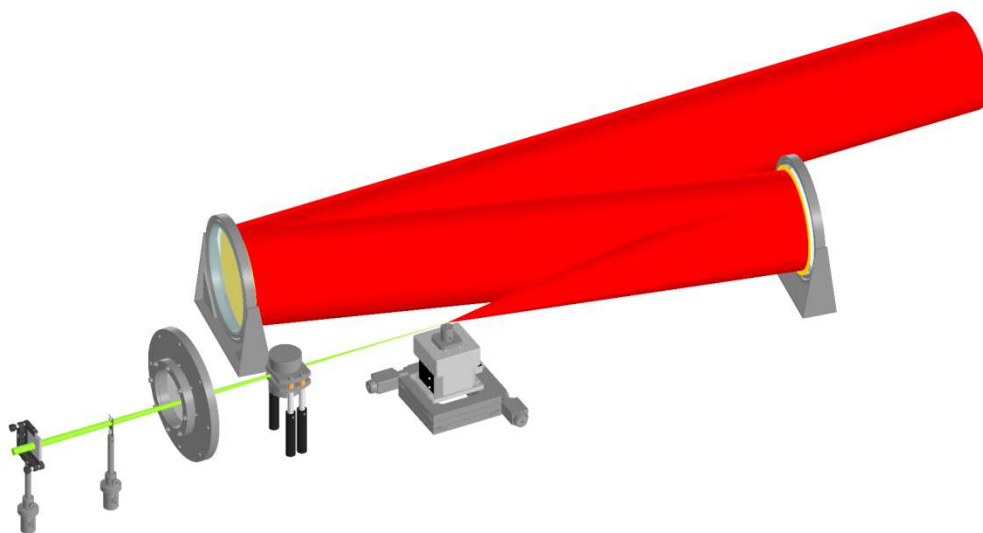


Рисунок 17.2 - Макет стенда: схема расположения основных узлов

Тестирование экспериментального стенда проведено по схеме, представленной на рисунке 17.3, с использованием газовой мишени в виде конического сопла. В качестве рабочего газа был использован газ Аргон, который подавался на сопло через управляемый



электромагнитный клапан. Давление на клапане контролировалось в диапазоне 1- 70 бар при помощи манометра. Для генерации вторичного излучения использовались лазерные импульсы с энергией до 15 Дж и длительностью до 60 фс.

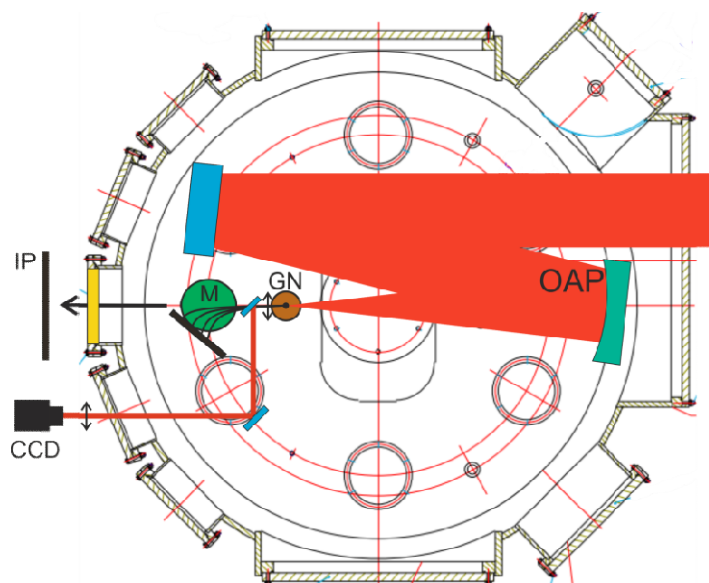


Рисунок 17.3 - Принципиальная схема проведенного тестирования экспериментального стенда

В качестве тестового объекта была использована свинцовая диафрагма толщиной 15 мм и диаметром отверстия 2 мм. Она располагалась на входе магнитной системы на оптической оси лазерного драйвера. На выходе магнитной системы была установлена проволока из меди диаметром 0.5 мм. Диафрагма располагалась на расстоянии 40 см от источника, а проволока на расстоянии 47 см.

При разных давлениях на клапане, а значит, при разных плотностях газовой струи были получены рентгеновские снимки комбинации свинцовой диафрагмы и медной проволоочки. При изменении плотности струи могут значительно меняться параметры рентгеновского источника.

Расстояние от объекта до детектора было 60 см, что соответствует зоне, в которой возможен фазоконтрастный имиджинг. Разрешение в плоскости изображения зависит от детектора, который был использован. В качестве детектора использовалась IP пластина, которая сканировалась с разрешением 25 мкм при помощи коммерческого IP-сканера CR 35 Duetт NDT. На рис. 4 показаны сканы IP, где можно наблюдать рентгеновское пятно, имеющее форму “таблетки” или кофейного зерна диаметром порядка 6 мм (см. рисунок 17.4).

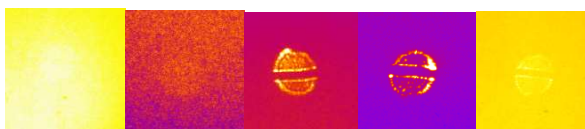


Рисунок 17.4 - Сканы ИР при разных давлениях струи: 1, 2.5, 4, 7, 70 бар

Наличие резких границ, видно на рисунке 17.4, при данном расположении детектора является признаком фазоконтрастного изображения. При этом можно заметить, что яркость зависит от давления газа. Построив зависимость амплитуды сигнала от давления (рис. 5) можно найти оптимальное значение давления на клапане, которое равно 2.5 бар, что соответствует концентрации в области взаимодействия порядка  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

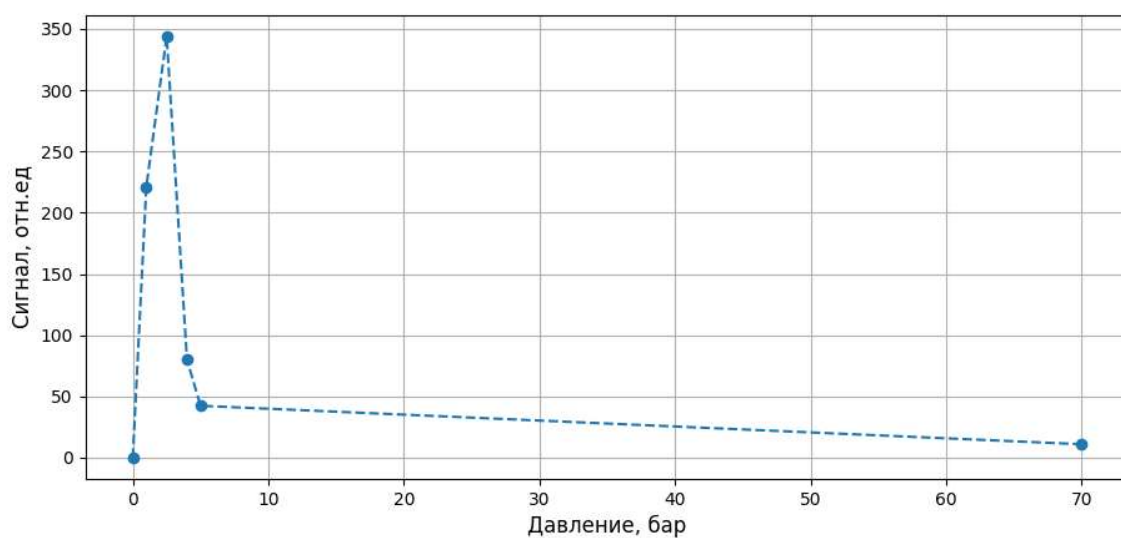


Рисунок 17.5 - Зависимость уровня сигнала на ИР от величины давления на клапане

## **18 Исследование возможности создания плазменных каналов с параметрами, оптимизирующими ускорение ярких сгустков электронов в квазилинейном и нелинейном режимах (ВНЕБЮДЖЕТ) (МИФИ, Договор № К98-11 от 15.11.2021)**

### **18.1 Постановка задачи**

В ходе предыдущих этапов работ по данному проекту, проведено тонкая настройка кода СУМА [289] путем моделирования возбуждения плазменных колебаний в канале коротким лазерным импульсом. В качестве критерия использовался частотный спектр продольного электрического поля, генерируемого колебаниями плазмы, который хорошо согласовывался с аналитическими результатами. В дальнейшем, настроенный таким образом код СУМА использовался для моделирования взаимодействия инжектированного в плазму электронного сгустка с полем плазменной волны, возбужденной прошедшим через неё коротким лазерным импульсом.

Для получения высокой яркости инжектируемого в плазменный канал электронного сгустка, необходимо создать в плазме электрическое поле заданной амплитуды и поместить сгусток в нужную фазу. Поскольку поле плазменной волны определяется плотностью плазмы и параметрами лазерного импульса, то оптимизация проводилась как по величине, так и по распределению плотности плазмы в канале, а также амплитуды и длительности лазерного импульса. В части проведенных расчетов оптимизация была ограничена возможностью получения результата данной моделью за приемлемые времена счета.

### **18.2 Выбор параметров плазменного канала и лазерного импульса, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов**

Параметры капилляра и плазменного канала были выбраны на предыдущем этапе работ: радиус заполненного газом капилляра 700 мкм, радиус создаваемого лазером канала 200 мкм.

Первоначально плотность плазмы в канале фиксировалась равной  $8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  при которой в интересующем нас диапазоне мощностей лазера возможно получение необходимых для эффективного ускорения электронов продольных электрических полей, а изменялись лишь параметры лазерного импульса.

Варьируя мощность и длительность лазерного импульса добиваемся оптимального распределения продольного электрического поля. Так при длительности импульса в

110 фс и напряженности поперечного поля лазера  $2 \times 10^{10}$  В/м распределение продольного и поперечного электрического поля на оси плазменного канала представлено на рисунке 1.

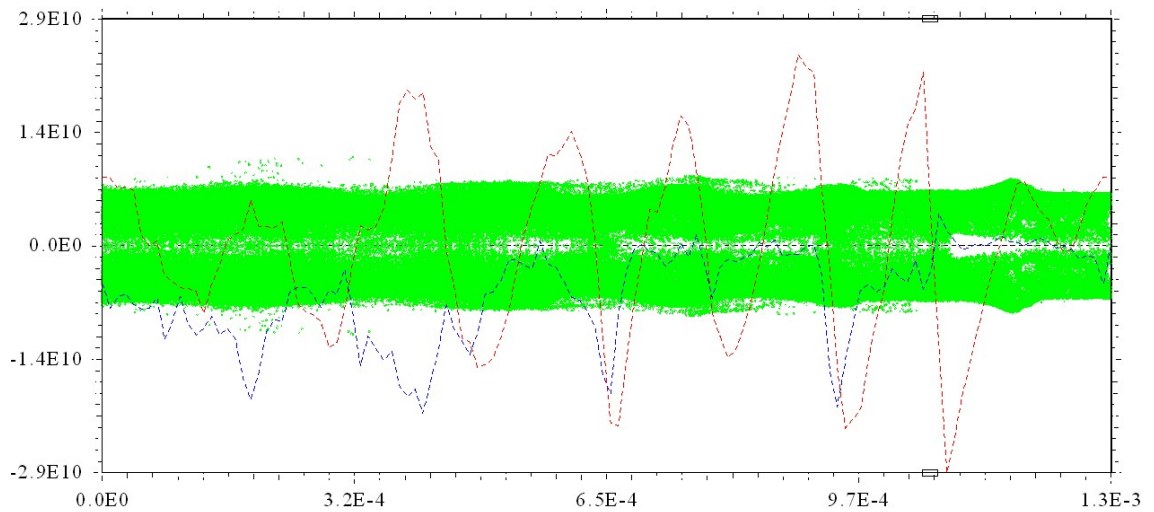


Рисунок 18.1 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 2 пс после запуска лазерного импульса. Поле лазера  $2 \times 10^{10}$  В/м

Зелеными точками на рисунке представлены электроны плазмы. Видно образование плазменной волны с максимальной амплитудой 29 ГВ/м и области с отсутствием электронов под действием поперечного поля распространяющегося лазерного импульса. Ионы плазмы равномерно заполняют канал и практически неподвижны за времена моделирования в силу их существенно большей массы, однако учитываются в модели наравне с электронами. На рисунке 18.1 они отсутствуют, чтобы не затемнять картины колебаний электронов плазмы. Сразу за лазерным импульсом образуется потенциальная яма (область с отрицательным продольным полем – красная пунктирная линия ниже оси) в которой могут ускоряться электроны.

Выбранные значения амплитуды и длительности лазерного импульса оказываются оптимальными с точки зрения эффективности ускорения с минимальным энергетическим спектром. С точки зрения получения максимальной яркости электронного пучка, гораздо эффективнее использовать не захваченные в ускорение электроны плазмы, а инжектировать в канал короткие электронные сгустки от внешнего источника, например, ВЧ фотопушки [290-291].

Дальнейший рост мощности лазерного импульса, а, следовательно, и амплитуды поперечного поля лазера приводит нас к постепенному переходу в нелинейный режим.

Часть электронов уходит за пределы плазменного канала, темпы роста амплитуды ускоряющего поля замедляются. Уменьшение градиента ускоряющего поля приводит к меньшей эффективности ускорения, однако сопутствующий рост продольного размера потенциальной ямы ускоряющего поля может оказаться востребованным для увеличения коэффициента захвата электронов в режим ускорения.

С уменьшением длительности импульса градиент поля растет, а амплитуда меняется слабо до длительности импульса 40 фсек. При меньших длительностях импульса амплитуда ускоряющего поля уменьшается, что в итоге не приводит к росту градиента.

Таким образом, выполненные расчеты позволяют выбрать оптимальные с точки зрения максимального темпа ускорения параметры лазерного импульса, которые в нашем случае для плотности плазмы  $8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  составили: напряженность поперечного поля лазера  $4 \times 10^{11} \text{ В/м}$  при длительности 40 фсек.

Увеличение плотности плазмы приводит к необходимости корректировать мощность лазера для получения максимального ускоряющего эффекта, то есть провести заново поиск оптимальных соотношений мощности и длительности лазерного импульса.

Одной из основных проблем повышения эффективности ускорения в плазменных каналах является отсутствие синхронизации скорости плазменной волны со скоростью ускоряемого сгустка, так как скорость сгустка меньше фазовой скорости волны и сгусток постепенно отстает от волны. Эффективность ускорения уменьшается. Кроме того, как было замечено ранее, отставая от волны сгусток попадает в область с поперечным дефокусирующим электрическим полем, что приводит к росту его поперечного размера и выходу на стенки канала. Возможным вариантом увеличения эффективности ускорения в этом случае является внесение неоднородности в плазменный канал. Так, например, можно использовать плазменный канал со спадающей плотностью [292-293], причем правильный подбор функции и градиента спада плотности плазмы позволяет сохранить электроны внутри потенциальной ямы и предотвратить их вылет из режима ускорения в область поперечной дефокусировки. Другим вариантом синхронизации сгустка и плазменной волны является внесения дополнительных элементов в плазменный канал, нарушающих его однородность. В качестве таких элементов могут служить диафрагмы различного размера [294] (рисунок 18.2).

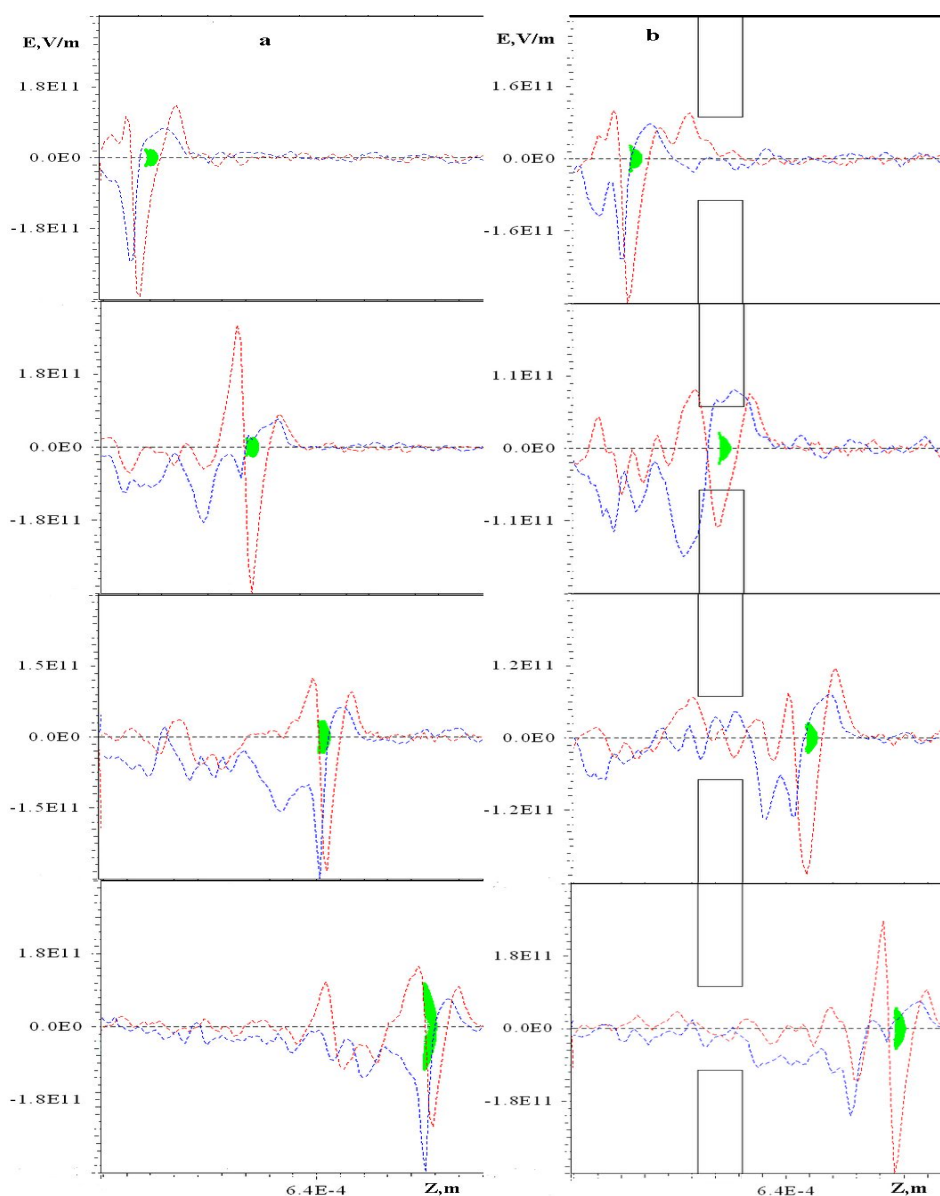


Рисунок 18.2 – Временные зависимости формы и положения сгустка электронов (зеленые точки), инжектированных в плазменный канал при отсутствии (а) и при наличии (б) диафрагмы. Красная и синяя штрихованные линии соответствуют продольному и поперечному полю плазменной волны вблизи оси канала

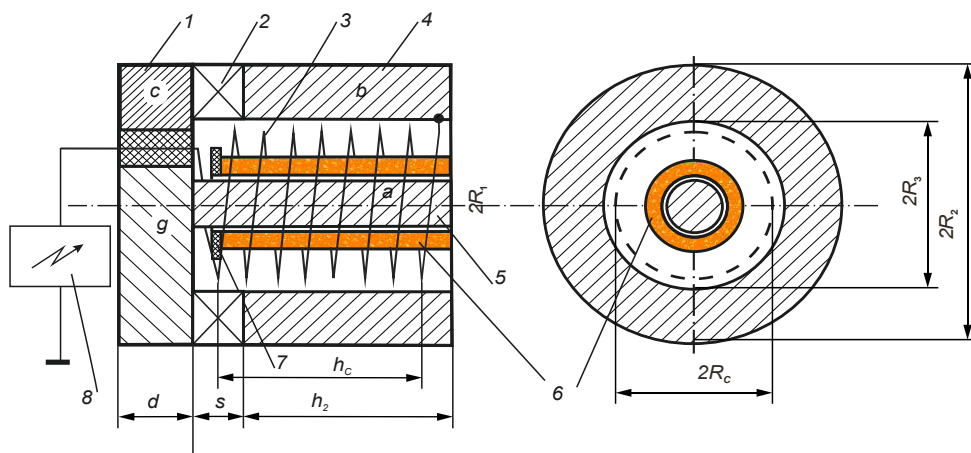
### 18.3 Физико-техническое обоснование концепции импульсного плазменного ускорителя

Разработка новых методов и устройств коллективного ускорения потоков плазмы представляет интерес для различных технических приложений, поскольку ускорения потока плазмы происходит в квазинейтральных условиях, когда нет ограничения, вызванного объемным зарядом потока. Наиболее перспективным устройством из этого класса ускорителей выглядит ускоритель Холла, где для ускорения потока плазмы используются ортогональные внешние электрические поля  $E_0$  и магнитные поля  $B_0$ . Причем, радиальное магнитное поле достаточно велико, чтобы намагнитить электроны, но

не ионы. В результате электроны будут испытывать вращение  $\mathbf{V}_0 \times \mathbf{E}_0$ , а ионы будут двигаться только в осевом направлении. Другими словами говоря, радиальное магнитное поле должно удерживать электроны, компенсирующие объемный заряд потока, а осевое электрическое поле должно ускорять ионы. Однако возникающий в такой системе эффект поляризации заряда должен ограничивать процесс ускорения.

Можно выйти на пределы приближения замагниченных электронов, если потоки ионов и электронов движутся в одном направлении. Такое ускорение может иметь место, если плазменный поток находится в скрещенных полях, меняющихся во времени и пространстве; типичной технической реализацией такой идеи является холловский двигатель [295-301]. Развитие этой идеи было осуществлено в [302, 303], где была рассмотрена динамика различных течений плазмы в скрещенных магнитных полях с учетом собственных полей плазменного потока. Однако, в данных работах мы опустили вопрос о технической реализации предложенных подходов, а также проблему влияния внешних полей на динамику и структуру плазменного сгустка. Исходя из наших результатов [302-304], мы обсудим эти вопросы.

Мы рассмотрим ускорительную схему, представляющую с технической точки зрения гибрид индукционного и торцевого коаксиального плазменных ускорителей [302, 303]. Возможная техническая реализация такой идеи, показанная на рисунке 3 [305], была частично реализована в экспериментах [306], где генерировался плазменный сгусток в виде кольца (см. рисунок 4), состоящий из электронов и легких положительных ионов в результате разряда над поверхностью диэлектрика.



1 – дискообразный магнитопровод, 2 – постоянный магнит, 3 – спиральный электрод, 4 – трубчатый магнитопровод, 5 – цилиндрический магнитопровод, 6 – поток ускоренной плазмы, 7 – диэлектрическая шайба, 8 – генератор

Рисунок 18.3 – Схема ускорителя [11]

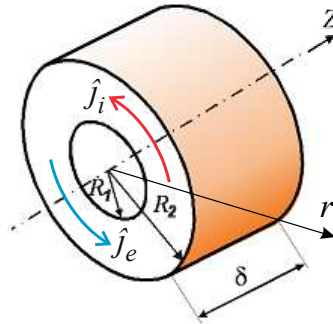


Рисунок 18.4 – Плазменное кольцо в цилиндрической системе координат, разгоняемое в устройстве, показанном на рисунке 3; здесь  $R_1$  и  $R_2$  – внутренний и внешний радиусы плазменного кольца,  $\delta$  – длина кольца

Следует отметить, что это плазменное кольцо в представленной схеме можно получить другими способами, и вопрос о генерации плазмы требует отдельного обсуждения.

Ускорение сформированного сгустка обусловлено пондеромоторной силой, возникающей в осесимметричном магнитном поле:

$$\mathbf{B}_0 = B_{r_0} \mathbf{e}_r + B_{z_0} \mathbf{e}_z, \quad (18.1)$$

где  $B_{r_0}$  и  $B_{z_0}(t)$  – стационарная радиальная и зависящая от времени продольная компоненты вектора магнитной индукции. Как видно из рисунка 18.1, в пространстве между трубчатым и цилиндрическим магнитопроводами образуется постоянное магнитное поле. Полагая геометрический фактор  $\chi = (R_2 - R_1)/h_2 \ll 1$ , можно пренебречь потоками рассеяния магнитного поля. При этом осевая составляющая постоянного магнитного поля в зазоре принимается равной нулю, а радиальная составляющая определяется следующим выражением:



$$B_{r_0} \approx B_m \frac{R_3^2 - R_2^2}{2h_2 r} = B_m \frac{L}{r}, \quad (18.2)$$

где  $B_m$  – индукция магнитного поля на торце кольцевого постоянного магнита, а величина  $L = (R_3^2 - R_2^2)/2h_2$  играет роль естественного пространственного масштаба для рассматриваемой задачи. Также для наглядности здесь положим  $L = R_1$ . При этом нестационарная осевая составляющая  $B_{z_0}$  определяется выражением

$$B_{z_0} = B_s \begin{cases} \mu, & 0 \leq r < R_1 \\ 1, & R_1 \leq r \leq R_c \end{cases}, \quad (18.3)$$

здесь  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость материала магнитопровода, а  $B_s \approx 4\pi NI/ch_c$ ,  $N$  – число витков спирали,  $h_c$  – длина спирали,  $I = I(t)$  – ток в спирали,  $c$  – скорость света в вакууме. (Здесь и далее все физические величины записываются в гауссовской системе единиц.)

Такое нестационарное магнитное поле  $B_{z_0}$  повторяет временную форму сигнала  $I(t)$  и генерирует азимутальное электрическое поле

$$E_\theta = -\frac{1}{cr} \frac{d}{dt} \int_0^r r' B_{z_0}(t, r', z) dr', \quad (18.4)$$

т. е. в рассматриваемом случае внешнее электрическое поле есть  $\mathbf{E}_0 = E_\theta \mathbf{e}_\theta$ . Взаимодействие этих потоков электронов и ионов с радиальным магнитным полем  $B_{r_0}$  приводит к ускорению всего плазменного сгустка в аксиальном направлении  $z$ . Однако, как видно из (18.4), магнитное поле (18.3) должно удовлетворять определенным требованиям, чтобы оказывать ускоряющее действие. Например, для гармонической функции  $B_{z_0}(t)$  ускорение плазмы может происходить только в течение четверти периода. Это означает, что мы должны использовать какой-то электронный блок для формирования формы  $B_{z_0}(t)$  с нужной фазой. В общем случае можно сказать, что в некотором временном интервале продолжительностью  $t_i$  существует эффект ускорения, и а далее  $I(t)$  должен быть повторен. Именно это свойство определяет импульсный характер предлагаемой схемы ускорителя.

Кроме того, следует отметить, что эффект ускорения зависит от соотношения между  $B_{r0}$  и  $\partial_t B_{z0}$ , но не зависит от величины  $B_{z0}$ . Это означает, что существует набор геометрических и технических параметров, с помощью которых можно получить ускорение плазменного кольца для

$$B_s \ll B_m. \quad (18.5)$$

Как видно, в данном случае нет необходимости создавать большой ток  $I$  в соленоиде и можно ограничиться рассмотрением варианта, когда выполняется условие (18.5).

Однако даже в этом простейшем случае нестационарный и нелинейный характер процессов в плазменном кольцевом ускорении определяет сложный характер эволюции рассматриваемой системы. Чтобы оценить этот эффект ускорения для разработанной схемы, мы представим простую жидкостную модель, описывающую динамику плазменного кольца в скрещенных магнитных полях.

Пренебрегая собственными электрическими и магнитными полями плазменного сгустка, а также инерцией электронов, будем изучать динамику плазменного кольца, формирующегося только во внешних полях  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{B}_0$ . Также, считая температуры электронов и ионов постоянными ( $\nabla T_e = \nabla T_i = 0$ ), ограничимся исследованием квазинейтрального плазменного кольца с плотностью электронов и ионов  $n_e = n_i = n$  в азимутально-симметричной геометрии ( $\partial_\theta = 0$ ).

В общем случае эволюция кольца описывается уравнением неразрывности для электронов ( $s = e$ ) и ионов ( $s = i$ ):

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}_s) = 0, \quad (18.6)$$

а также уравнением движения ионов в виде:

$$m_i n \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = en \left( \mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_0 \right) - \frac{m_e \nu_{ei}}{e} \mathbf{j}, \quad (18.7)$$

где  $m_e$  и  $m_i$  - массы электрона и иона соответственно,  $\nu_{ei}$  - частота электрон-ионных столкновений, определяемая по [9]:

$$\nu_{ei} = \frac{\pi e^4 n_e}{m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \ln(\Lambda),$$

здесь  $\ln(\Lambda)$  - кулоновский логарифм. Для простоты будем пренебрегать столкновениями электронов с нейтральными частицами, а с учетом соотношения (5) во всех оценках будем использовать  $B_0 \approx B_m$ . При этом плотность тока  $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$  изменяется по обобщенному закону Ома [10, 13]:

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_0 \right) - \frac{\omega_{ce}}{\nu_{ei}} \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0}{B_0}, \quad (18.8)$$

здесь  $\sigma = e^2 n / m_e \nu_{ei}$  - электронная проводимость, а  $\omega_{ce} = eB_0 / cm_e$  - электронная циклотронная частота, рассчитанная по  $B_0$ .

Ограничимся анализом случая сильно замагниченной плазмы:

$$H = \frac{\omega_{ce}}{\nu_{ei}} \geq 1. \quad (18.9)$$

Такой режим характерен является типичным для многих экспериментов, например, для работы [306], где параметр Холла изменяется в пределах  $10^3 - 10^4$ . Тогда при выполнении условия (18.9) подстановка (18.8) в (18.7) дает:

$$m_i n \frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0. \quad (18.10)$$

Таким образом, уравнения (18.6), (18.8) и (18.10) полностью описывают ускорение плазменного сгустка в предположении, что плазма внутри сгустка однородна и квазинейтральна. Это приближение справедливо для случая, когда дебаевский радиус  $\lambda_D$  много меньше характерного размера между частицами в плазменном сгустке и отсутствия зарядовой поляризации, возникающей из-за дрейфа заряженных частиц в скрещенных магнитном и электрическом полях. В качестве такого характерного пространственного масштаба плазменного кольца можно взять длину кольца (см. рисунок 4) и тогда условие пространственной однородности плазменного кольца можно записать в виде  $\lambda_D \ll \delta$ . При этом согласно [307] в аксиальном магнитном поле  $B_{z0}$  и азимутальном электрическом поле  $E_\theta$  в радиальном направлении будет происходить разделение зарядов на величину

$$\Delta R = \frac{(m_e + m_i)c^2 |E_\theta|}{eB_{z0}^2} \approx \frac{m_i c R_2}{2eB_{z0}^2} \left| \frac{\partial B_{z0}}{\partial t} \right|.$$

Поскольку в рассматриваемом случае должно выполняться  $\Delta R \ll R_2$ , то из этого соотношения получаем условие

$$\frac{m_i c}{2eB_{z0}^2} \left| \frac{\partial B_{z0}}{\partial t} \right| \ll 1, \quad (18.11)$$

что позволяет пренебречь поляризацией зарядов в скрещенных полях, т. е. можно пренебречь внутренними электрическими и магнитными полями плазменного кольца. В результате динамику сгустка можно рассматривать с учетом только внешних полей  $\mathbf{B}_0$  и  $\mathbf{E}_0$ , заданных соотношениями (18.1) и (18.4).

В этом случае для магнитного поля (18.1) имеем

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 \equiv \left( \frac{\partial B_{r0}}{\partial z} - \frac{\partial B_{z0}}{\partial r} \right) \mathbf{e}_\theta. \quad (18.12)$$

Учитывая соотношения (18.12) и (18.4), из уравнения

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (18.13)$$

приходим к выводу, что в рассматриваемой схеме

$$j_z = J_r \equiv 0, \quad (18.14)$$

но  $j_\theta \neq 0$ . Так как ускорение происходит в условиях квазинейтральности, то для компонент скоростей электронов и ионов имеем  $v_{ez} = v_{iz} = v_z$  и  $v_{er} = v_{ir} = v_r$ .

Теперь мы можем найти  $v_r$  и  $v_z$ . Исходя из уравнения (18.10), воспользовавшись условием (18.14) в этом уравнении, получим

$$m_i \frac{\partial v_r}{\partial t} = \frac{e^2 B_{z0}}{c m_e v_{ei}} E_\theta + \frac{e^2 B_{z0}}{c^2 m_e v_{ei}} (B_{r0} v_z - B_{z0} v_r), \quad (18.15)$$

$$m_i \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{e^2 B_{r0}}{c m_e v_{ei}} E_\theta + \frac{e^2 B_{r0}}{c^2 m_e v_{ei}} (B_{z0} v_r - B_{r0} v_z). \quad (18.16)$$

На этом этапе следует отметить, что из-за вида выражения (18.8) плотность  $n$  выпадает из уравнений (18.15) и (18.16). Кроме того, из этих уравнений следует, что

$$B_{r0} \frac{dv_r}{dt} + B_{z0} \frac{dv_z}{dt} = 0. \quad (18.17)$$

Интегрируя (18.17) по  $t$  при условии  $v_r(t=0) = 0$ , мы приходим к

$$v_r = - \int_0^t \frac{B_{z0}}{B_{r0}} \frac{dv_z}{dt'} dt'. \quad (18.18)$$

Подставив (18.4) и (18.18) в уравнение (18.16), получаем

$$\frac{dv_z}{dt} = - \frac{e^2 B_{r0}}{c m_e m_i v_{ei}} E_\theta - \frac{e^2 B_{z0}}{c^2 m_e m_i v_{ei}} \int_0^t B_{z0} \frac{dv_z}{dt'} dt' - \frac{e^2 B_{r0}^2}{c^2 m_e m_i v_{ei}} v_z. \quad (18.19)$$

Для простоты пренебрежем радиальной зависимостью  $B_{z0}$ , положив  $B_{z0} = B_{z0}(t, z)$  в зазоре  $R_1 \leq r \leq R_c$ . При этом из (4) следует

$$E_\theta = - \frac{2r}{c} \frac{dB_{z0}}{dt}. \quad (18.20)$$

Ограничив рассмотрение случаем

$$\frac{\partial^2 B_{z0}}{\partial t^2} > 0,$$

получим следующую оценку:

$$\int_0^t B_{z0} \frac{dv_z}{dt'} dt' = \int B_{z0} dv_z \leq v_z(t) B_{z0}(t). \quad (18.21)$$

С другой стороны, учитывая соотношения (18.20) и (18.21) в (18.19), приходим к

$$\frac{dv_z}{dt} \geq \frac{e^2 B_{r0} r}{2c^2 m_e m_i v_{ei}} \frac{dB_{z0}}{dt} - \frac{e^2 (B_{r0}^2 + B_{z0}^2)}{c^2 m_e m_i v_{ei}} v_z. \quad (18.22)$$

Для наглядности перейдем к безразмерным переменным

$$v = \frac{2v_z}{\omega_{ci} L}, x = \frac{r}{L}, z = \frac{z}{L}, \tau = \omega_{ci} t, \mathcal{B}_{r0} = \frac{B_{r0}}{B_0}, \mathcal{B}_{z0} = \frac{B_{z0}}{B_0},$$

Здесь  $\omega_{ci} = eB_0/cm_i$  – ионная циклотронная частота. В этом случае с учетом зависимостей (18.2) и (18.3) с условием (18.5) соотношение (18.22) можно переписать в виде

$$\frac{dv}{d\tau} \geq H \frac{d\mathcal{B}_{z0}}{d\tau} - \frac{H}{x^2} v. \quad (18.23)$$

Теперь вместо неравенства (18.22) рассмотрим соответствующее уравнение:

$$\frac{dv}{d\tau} + \frac{H}{x^2} v = H \frac{d\mathcal{B}_{z0}}{d\tau}. \quad (18.24)$$

Общее решение данного уравнения есть

$$v(\tau) = \exp\left(-\frac{H}{x^2}\tau\right) \left[ v_0 + H \int_0^\tau \frac{d\mathcal{B}_{z0}}{d\tau'} \exp\left(\frac{H}{x^2}\tau'\right) d\tau' \right], \quad (18.25)$$

где  $v_0 = v(\tau = 0)$ . Согласно теореме сравнения Чаплыгина [308], решение линейного дифференциального уравнения (18.24) можно трактовать как оценку, мажорирующую неравенство (18.23) снизу. Другими словами, эта характерная нижняя оценка определяет характерное поведение осевой составляющей скорости для исследуемой схемы.

Как видно из (18.25), динамика ускорения в основном определяется параметром Холла  $H$  и изменяющимся во времени аксиальным магнитным полем  $\mathcal{B}_{z0}$  в соленоиде. В качестве типичной экспериментальной зависимости аксиального магнитного поля можно взять принять

$$\mathcal{B}_{z0}(\tau) = \beta \frac{\tau}{\tau_i} \exp\left(1 - \frac{\tau}{\tau_i}\right), \quad (18.26)$$

где  $\tau_i$  – безразмерная длительность импульса заданной величины (см. соотношение (18.3)), соответствующая фактической длительности импульса  $t_i$ , а относительная амплитуда  $\beta = B_s/B_m$  отображает соотношение между осевой и радиальной составляющими магнитного поля. Как упоминалось ранее, согласно соотношению (18.2), такое магнитное поле может быть создано электрическим импульсом той же формы и длительности  $t_i$  с амплитудой тока  $I_0$ . Подставив (18.26) в (18.25), получим

$$v(\tau) = v_0 \exp\left(-\rho \frac{\tau}{\tau_i}\right) + \frac{\beta H}{(1-\rho)^2} [\rho + \Omega\tau - \rho \exp(\Omega\tau)] \exp\left(1 - \frac{\tau}{\tau_i}\right), \quad (18.27)$$

где введены следующие характеристики

$$\rho = \frac{H\tau_i}{x^2}, \quad \Omega = \frac{1}{\tau_i} - \frac{H}{x^2} = \frac{1}{\tau_i}(1 - \rho). \quad (18.28)$$



Стоит подчеркнуть, что физические условия, необходимые для реализации обсуждаемой модели ускорения, являются обычными для экспериментов [306, 309], где была реализована ускорительная схема, изображенная на рисунке 18.3. Это означает, что развиваемая модель может быть полезна для предварительного анализ работоспособности различных экспериментальных устройств рассматриваемого типа. Чтобы прояснить данное утверждение, сделаем оценки для типичных экспериментальных условий [306, 309]. Данные эксперименты проводились с намагниченной плазмой плотностью  $n_e \approx 9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и средней электронной температурой  $T_e \approx 1 \text{ эВ}$ , в этом случае можно положить  $\ln(\Lambda) = 5$ . Характерное значение радиального магнитного поля составляло  $B_m = 50 \text{ Гс}$ . Для этих параметров имеем  $H = 10$ . В качестве типичных параметров экспериментальной системы примем импульс тока с амплитудой  $I_0$  за интервал  $t_i = 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ , проходящий в соленоиде с  $k = N/h_c = 10$  витками на сантиметр, что дает  $t_i > \omega_{ci}^{-1}$ . Используя эти значения в определении  $B_s$ , мы получим оценку  $B_s = 12 I_0$ , где для наглядности амплитуда  $B_s$  записывается в Гауссах, а ток  $I_0$  в Амперах. Подставляя это соотношение в (18.5), получаем неравенство  $I_0 < B_m/12$ , определяющее допустимый  $I_0$  при текущем значении  $B_m$ . Например, для выбранного  $B_m$  получаем  $I_0 = 2 \text{ А}$ , что дает  $B_s = 24 \text{ Гс}$ . Как видно, эти значения являются приемлемыми экспериментальными параметрами, а соотношения (18.9), (18.11) и (18.26) выполняются.

Поэтому, используя соотношение (18.27), перейдем к рассмотрению динамики плазменного сгустка в типичных экспериментальных условиях. В качестве начальной скорости  $v_0$  возьмем скорость ионного звука  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ , именно такую скорость электроны имеют на границе плазменного слоя. Для удобства представления на рисунке 5 изображена зависимость осевой скорости  $v$ , нормированная на начальную скорость плазмы  $v_0$ , как функция  $\tau/\tau_i$  для различных радиусов  $x$ . Как видно из рисунка, графики для разных  $x$  в целом похожи. Во всех случаях наблюдается значительное увеличение осевой скорости (примерно в 60–80 раз) в интервале  $0 \leq \tau \leq 0,5 \tau_i$ . Таким образом, данные предварительные результаты демонстрируют значительный технический потенциал обсуждаемой ускорительной схемы. Как видно из приведенных графиков, увеличение радиуса  $x$  через параметр  $\rho$  (см. (18.28)) приводит к еще большему расхождению кривых для времен  $\tau \geq 0,5 \tau_i$ ; такой процесс может привести к нарушению целостности плазменного кольца.

Таким образом, представленные результаты демонстрируют значительный технический потенциал обсуждаемой ускорительной схемы, но при этом видно, что

достичь значительного ускорительного эффекта можно лишь в достаточно узком интервале параметров системы.

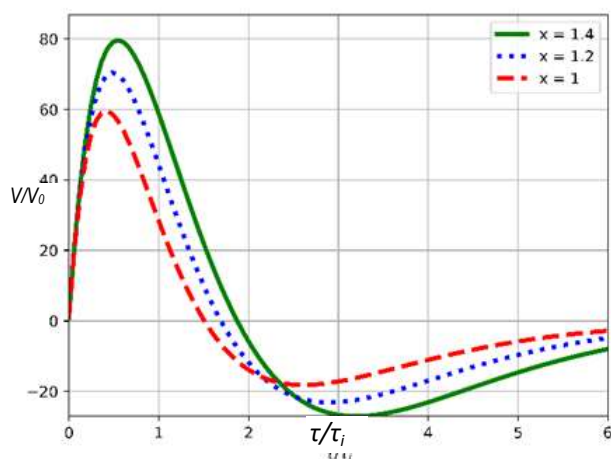


Рисунок 18.5 – Зависимость  $v/v_0$  как функция  $\tau/\tau_i$  для различных значений безразмерного радиуса  $x$

#### 18.4 Заключение

В ходе выполнения работ по четвертому этапу проекта были проведены следующие работы и получены следующие основные результаты:

1 Выбраны соотношения между параметрами плазменного канала и лазерного импульса, оптимальные с точки зрения ускорения инжектируемого в канал электронного пучка. Проиллюстрированы методы повышения эффективности ускорения сгустка электронов в плазменном канале за счет внесения неоднородности.

2 Обсуждена возможная техническая реализация коллективного метода ускорения потока плазмы в скрещенных магнитных полях. Представленные соотношения (18.2), (18.9) и (18.11) определяют диапазон допустимых параметров устройства, в которых можно получить эффект ускорения. Данные результаты позволяют наметить направления дальнейшего развития предложенной схемы ускорения. В рассматриваемом случае эффект ускорения обусловлен азимутальным электрическим полем, возникающим из-за изменения во времени аксиального магнитного потока (18.3) в цилиндрическом объеме соленоида, где  $\mu = 1$  (рисунок 18.3). Взаимодействие азимутальных потоков электронов и ионов с радиальной составляющей  $B_{r0}$  (18.2) через силу Лоренца вызывает осевое ускорение плазменного потока в целом. Таким образом, эффект ускорения пропорционален произведению  $B_{r0} \partial_t B_{z0}$ , но не зависит от величины  $B_{z0}$ , что открывает

новые возможности. Так, изменение цилиндрической формы катушки и использование в конструкции специальных ферромагнитных вставок может существенно изменить как магнитный поток в области ускорения, так и радиальную составляющую  $B_{r0}$ . Другая техническая возможность связана с организацией тока разряда в соленоиде, непосредственно определяющим изменение  $B_{z0}$  во времени (18.4). Если распределение  $B_{z0}$  как функция времени будет меняться быстрее, чем при выборе уравнения (18.26) получим большее азимутальное поле. При этом во избежание нарушения целостности плазменного кольца должно выполняться условие (18.11), ограничивающее выбор допустимой зависимости для  $B_{z0}$ . Таким образом, все эти моменты необходимо учитывать для оптимизации предлагаемой схемы ускорителя. Еще раз отметим, что рассмотрение ограничивалось потоком плазмы, состоящей только из электронов и ионов. Однако, исходя из результатов [310, 311], можно ожидать, что предложенный метод ускорения может быть использован для ускорения потоков многокомпонентной плазмы. Эта особенность может быть использована при проектировании плазменных двигателей [312] и исследованиях геофизических процессов в околоземном космическом пространстве [313, 314].

## 19 Разработка элементов систем нагрева плазмы. Тестирование макетов электродинамических систем (ВНЕБЮДЖЕТ)

Одной из ключевых систем нагрева плазмы является торец СВЧ ввода, который выполняет одновременно функцию плазмоприемника и подведения газа в рабочую область. Изначальный дизайн плазмоприемника изображен на рисунке 19.1.

На охлаждаемом водой (система охлаждения не показана) медном радиаторе толщиной 2 мм закреплена пластина из молибдена толщиной 1 мм с помощью болтов М3. Пластина из тугоплавкого материала необходима для предотвращения эрозии медной поверхности под воздействием плазмы.

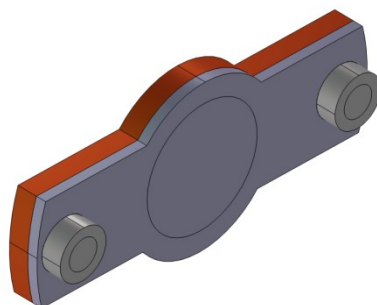


Рисунок 19.1 - Изначальный дизайн плазмоприемника

Экспериментальные исследования показали, что подобная система очень быстро выходит из строя при мощности нагрева плазмы выше 3 кВт, хотя проведенные ранее теплофизические расчеты показали, что температура поверхности плазмоприемника не превышает 1300 градусов при мощности нагрева 10 кВт, что является рабочей температурой для молибденовой детали. Молибденовый плазмоприемник был заметно деформирован после его извлечения из плазменной камеры (см. рисунок 19.2)



Рисунок 19.2 - Фотография молибденового плазмоприемника

Стало очевидно, что необходимо рассчитывать систему охлаждения плазмоприемника с учетом температурных деформаций геометрии. Результаты такого расчета для изначального дизайна показаны на рисунке 19.3 (распределение температуры, деформация по нормали к поверхности увеличена в 100 раз для наглядности) и рисунке 19.4 (давление контакта между плазмоприемником и радиатором).

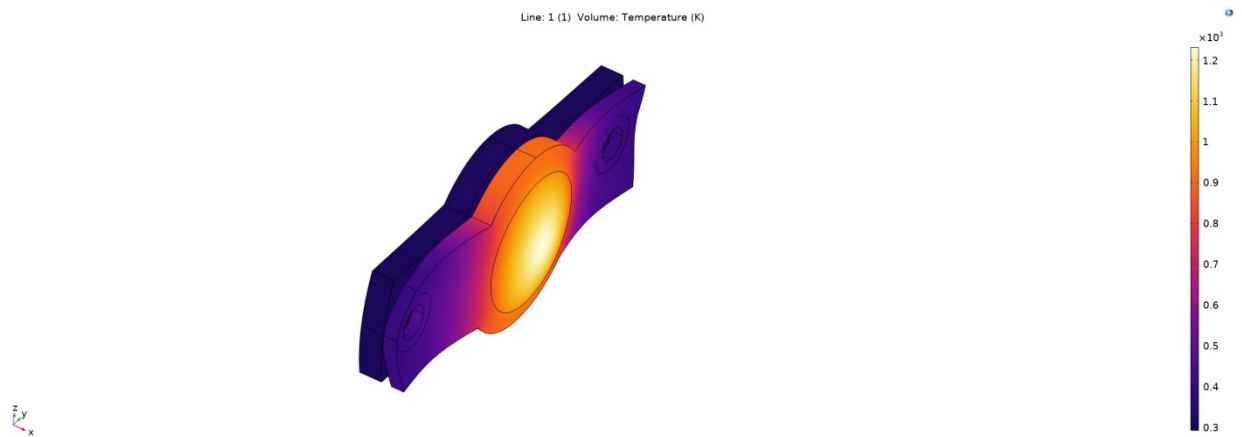


Рисунок 19.3 - Распределение температуры и деформация

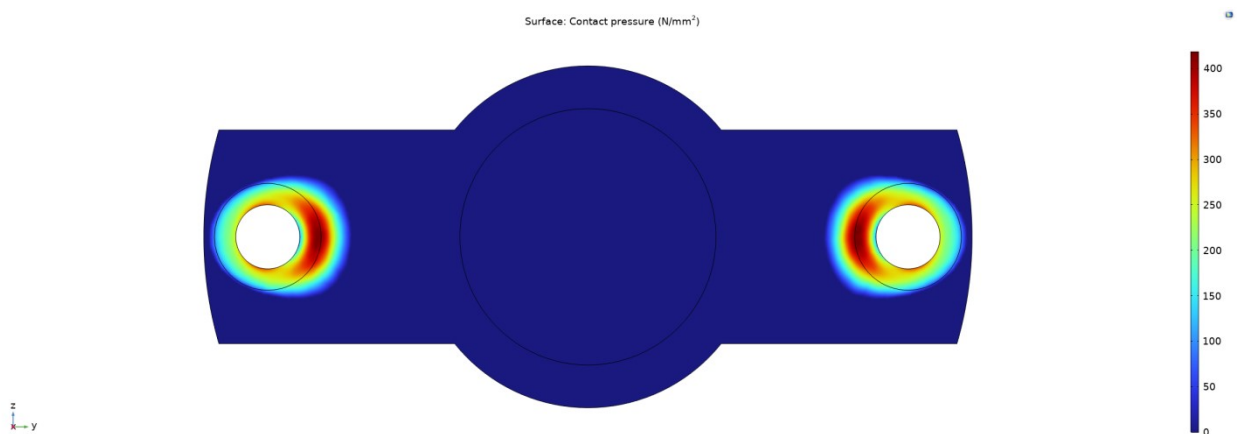


Рисунок 19.4 - Давление контакта между плазмоприемником и радиатором

Хорошо видно, что деформация плазмоприемника приводит к потере большей части площади контакта с радиатором, вследствие чего происходит его перегрев уже при мощности СВЧ нагрева в 2 кВт. Геометрическое поле рассчитанной деформации хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Конструкция радиатора и плазмоприемника была изменена. Были добавлены фиксирующие пазы в радиаторе и шипы на плазмоприемнике, препятствующие потере контакта при нагреве. Общий вид нового дизайна изображен на рисунке 19.5.

Расчет распределения температуры и деформации в новой геометрии приведен на рисунке 19.6 при мощности нагрева 10 кВт. На рисунке 19.7 показана площадь контакта. Температура плазмоприемника не превышает 1100 градусов, деформации незначительны.

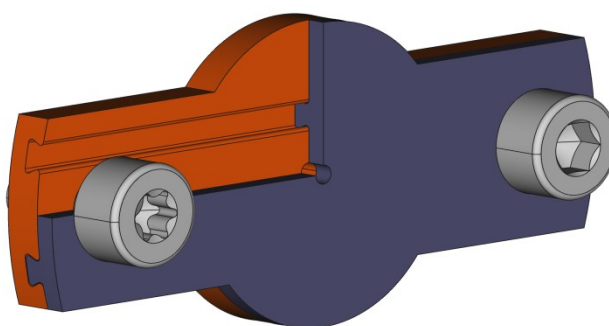


Рисунок 19.5 - Общий вид нового плазмоприемника и радиатора

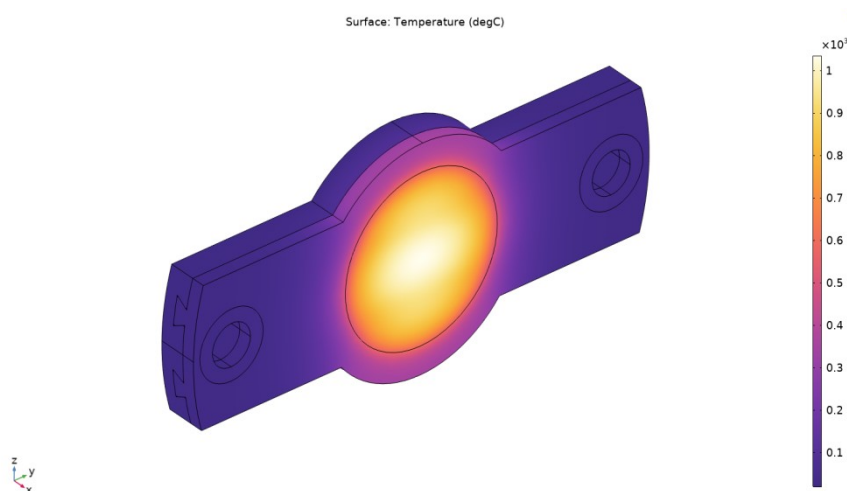


Рисунок 19.6 - Распределение температуры

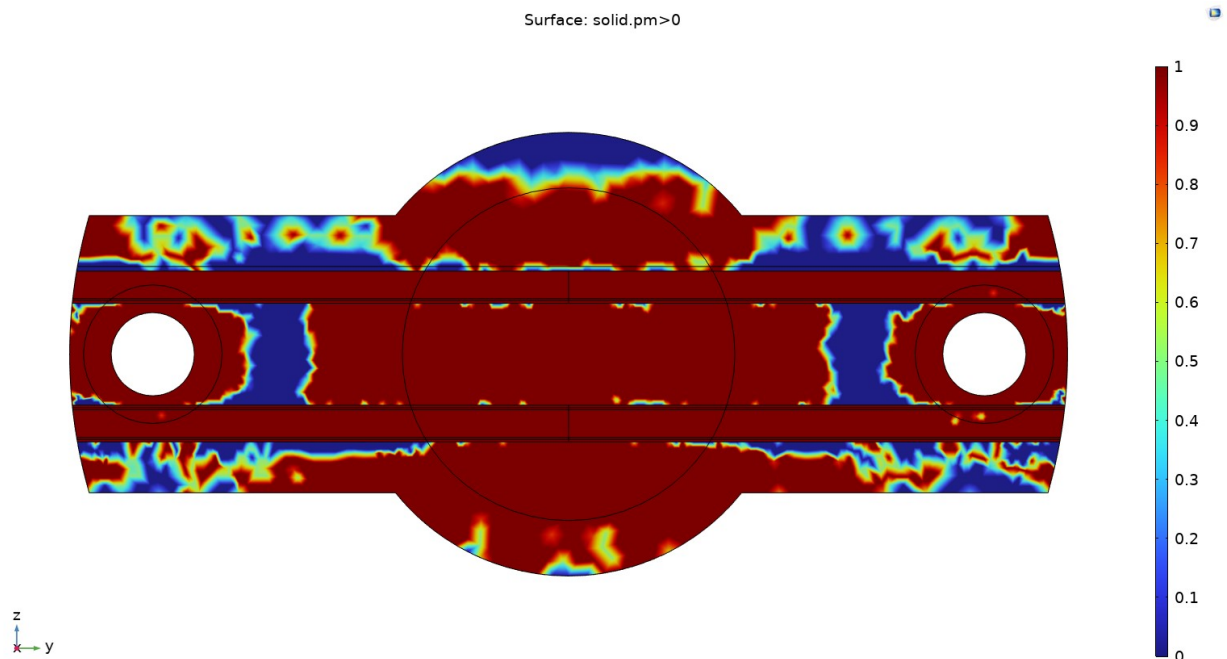


Рисунок 19.7 - Точки контакта

Таким образом, новый дизайн плазмоприемника и радиатора должен обеспечить стабильную работу при максимальной мощности СВЧ нагрева плазмы в 10 кВт.

Другим ключевым элементом системы нагрева плазмы является СВЧ волновод с портом вакуумной откачки для поддержания внутри волновода давления ниже порога СВЧ пробоя. При этом, наличие отверстий в стенках волновода не должно существенно влиять на коэффициент прохождения СВЧ мощности через него.

Были проведены расчеты по оптимизации геометрии отверстий для обеспечения одновременно достаточного уровня вакуума и коэффициента прохождения. Конструкция полученного элемента изображена на рисунке 19.8.

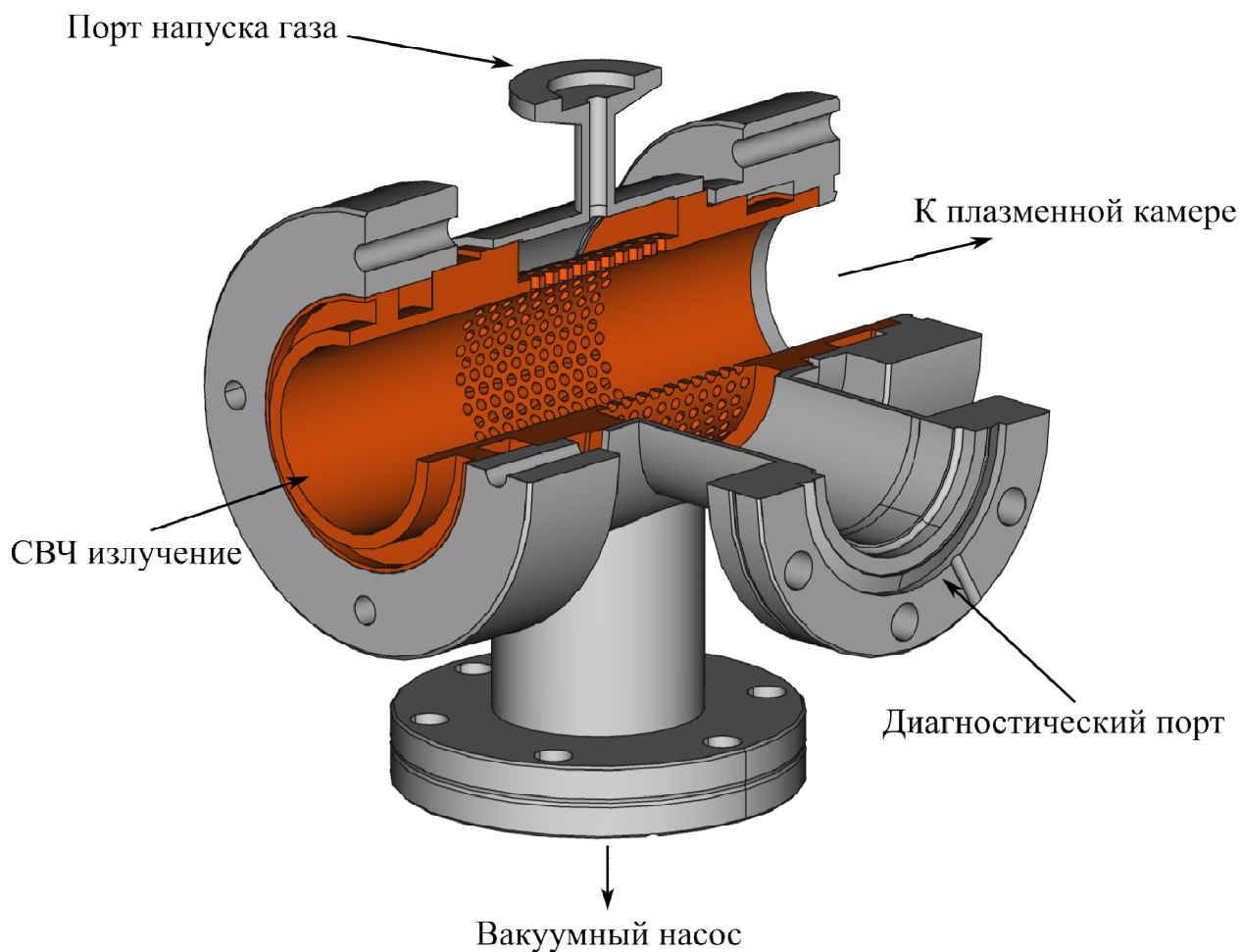


Рисунок 19.8 - Конструкция волновода

Распределение электрического поля в волноводе показано на рисунке 19.9. Коэффициент прохождения моды TE<sub>11</sub> составляет более 99.9%.

Данный элемент был изготовлен и испытан. В результате испытаний было получено, что волновод успешно работает при максимальной мощности 10 кВт и давлении в плазменной камере до 2 мТорр. Однако, при повышении давления до 3 мТорр (что бывает необходимо в зависимости от требуемых параметров ионного пучка) и максимальной мощности в волноводе происходит СВЧ пробой. Был разработан новый дизайн вакуумного волновода с полностью аналогичной электродинамической системой, но существенно более эффективным вакуумным трактом. Так, общая площадь отверстий была увеличена в 3 раза. Также был увеличен диаметр патрубка, ведущего к вакуумному насосу, с 40 до 63 мм. Данная конструкция согласно расчетам должна обеспечить стабильную работу при мощности греющего СВЧ излучения в 10 кВт и давлении в разрядной камере до 5 мТорр. Общий вид разработанной системы показан на рисунке 19.10.



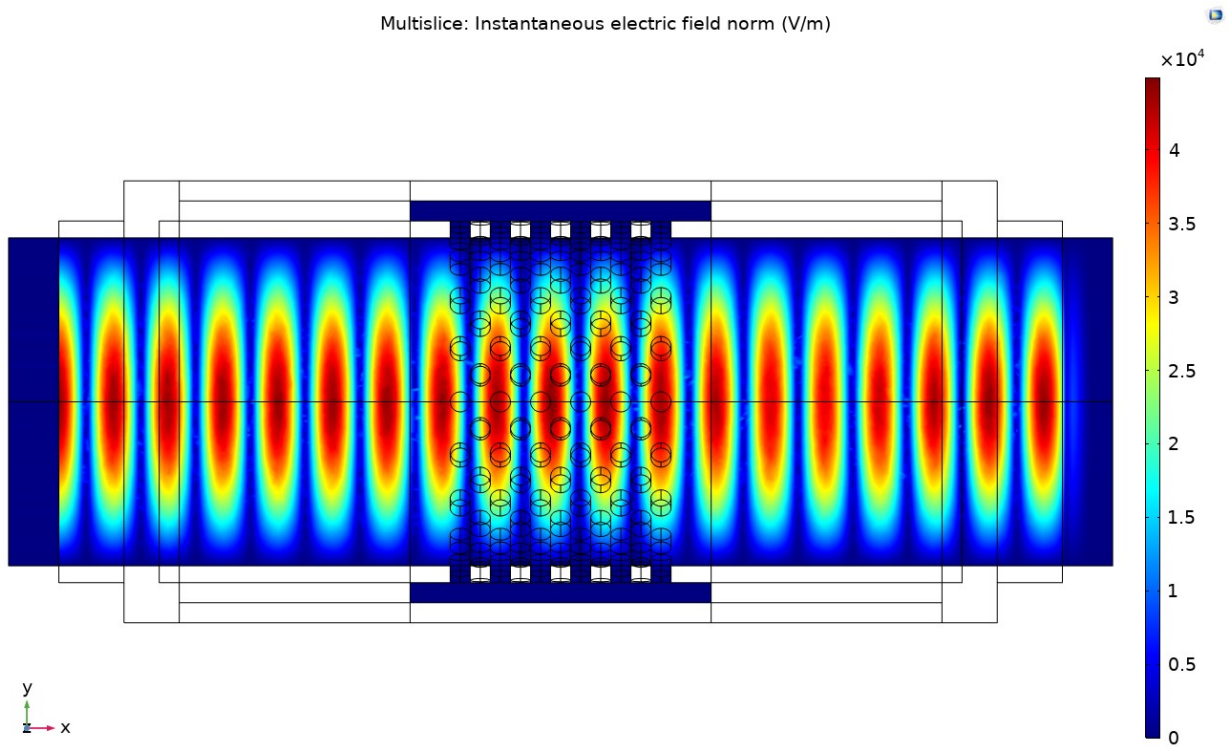
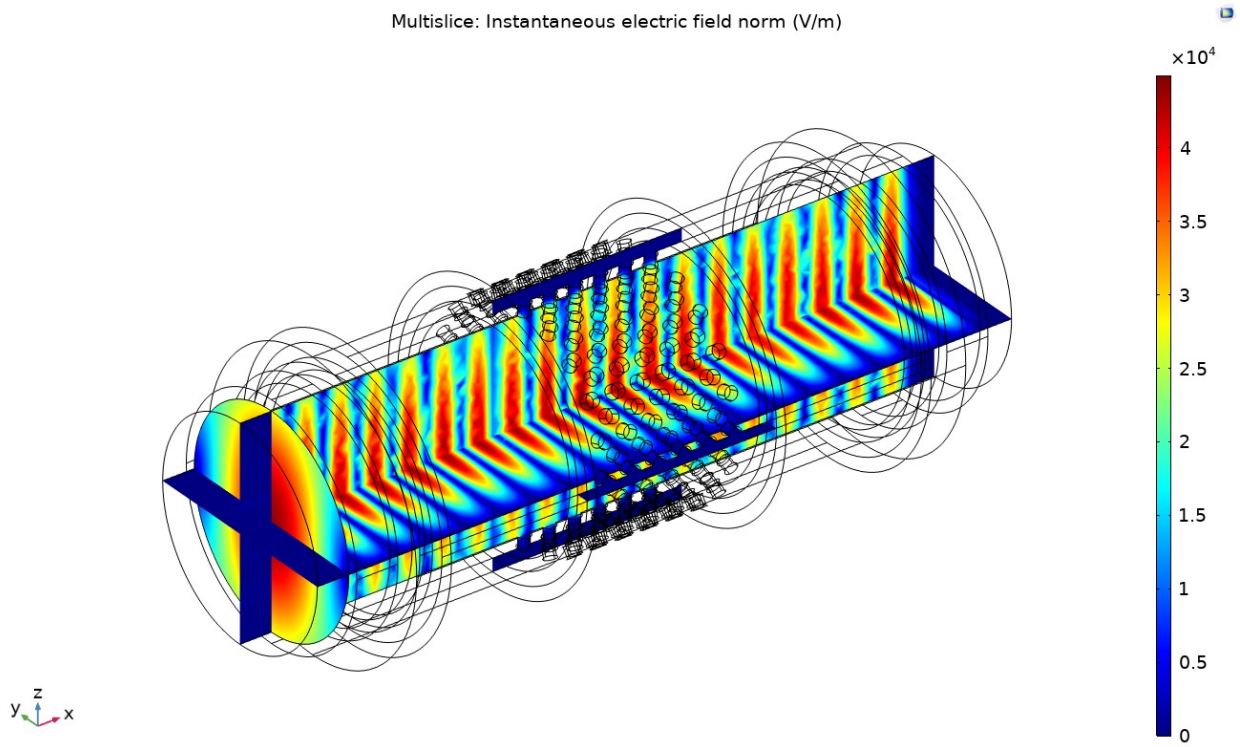


Рисунок 19.9 - Распределение электрического поля

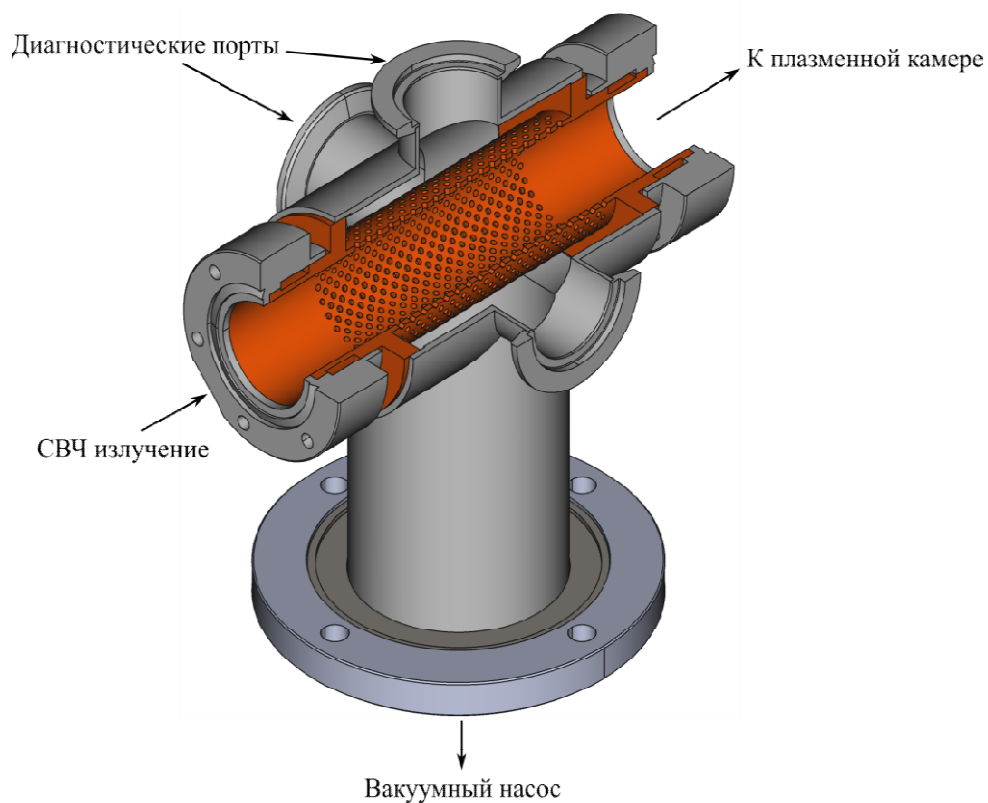


Рисунок 19.10 - Общий вид нового вакуумного волновода

Таким образом, в ходе работ были предложены варианты элементов систем нагрева плазмы и получены результаты тестирования макетов электродинамических систем. В частности была определена оптимальная конструкция вакуумного волновода с полностью аналогичной электродинамической системой, но существенно более эффективным вакуумным трактом. Также была разработана и протестирована конструкция плазмоприемника, позволившая проводить эксперименты при максимальной мощности СВЧ нагрева.

## **20 Эксперименты *in vitro* (на культурах клеток нормальных тканей) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения D-D генератора ИПФ РАН (ВНЕБЮДЖЕТ) (ПИМУ, Договор № К98-12 от 16.11.2021)**

В качестве нормальных клеток организма были выбраны фибробласты кожи человека (huFB), поскольку данный тип клеток является наиболее многочисленным в организме человека. Предварительно клетки были выведены из заморозки и адаптированы к культуральным условиям в течение недели. В начале эксперимента клетки высевали на культуральный 6-луночный планшет и инкубировали с L-борфенилаланином в дозе 40 мкг/мл как описано в разделе «Материалы и методы». Пробы размещали внутри замедлителя как указано на рисунке 3.

По результатам МТТ-теста для образца 6 показано снижение метаболической активности до  $83,9 \pm 5,4$  % от полностью негативного контроля для группы L-BPA+N+. Данный образец располагался в непосредственной близости от мишени. Колониеобразующая активность данного образца также была снижена до  $77,8 \pm 5,9$  % от полностью негативного контроля.

Для образцов 7 и 8 (группа huFB-2), расположенных на расстоянии  $\sim 10$  см от мишени показано увеличение метаболической активности по данным МТТ-теста (Рис. 10А), оценка колониеобразующей активности показала ее снижение до  $92,1 \pm 2,6$  % от полностью негативного контроля (рисунок 20.1Б).

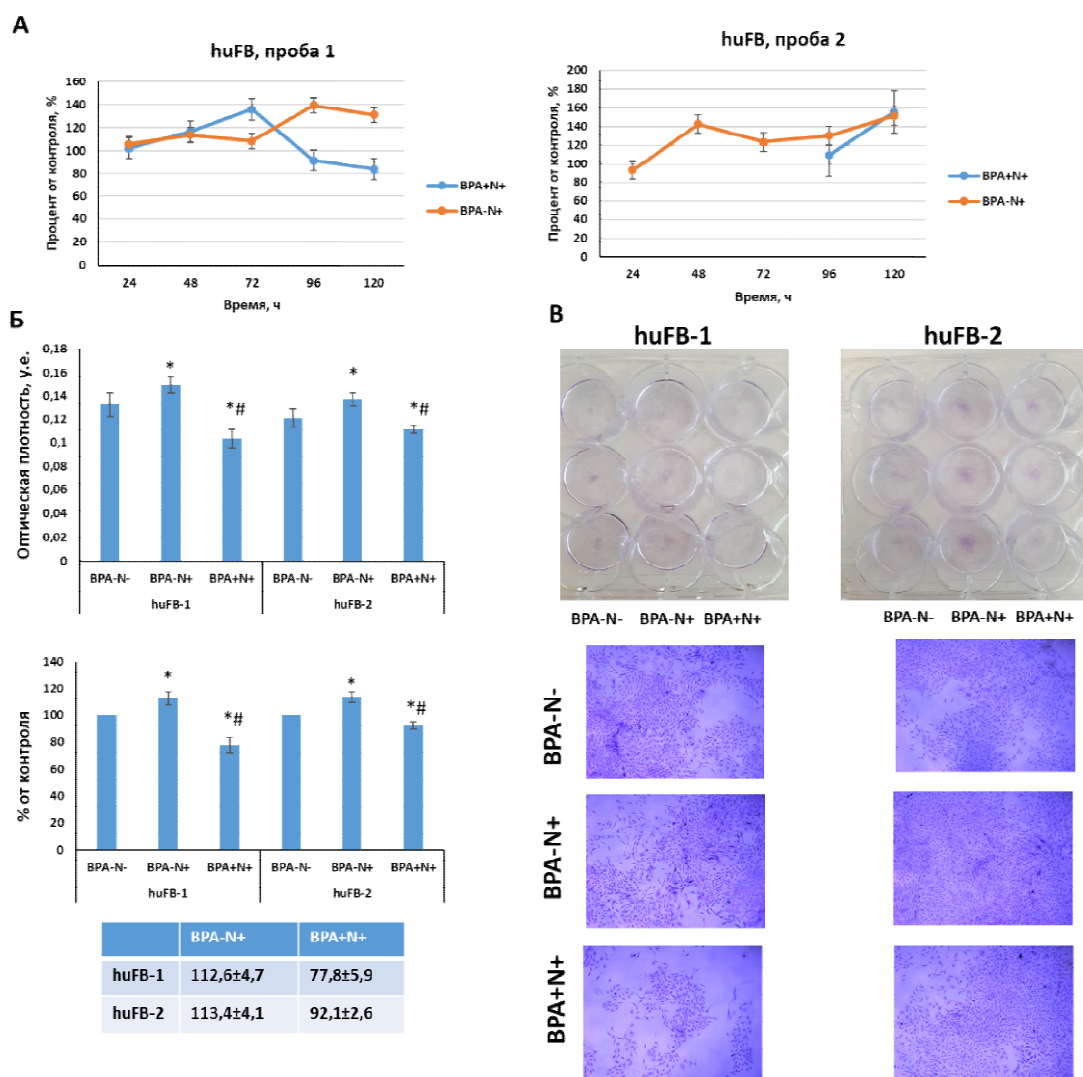


Рисунок 20.1 - Результаты оценки выживаемости клеток линии huFB. А – результаты МТТ- теста для всех исследуемых групп. Б – результат клоногенного теста с расчетом % выживших клеток относительно полностью негативного контроля для все исследуемых групп. В – макрофотографии планшетов и микрофотографии клеточного монослоя при оценке клоногенной активности клеток линии huFB

\*- статистически значимые отличия от контроля (L-BPA-N-),  $p < 0,005$

# - статистически значимые отличия от контроля (L-BPA-N+),  $p < 0,005$

Таким образом, по результатам оценки эффективности нового D-D генератора нейтронов была показана зависимость эффектов облучения от расстояния до мишени. Для опухолевых клеток линии СТ26 значимых терапевтических эффектов не наблюдалось, что связано с низкой поглощенной дозой и высоким репаративным и пролиферативным потенциалом данного типа клеток. Для опухолевых клеток линии U87 наблюдались значимые терапевтические эффекты, особенно выраженные в группе образцов, расположенных на некотором удалении от мишени. Анализ жизнеспособности клеточной линии huFB как с помощью МТТ-теста, так и с помощью анализа колониеобразования выявил угнетение их пролиферативной активности, наиболее выраженное в группе

образцов, расположенных непосредственно возле мишени. Тем не менее для образцов, расположенных на расстоянии  $\sim 10$  см от мишени наибольший терапевтический эффект – снижение клоногенной активности до  $77,5\% \pm 1,7$ , показано для опухолевых клеток U87, в то время как доля выживших нормальных клеток (huFB) составила  $92,1\% \pm 2,6$ .

Таким образом, полученные результаты демонстрируют частичную эффективность и безопасность нового D-D генератора нейтронов и указывают на необходимость дальнейших работ по увеличению его эффективности.

## 21 Развитие теоретической модели генерации высших гармоник лазерного света в нелинейном плазменном резонансе (ВНЕБЮДЖЕТ)

### 21.1 Введение

Процессы генерации гармоник в лазерной плазме, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с твердотельными мишенями, в течении полувека являются предметом как экспериментальных, так и теоретических исследований [315]. Впервые генерация гармоник наблюдалась в 1970 году в работе А. Карузо и др. [316], где была получена вторая гармоника лазерного излучения, затем продемонстрированная также в [317, 318]. Вскоре стало ясно, что детальное исследование характеристик вторичного излучения может служить источником богатых сведений о состоянии лазерной плазмы. Речь идет о методике диагностики плазмы, основанной на исследовании второй гармоники, которая позволяет получать информацию об эволюции параметров лазерной плазмы с высоким временным и пространственным разрешением. Первые предложения по использованию измерений интенсивности и спектра второй гармоники для определения различных параметров лазерной плазмы в области критической плотности были сформулированы в работах В. В. Пустовалова, А. В. Виноградова и В. П. Силина [319, 320]. Полученные позже различными группами [321-324] оценки локальной температуры и характерного масштаба неоднородности плотности лазерной плазмы продемонстрировали целесообразность развития методов диагностики параметров плазмы по ее излучению в диапазоне частот вблизи удвоенной частоты поля накачки. Кроме того, в [325] было указано, что в рамках диагностики по второй гармонике можно получать информацию не только о макроскопических параметрах плазмы, но также об уровне и спектре развивающейся в плазме параметрической турбулентности.

Вскоре после экспериментов [315-317] последовали эксперименты по обнаружению третьей [326] гармоники и гармоник с высокими номерами вплоть до одиннадцатой и  $n = 2 - 5$  в случаях  $CO_2$  – [327] и неодимового лазера [328] соответственно. Регистрация гармоник более высокого порядка была осуществлена в 1981 году в ходе экспериментов Р. Л. Кармана и др. [329, 330] по взаимодействию  $CO_2$  – лазера интенсивностью  $10^{14} \div 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> с твердотельными мишенями. При этом наблюдались гармоники лазерной частоты вплоть до 29-ой [328] и даже 46-ой [330] гармоники. Более того, были впервые получены спектры вторичного излучения, характеризующиеся медленным (не экспоненциальным) убыванием интенсивностей гармоник с ростом их номера и «частотные» спектры с выравниванием интенсивностей соседних гармоник.

Во многих теоретических исследованиях генерации гармоник в неоднородной плазме используется математическая модель, основанная на эффекте плазменного резонанса [331, 332]. Ко времени экспериментального обнаружения второй гармоники [316] уже имелись теоретические представления [333], указывающие на возможную связь этого эффекта с возбуждением в лазерной плазме сильных продольных электронных ленгмюровских колебаний благодаря линейной трансформации лазерного излучения. В области, где частота плазменных колебаний близка к частоте падающего на плазму излучения, дальнейшее взаимодействие продольных плазменных колебаний друг с другом, либо с волной лазерной накачки, приводит к генерации вторичного излучения на удвоенной частоте лазерного света. На основе этих представлений Н. С. Ерохин, В. К. Захаров, С. С. Моисеев и В. В. Мухин построили слабо нелинейную теорию генерации второй гармоники [333, 334]. Обобщая подход, предложенный в [333], В. П. Силин, А. Б. Владимирский и Н. П. Троценко решили задачи о генерации гармоник произвольной кратности в холодной [335] и горячей плазме [336] соответственно. Они показали, что возникающие в результате резонанса сильные плазменные колебания порождают нелинейные электронные токи, являющиеся источником генерации вторичного излучения, обогащенного высшими гармониками. Этот же механизм рассматривался в работе [337] в связи с объяснением ряда экспериментов [329-330]. Предположение о слабой нелинейности в окрестности резонанса позволило авторам работ [333-337] использовать теорию возмущений по амплитуде поля накачки. Это предположение дает возможность пренебречь влиянием высших гармоник на низшие, в том числе и на основную гармонику, амплитуда которой считается заданной. Из теории возмущений следует, что плотность потока вторичного излучения на частоте  $n\omega_0$  пропорциональна  $n$ -ой степени плотности потока лазерного излучения, падающего на плазму. Такая зависимость приводит к экспоненциально быстрому спадаению интенсивностей гармоник с ростом их номера  $n$ . Однако с увеличением амплитуды поля накачки предположение о слабой нелинейности нарушается и возникает необходимость учета эффектов, обусловленных сильной нелинейностью. Наличие сильной нелинейности качественно меняет процесс генерации целых гармоник, причем высшие гармоники, которые, согласно стандартной (слабо нелинейной) теории возмущений [333, 335], были экспоненциально малы, становятся существенно усиленными, что приводит к более плавному спадаению или даже выравниванию интенсивностей соседних гармоник [330].

Указания на возможность существования более плавно спадающих спектров излучения из плазмы были даны ещё М. Б. Исиченко и В. В. Яньковым [338, 339] в ходе качественного обсуждения генерации гармоник лазерного излучения за счет

опрокидывания нерелятивистских электронных потоков, но без строгого теоретического обоснования. В цикле теоретических работ конца 80-х годов [340-347] удалось построить аналитическую теорию генерации высших гармоник в условиях сильной нерелятивистской нелинейности в окрестности критической плотности неоднородной плазмы. Было показано, что даже при небольших по нынешним меркам лазерных интенсивностях  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> возможна генерация электромагнитного излучения со спектром, характеризующимся существенно более медленным, чем в стандартной теории возмущений [335], спаданием амплитуд гармоник с ростом их номера, что подтверждалось экспериментальными фактами [329, 330]. Затем были получены основные формулы для коэффициента трансформации лазерного излучения в гармоники для холодной и горячей плазмы, а также проанализированы их температурные зависимости [340-347]. Продолжением этих работ являются недавние исследования [348-349], в которых обсуждался вопрос о влиянии на генерацию гармоник релятивистских эффектов динамики электронной компоненты плазмы вблизи критической плотности и при условии эффективного резонансного поглощения. Ниже будут изложены результаты этих последних теоретических исследований, позволяющих описать спектральный состав гармоник, излучаемых из области плазменного резонанса.

## 21.2 Основные уравнения для электромагнитного поля

Для описания динамики электронов и структуры электромагнитного поля вблизи критической плотности и процесса генерации гармоник  $p$ -поляризованной электромагнитной волны, которая падает на слабо неоднородную вдоль координаты  $x$  плазму под углом  $\theta$  и характеризуется электрическим  $\mathbf{E}$  и магнитным  $\mathbf{B}$  полями с частотой  $\omega_0$ ,

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \frac{1}{2} \{0, 0, B_0(x)\} \exp(ik_y y - i\omega_0 t) + \text{с. с.}, \\ \mathbf{E} &= \frac{1}{2} \{E_{0x}(x), E_{0y}(x), 0\} \exp(ik_y y - i\omega_0 t) + \text{с. с.}, \\ k_y &= k_0 \sin \theta, \quad k_0 = \omega_0 / c, \end{aligned} \tag{21.1}$$

в качестве исходных уравнений, запишем следующие уравнения бесстолкновительной гидродинамики холодной релятивистской электронной плазмы и уравнения Максвелла:



$$\begin{aligned}
\partial_t \mathbf{p} + (\mathbf{v} \partial_r) \mathbf{p} &= e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right), & \partial_t n_e + \operatorname{div}(n_e \mathbf{v}) &= 0, \\
\operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \partial_t \mathbf{B}, & \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \partial_t \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} e n_e \mathbf{v}, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\
\operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi(e n_e + e_i n_i), & \mathbf{p} &\equiv m \mathbf{v} \gamma = \frac{m \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}^2}{c^2}}},
\end{aligned} \tag{21.2}$$

где  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона,  $n_e$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{p}$  – плотность, скорость и импульс электронов плазмы;  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  – напряженности электрической и магнитной составляющих  $p$  – поляризованного электромагнитного излучения, характеризуемого наличием компоненты электрического поля (21.1) в направлении градиента неоднородности плазмы. Ионы с заданной плотностью  $n_i$  рассматриваются в качестве неподвижного нейтрализующего фона, что соответствует используемому в данной работе приближению электронной плазмы, а эффекты теплового движения и столкновений электронов, не включенные в уравнения (21.2), считаются малыми, хотя их роль в регуляризации особенности плазменного резонанса будет учтена в соответствии с ренормгрупповой процедурой построения нелинейного решения.

Полагая отличными от нуля  $x$  – и  $y$  – компоненты скорости электронов и электрического поля, а также  $z$  – компоненту магнитного поля, после исключения плотности электронов, получим из (21.2) следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\gamma(\partial_t v + av\partial_x v + au\partial_y v) + \frac{a^2 \gamma^3}{c^2} [vu(\partial_t u + av\partial_x u + au\partial_y u) + \\
+v^2(\partial_t v + av\partial_x v + au\partial_y v)] &= P + (au/c)R, \\
\gamma(\partial_t u + av\partial_x u + au\partial_y u) + \frac{a^2 \gamma^3}{c^2} [vu(\partial_t v + av\partial_x v + au\partial_y v) + \\
+u^2(\partial_t u + av\partial_x u + au\partial_y u)] &= Q - (av/c)R, \\
\partial_t P + av\partial_x P + av\partial_y Q - c\partial_y R + \omega_L^2 v &= 0, \\
\partial_t Q + au\partial_x P + au\partial_y Q + c\partial_x R + \omega_L^2 u &= 0, \\
\partial_t R + c\partial_x Q - c\partial_y P &= 0.
\end{aligned} \tag{21.3}$$

где  $a = -2e|B_1(0)|\sin\theta/m\omega_0^2 L$  – безразмерная постоянная, пропорциональная амплитуде магнитного поля  $|B_1(0)|$  в точке плазменного резонанса  $x = 0$ ;  $B_1(0)$  – комплексная амплитуда фурье-компоненты магнитного поля в точке  $x = 0$  на частоте лазера  $\omega_0$ :

$$B_1(0) = |B_1(0)| \exp[i \arg B_1(0)] = \frac{m \omega_0^2 L a}{2|e| \sin \theta} \exp[i \arg B_1(0)]. \quad (21.4)$$

Функции  $v = v_x/a$ ,  $u = v_y/a$  описывают нормированные значения компонент скорости электронов;  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (a^2/c^2)(v^2 + u^2)}$ ;  $P = eE_x/ma$ ,  $Q = eE_y/ma$ ,  $R = eB_z/ma$  – нормированные значения компонент электрического  $\{E_x, E_y, 0\}$  и магнитного  $\{0, 0, B_z\}$  полей,  $\omega_L \equiv \omega_L(x) = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  – электронная ленгмюровская частота плазмы с плотностью  $n_0(x)$ , которая в окрестности плазменного резонанса  $x = 0$  аппроксимируется линейной зависимостью от координаты  $x$ ,  $n_0(x) = (1 + x/L)n_c$ , где критическая плотность  $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$  и  $L$  – характерный масштаб неоднородности плотности. В рассматриваемом нами случае плавной неоднородности плазмы,  $L \gg \delta, 1/k_0$  ( $\delta$  – ширина плазменного резонанса) линейная зависимость от координаты  $x$  справедлива в окрестности резонанса для любого монотонного профиля плотности. Условие слабой неоднородности плазмы  $k_0 L \gg 1$  является также критически важным для эффективного резонансного поглощения.

Рассматриваемая здесь  $p$  – поляризация падающей на плазму электромагнитной волны отвечает отличной от нуля проекции электрического поля на направление градиента пространственной неоднородности плазмы. В этом случае, в окрестности точки  $x = 0$ , где частота колебаний электронов в поле лазерного излучения равна частоте электронных ленгмюровских колебаний плазмы  $\omega_0 = \omega_L$ , происходит резонансное нарастание продольного электрического поля и передача части энергии падающей электромагнитной волны продольным плазменным колебаниям. Поэтому, повторяя рассуждения работ [333, 340], учтем, что наибольший вклад в нелинейные эффекты плазменного резонанса определяется  $x$  – компонентой электрического поля и скорости электронов:

$$v_x \gg v_y, E_x \gg E_y \gg B_z. \quad (21.5)$$

Представляя входящие в (21.3) величины скоростей и полей  $v, u, P, Q, R$  в виде разложения в ряд по гармоникам падающей волны (1), поставим в соответствие каждой из этих величин её фурье-компоненту  $v_n, u_n, P_n, Q_n, R_n$ :

$$\{v, u, P, Q, R\} = \sum_{-\infty}^{\infty} \{v, u, P, Q, R\}_n \exp[-in(\omega_0 t - k_y y)]. \quad (21.6)$$

Используя разложение (21.6), из системы уравнений (21.3) получим следующее уравнение для  $n$ -ой гармоники магнитного поля:

$$\begin{aligned} \partial_{xx} R_n - \frac{\partial_x \varepsilon_n}{\varepsilon_n} \partial_x R_n + \left(\frac{n\omega_0}{c}\right)^2 (\varepsilon_n - \sin^2 \theta) R_n = \frac{ian\omega_0}{c^2} \{v(\partial_x P + \\ + \partial_y Q)\}_n \sin \theta + \frac{\omega_L^2}{c^2} \{av\partial_x(\gamma v) + au\partial_y(\gamma v) + \partial_t(v(\gamma - 1)) - \frac{au}{c} R\}_n - \\ - \frac{a}{c} \{\partial_x(u(\partial_x P + \partial_y Q))\}_n + \frac{a\partial_x \varepsilon_n}{c\varepsilon_n} \{u(\partial_x P + \partial_y Q)\}_n + \\ + \frac{i\omega_L^2}{cn_0} \partial_x \{av\partial_x(\gamma u) + au\partial_y(\gamma u) + \partial_t(u(\gamma - 1)) + \frac{au}{c} R\}_n - \\ - \frac{in\omega_0 \varepsilon_n}{c} \partial_x \left(\frac{\varepsilon_n - 1}{\varepsilon_n}\right) \{av\partial_x(\gamma u) + au\partial_y(\gamma u) + \partial_t(u(\gamma - 1)) + \frac{av}{c} R\}_n. \end{aligned} \quad (21.7)$$

Индекс « $n$ » в (21.7) указывает на взятие  $n$ -ой фурье-компоненты соответствующих функций, где  $\varepsilon_n = 1 - (\omega_L^2)/(n^2\omega_0^2)$  – комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте  $n\omega_0$ . Правая часть уравнения (21.7) отвечает нелинейному источнику генерации гармоник в плазме. В отсутствие нелинейных эффектов (при  $a \rightarrow 0$ ) этот источник исчезает, и уравнение (21.7) переходит в уравнение, описывающее свободное распространение в неоднородной плазме  $p$  –поляризованной электромагнитной волны с частотой  $n\omega_0$ .

Примем во внимание, что зависимость электромагнитных полей и скоростей электронов от координаты  $x$  вдоль градиента плотности вблизи плазменного резонанса обратно пропорциональна величине ширины плазменного резонанса  $\delta \ll L$  и оказывается существенно сильнее зависимости от поперечной координаты  $y$ , которая пропорциональна  $k_y$ :  $\partial_x(\dots) \gg \partial_y(\dots)$ . Кроме того, в рассматриваемом случае слабо неоднородной плазмы с характерным масштабом неоднородности  $L \gg 1/k_0$  можно пренебречь вкладом, пропорциональным градиенту неоднородности в правой части (21.7). Собирая перечисленные условия, приходим к совокупности неравенств, задающих область применимости модели:

$$k_0 L \gg 1, \quad k_y \delta \ll 1, \quad \delta \ll L. \quad (21.8)$$

Учитывая основные допущения и модельные ограничения теории плазменного резонанса, которые задаются неравенствами (21.8) и тем самым определяют иерархию полей и

скоростей вблизи критической плотности (21.5), получим из (21.7) уравнение для амплитуды отраженного от плазмы магнитного поля в вакууме на основной частоте с правой частью, содержащей в качестве источника излучения нелинейный ток, локализованный вблизи критической плотности плазмы. В интересующем нас случае для магнитной составляющей поля на частоте лазера  $\omega_0$  учтем, что при  $n = 1$  в (21.7) наибольший вклад в источник дают резонансные слагаемые  $\sim 1/\varepsilon_1$ , где  $\varepsilon_1 = (i\Delta - x)/L$ .

С учетом неравенств (21.8), для случая  $n \geq 2$ , уравнение (21.7) приобретает вид:

$$\begin{aligned} & \partial_{xx}R_n - \frac{\partial_x \varepsilon_n}{\varepsilon_n} \partial_x R_n + \left(\frac{n\omega_0}{c}\right)^2 (\varepsilon_n - \sin^2\theta)R_n = \\ & = \frac{a}{c} \left\{ ink_y v \partial_x P + k_y \omega_0 v \partial_x (\gamma_0 v) + \frac{k_y \omega_0}{a} \partial_t (v(\gamma_0 - 1)) - \right. \\ & \quad \left. - \partial_x (u \partial_x P) + \frac{i\omega_0}{n} \partial_x \left[ v \partial_x (\gamma_0 u) + \frac{1}{a} \partial_t (u(\gamma_0 - 1)) \right] \right\}_n. \end{aligned} \quad (21.9)$$

При выводе (21.9), как и в предыдущих главах, мы пренебрегли отличием частоты от координаты  $x$   $\omega_L = \omega_0$ , что законно для слабо неоднородной плазмы, в которой ширина плазменного резонанса мала по сравнению с характерным масштабом неоднородности плотности  $L$ . Иерархия компонент электромагнитного поля вблизи критической плотности (21.5) позволяет удержать в правой части (21.9) только члены, пропорциональные  $k_y$ . В результате получаем волновое уравнение с источником в стандартной форме:

$$\partial_{xx}R_n - \frac{\partial_x \varepsilon_n}{\varepsilon_n} \partial_x R_n + \left(\frac{n\omega_0}{c}\right)^2 (\varepsilon_n - \sin^2\theta)R_n = -\frac{4\pi}{c} \left\{ \frac{a}{4\pi} \text{rot} \vec{J}_n \right\}_z, \quad n \geq 2, \quad (21.10)$$

где компоненты нелинейного тока определяются выражением

$$\begin{aligned} \vec{J}_n = & \left\{ v \partial_x P - \frac{i\omega_0}{n} v \partial_x (\gamma_0 v) - \frac{\omega_0^2}{a} (\gamma_0 - 1)v, \right. \\ & \left. u \partial_x P - \frac{i\omega_0}{n} v \partial_x (\gamma_0 u) - \frac{\omega_0^2}{a} (\gamma_0 - 1)u, 0 \right\}_n. \end{aligned} \quad (21.11)$$

При скоростях движения электрона, много меньших скорости света ( $\gamma_0 \rightarrow 1$ ), выражение (21.11) переходит в формулу для тока, полученную при построении нелинейной нерелятивистской теории [340]. Аналогично случаю  $n = 1$ , из уравнения (21.10) и соотношения (21.11) следует, что для вычисления  $n$ -ой гармоники магнитного поля в вакууме необходимо знать нелинейный ток, который определяется найденной нами ранее [349] структурой электрического поля и скорости электронов в области плазменного резонанса:

$$\begin{aligned}
P_0 &= -\frac{A}{1+l^2} (l \cos \chi + \sin \chi), v_0 = -\frac{A}{1+l^2} (l \sin \chi - \cos \chi), x_0 = l - P_0, \\
u_0 &= -AB \sin \theta \left[ \arccos \frac{l}{\sqrt{1+l^2}} \sin \chi - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{k_y^2 e^{2C}}{4} (1+l^2) \right) \cos \chi \right], \\
Q_0 &= -AB \sin \theta \left[ \arccos \frac{l}{\sqrt{1+l^2}} \cos \chi + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{k_y^2 e^{2C}}{4} (1+l^2) \right) \sin \chi \right], \\
v_1 &= v_0 \frac{(1+\frac{1}{4}B^2v_0^2)^{1/2}}{1+\frac{1}{2}B^2v_0^2}, \tau(\chi, l) = \chi - \left( \zeta E(\varphi, k) - \frac{2}{\zeta} F(\varphi, k) - \varphi \right),
\end{aligned} \tag{21.12}$$

где

$$\zeta = \sqrt{4 + B^2(v_0^2 + P_0^2)}, \varphi = \arcsin \frac{P_0}{\sqrt{v_0^2 + P_0^2}}, k = \sqrt{\frac{B^2(v_0^2 + P_0^2)}{4 + B^2(v_0^2 + P_0^2)}}, \tag{21.13}$$

где введены нормированные функции и переменные  $P_0 = \frac{a}{\Delta \omega_0^2} P$ ,  $Q_0 = \frac{a}{\Delta \omega_0^2} Q$ ,  $v_1 = \frac{a}{\Delta \omega_0} v$ ,  $u_0 = \frac{a}{\Delta \omega_0} u$ ,  $x_0 = x/\Delta$ ,  $l = \eta/\Delta$ . Параметр  $\Delta$  определяется либо тепловым движением электронов с тепловой скоростью  $V_T$ , либо малой частотой соударений  $\nu$  частиц в плазме:

$$\Delta = \max\{\nu L/\omega_0 ; (3V_T^2 L/\omega_0^2)^{1/3}\}. \tag{21.14}$$

### 21.3 Амплитуды гармоник в вакууме

Решение неоднородного уравнения (21.10) записывается через фундаментальную систему решений однородного уравнения  $\Psi^+$  и  $\Psi^-$  в следующем виде:

$$\begin{aligned}
R_n(x) &= \alpha_n^+ \Psi_n^+(x) + \alpha_n^- \Psi_n^-(x) + \int_{-\infty}^x d\xi \mathcal{G}(x, \xi) f_n(\xi), \\
\mathcal{G}(x, \xi) &= -\frac{\Psi_n^+(x)\Psi_n^-(\xi) - \Psi_n^+(\xi)\Psi_n^-(x)}{\Psi_n^+(\xi)\Psi_n'^-(\xi) - \Psi_n'^+(\xi)\Psi_n^-(\xi)}, \\
f_n(x) &= \frac{a}{c} \left\{ ink_y \left( vP_x - \frac{i\omega_0}{n} v(\gamma_0 v)_x - \frac{\omega_0^2}{a} (\gamma_0 - 1)v \right) + \right. \\
&\quad \left. + \left[ uP_x - \frac{i\omega_0}{n} v(\gamma_0 u)_x - \frac{\omega_0^2}{a} (\gamma_0 - 1)u \right]_x \right\}_n,
\end{aligned} \tag{21.15}$$

где  $\alpha_n^\pm$  – константы, определяемые граничными условиями для уравнения (21.10) применительно к решению (21.15). Граничные условия, в свою очередь, следуют из вида магнитного поля  $R_n(x)$  при  $x \rightarrow \pm\infty$ :

$$\begin{aligned}
R_n &= \tilde{C}_n^- e^{-i\frac{\omega_0}{c}x\cos\theta}, \quad x \rightarrow -\infty, \\
R_n &= 0, \quad x \rightarrow \infty,
\end{aligned} \tag{21.16}$$

где комплексная амплитуда  $\tilde{C}_n^-$  соответствует волне, отраженной от плазменного слоя.

Решение однородного линейного уравнения при не слишком малых углах  $\theta$ , таких что  $\rho = (\omega_0 L/c)^{2/3} \sin^2\theta > 1$ , в различных областях относительно точки поворота  $x_{n0}$  для гармоники с частотой  $n\omega_0$  имеет вид ( $\sigma_1, \sigma_2$  – некоторые константы):

$$\begin{aligned}
R_n &= -i\mathcal{E}_n \left( \frac{3}{2} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{1/6} \times \\
&\quad \times \left\{ \sigma_1 Ai \left[ -\left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{2/3} \right] + \sigma_2 Bi \left[ -\left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{2/3} \right] \right\}, \quad x < x_{n0}, \\
R_n &= -i\mathcal{E}_n \left( \frac{3}{2} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{1/6} \times \\
&\quad \times \left\{ \sigma_1 Ai \left[ \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{2/3} \right] + \sigma_2 Bi \left[ \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{2/3} \right] \right\}, \quad x > x_{n0}.
\end{aligned} \tag{21.17}$$

где

$$\mathcal{E}_n = \frac{\sqrt{\varepsilon_n}}{\sqrt[4]{\varepsilon_n - \sin^2\theta}}, \quad \mathcal{L}_n^-(x) = \int_x^{x_{n0}} d\tau \sqrt{\varepsilon_n - \sin^2\theta}, \quad \mathcal{L}_n^+(x) = \int_{x_{n0}}^x d\tau \sqrt{\sin^2\theta - \varepsilon_n}. \tag{21.18}$$

Отсюда следует, что равномерно пригодное представление для функций  $\Psi^+$  и  $\Psi^-$  во всей области изменения координаты  $x$  за исключением малой окрестности резонанса высшего порядка (то есть в области, где  $\varepsilon(n\omega_0, x) \approx 0$ ) дается функциями:

$$\begin{aligned}
\Psi_n^+(x) &= \varepsilon_n \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{1/6} \text{Ai} \left[ - \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{2/3} \right], x < x_{n0}, \\
\Psi_n^+(x) &= \varepsilon_n \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{1/6} \text{Ai} \left[ \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{2/3} \right], x > x_{n0}, \\
\Psi_n^-(x) &= \varepsilon_n \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{1/6} \text{Bi} \left[ - \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{2/3} \right], x < x_{n0}, \\
\Psi_n^-(x) &= \varepsilon_n \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{1/6} \text{Bi} \left[ \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^+(x) \right)^{2/3} \right], x > x_{n0},
\end{aligned} \tag{21.19}$$

где точка поворота  $x_{n0}$  гармоники с частотой  $n\omega_0$ , определяемая условием  $\varepsilon(n\omega_0, x_{n0}) = \sin^2\theta$ , в рассматриваемом нами случае не слишком больших углов  $\theta$ , таких, что  $\sin^2\theta < 3/4$ , для всех высших гармоник лежит правее точки плазменного резонанса, т. е.  $x_{n0} > 0$ . Поскольку источник  $f_n(\xi)$  локализован в окрестности плазменного резонанса, то при вычислении функции Грина  $\mathcal{G}(x, \xi)$  следует использовать формулы для  $\Psi_+$ ,  $\Psi_-$  при  $x \approx 0$ . Несложные вычисления дают

$$\Psi_n^+(x)\Psi_n^{-'}(x) - \Psi_n^{+'}(x)\Psi_n^-(x)|_{x=0} = \frac{n\omega_0}{\pi c} \varepsilon_n(x). \tag{21.20}$$

Тогда получаем

$$\begin{aligned}
R_n(x) &= \alpha_n^+ \Psi_n^+(x) + \alpha_n^- \Psi_n^-(x) - \\
&\quad - \frac{\pi c}{n\omega_0} \int_{-\infty}^x d\xi \frac{f_n(\xi)}{\varepsilon_n(\xi)} [\Psi_n^+(x)\Psi_n^-(\xi) - \Psi_n^-(\xi)\Psi_n^+(x)].
\end{aligned} \tag{21.21}$$

Используя условие обращения магнитного поля  $R_n(x)$  в нуль при  $x \rightarrow \infty$  и экспоненциальное затухание функции  $\Psi^+(x)$  для  $x > x_{n0}$ , получим из (21.21) следующее соотношение, определяющее одну из констант  $\alpha_n^-$ :

$$\alpha_n^- = - \frac{\pi c}{n\omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{f_n(\xi)}{\varepsilon_n(\xi)} \Psi_n^+(\xi). \tag{21.22}$$

Другая константа  $\alpha_n^+$  находится с использованием выражения (21.18) при учете асимптотических разложений функций Эйри и условия отсутствия падающей из вакуума на плазму волны с частотой гармоники  $n\omega_0$  ( $n \geq 2$ ) при  $x \rightarrow -\infty$ :

$$\alpha_n^+ = i\alpha_n^-. \tag{21.23}$$

Отсюда следует, что амплитуда отраженной волны  $\tilde{C}_n^-$  описывается формулой

$$\begin{aligned} \tilde{C}_n^- = & - \left( \frac{\pi}{\varepsilon_n^2 \cos \theta} \right)^{1/2} \varepsilon_n \exp \left[ i \left( \frac{\pi}{4} + \frac{n\omega_0}{c} \mathcal{L}_n^-(\infty) \right) \right] \times \\ & \times \text{Ai} \left[ - \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(x) \right)^{2/3} \right] \int_{-\infty}^{\infty} d\xi f_n(\xi) \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(\xi) \right)^{1/6}. \end{aligned} \quad (21.24)$$

Преобразуем подынтегральное выражение в этой формуле, принимая во внимание, что функция источника  $f_n(\xi)$  локализована в области  $\xi \approx 0$ :

$$\begin{aligned} \text{Ai} \left[ - \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(\xi) \right)^{2/3} \right] & \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{3n\omega_0}{2c} \mathcal{L}_n^-(\xi) \right)^{-1/6} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \frac{n\omega_0}{c} \mathcal{L}_n^-(\xi) \right), \\ \sin \left( \frac{\pi}{4} + \frac{n\omega_0}{c} \mathcal{L}_n^-(x) \right) & \approx \sin \left( \frac{\pi}{4} + \frac{n\omega_0}{c} \mathcal{L}_n^-(0) + \frac{n\omega_0}{c} \int_x^0 d\tau \sqrt{\varepsilon_n - \sin^2 \theta} \right). \end{aligned} \quad (21.25)$$

Обозначая  $k_n(x) \equiv \frac{n\omega_0}{c} \sqrt{\varepsilon_n(x) - \sin^2 \theta}$ , перепишем амплитуду  $\tilde{C}_n^-$  с учетом сделанного преобразования:

$$\begin{aligned} \tilde{C}_n^- \approx & - \frac{(c/n\omega_0)^{1/2} \exp \left( i \int_{-\infty}^0 dx k_n(x) \right)}{\sqrt{\varepsilon_n(0) k_n(0) |\cos \theta|}} \left[ \exp \left( 2i \int_0^{x_{n0}} dx k_n(x) \right) \times \right. \\ & \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} dx f_n(x) e^{-ik_n(0)x} + i \int_{-\infty}^{\infty} dx f_n(x) e^{ik_n(0)x} \right]. \end{aligned} \quad (21.26)$$

До сих пор мы рассматривали нормированную величину  $R$  (и соответствующую ей амплитуду  $\tilde{C}_n^-$ ), однако конечная цель заключается в получении формул для магнитного поля  $B_z$  (и амплитуды  $C_n^-$ ). Уравнение для Фурье-компонент  $B_n$  получается из уравнения для  $R_n$  после умножения на  $(at_e/e)$ . При этом связь между амплитудами  $\tilde{C}_n^-$  и  $C_n^-$  такая же, как между  $R_n$  и  $B_n$ . Поэтому, при переходе к формулам для фурье-компонент магнитного поля  $B_z$ ,  $\tilde{C}_n^-$  следует домножить на  $(at_e/e)$ . Используя выражения для диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_n = 1 + \frac{1}{n^2} ((i\Delta - x)/L - 1)$  в  $k_n$ , находим, что

$$\exp \left( 2i \int_0^{x_{n0}} k_n(x) dx \right) = \exp \left[ \frac{4in^3 L \omega_0}{3c} (\cos^2 \theta - 1/n^2)^{3/2} \right]. \quad (21.27)$$

Подставляя конкретные выражения (21.12) для полей  $P$ ,  $Q$  и скоростей  $v$ ,  $u$ , содержащихся в функции источника  $f_n$ , перейдем от переменных интегрирования  $(t, x)$  к переменным



$(\chi, l)$  с якобианом перехода  $D \equiv \partial_\eta \tau \partial_\chi x - \partial_\eta x \partial_\chi \tau$ . Тогда получим следующее выражение для амплитуды гармоники магнитного поля  $B_z$  в вакууме с номером  $n \geq 2$ :

$$C_n^- = \frac{im_e \omega_0^3 \Delta^2 \exp(in \arg R_1(0) - in\pi + \int_{-\infty}^0 k_n(x) dx)}{4\pi e c (\cos^2 \theta - 1/n^2)^{1/2} (1 - 1/n^2)^{1/4} |\cos \theta|^{1/2}} \times \\ \times \left[ \exp\left\{\frac{i4n^3 L \omega_0}{3c} (\cos^2 \theta - 1/n^2)^{3/2}\right\} I_n^- + i I_n^+ \right], \quad (21.28)$$

$$I_n^\pm = \int_{-\infty}^{\infty} dl \int_0^{2\pi} d\chi \exp(in\tau \pm inBx_0 \sqrt{\cos^2 \theta - 1/n^2}) \times \\ \times \left\{ \left[ \partial_\chi (P_0 - \frac{i}{n} \gamma_0 v_1) \partial_l \tau - \partial_l (P_0 - \frac{i}{n} \gamma_0 v_1) \partial_\chi \tau - \right. \right. \\ \left. \left. - (\partial_l \tau \partial_\chi x_0 - \partial_l x_0 \partial_\chi \tau) (\gamma_0 - 1) \right] v_1 \sin \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta - 1/n^2} \times \right. \\ \left. \times \left[ (u_0 \partial_\chi P_0 - \frac{i}{n} v_1 \partial_\chi (\gamma_0 u_0)) \partial_l \tau - (u_0 \partial_l P_0 - \frac{i}{n} v_1 \partial_l (\gamma_0 u_0)) \partial_\chi \tau - \right. \right. \\ \left. \left. - (\partial_l \tau \partial_\chi x_0 - \partial_l x_0 \partial_\chi \tau) (\gamma_0 - 1) u_0 \right] \right\}. \quad (21.29)$$

Наличие двух слагаемых в квадратных скобках в формуле для  $C_n^-$  соответствует двум различным физическим механизмам генерации гармоник. Слагаемое, пропорциональное  $I_n^+$ , описывает волну гармоники, непосредственно излучаемую в вакуум из области плазменного резонанса, а слагаемое, пропорциональное  $I_n^-$  – волне гармоники, излучаемой из области плазменного резонанса вглубь плазмы и выходящей в вакуум после отражения от области более плотной плазмы. Интегралы (21.28) в (21.29) далее вычисляются с использованием системы компьютерной алгебры "Wolfram Mathematica".

#### 21.4 Спектральный состав излучения

Для исследования спектрального состава излучения примем магнитное поле первой гармоники при  $x \rightarrow -\infty$  в виде

$$B_1 = B_0 \cos(k_x x + k_y y - \omega_0 t + \varphi_0) \\ + B_s \cos(-(k_x x - k_y y) - \omega_0 t + \varphi_s), \quad (21.30)$$

где индексы 0 и s обозначают падающую и отраженную волны соответственно. Тогда, исходя из (21.22), интенсивность  $I_n$  гармоники, испускаемой из плазмы и коэффициент отражения  $\mathcal{R}_n$  на частоте  $n\omega_0$  запишутся в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_n &= \left| \frac{C_n^-}{C_1^+} \right|^2 = \frac{k_0 L G_L |\Omega_n|^2}{4\pi^3 A_L^2 (1-1/n^2)(\cos^2\theta - 1/n^2)^{1/2}}, \\ \Omega_n &= \exp\left\{ \frac{4in^3 L \omega_0}{3c} (\cos^2\theta - 1/n^2)^{3/2} \right\} I_n^- + i I_n^+, \\ I_n &= \mathcal{R}_n I_0, \quad C_1^+ = B_0/2. \end{aligned} \quad (21.31)$$

где  $I_0$  – плотность потока падающего на плазму излучения, а  $I_n^\pm$  определяются выражениями (21.29).

Для подробного обсуждения спектров, определяемых формулами (21.31), перейдем на язык параметров лазера и плазмы: угла падения лазерного излучения  $\theta$ , лазерной интенсивности  $I_0$  [Вт/см<sup>2</sup>], масштаба неоднородности  $L$  [ $\lambda$ ], выраженного в длине волны лазерного излучения, и температуры плазмы  $T$  [кэВ]. Исходя из условия построения нелинейного решения уравнения (21.10) с помощью линейных решений однородного уравнения, которые существуют при не слишком малых углах, значение автомодельной переменной  $\rho_{min} \equiv (\omega_0 L/c)^{2/3} \sin^2 \theta_{min} = 1$  может считаться граничным для теории, а  $\theta_{min}$  – минимально допустимым углом падения лазерного излучения на плазму при фиксированных  $\omega_0, L$ .

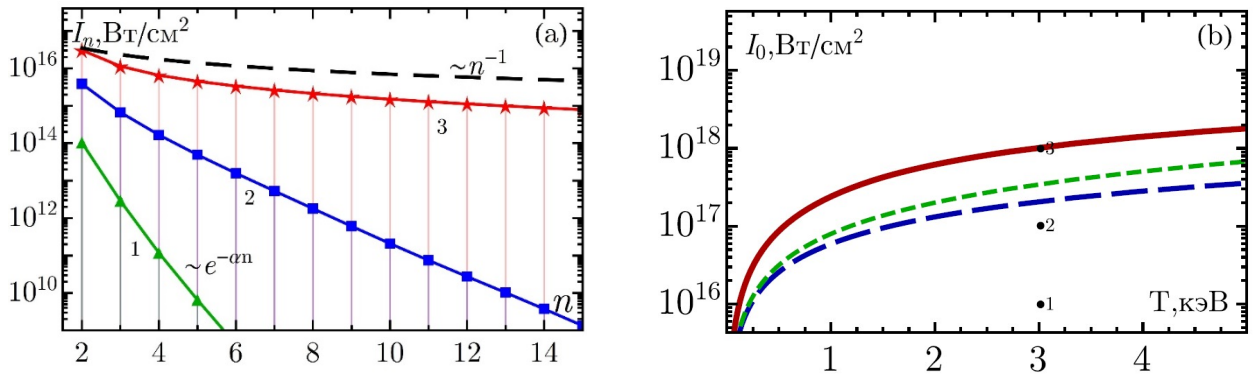


Рисунок 21.1 – (а) Спектры излучения из плазмы, вычисленные для значений плотности потока Nd-лазера  $I_0 = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 1),  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 2),  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 3) при фиксированной температуре плазмы  $T = 3$  кэВ, масштабе неоднородности  $L = 10\lambda$  и угле падения лазера  $\theta_{min} = 14.5^\circ$ . (б) – границы применимости теории на плоскости параметров  $\{T, I_0\}$  для масштаба неоднородности  $L = 10\lambda$ . Сплошная красная кривая обозначает границу опрокидывания в релятивистской гидродинамике с учетом нелинейной перенормировки амплитуды в резонансе. Синяя штриховая линия отвечает релятивистской границе опрокидывания, но без учета нелинейной перенормировки. Зеленая пунктирная кривая соответствует порогу опрокидывания в нерелятивистской теории [340]. Точки 1,2,3 на плоскости параметров  $\{T, I_0\}$  соответствуют кривым 1,2,3 на панели (а)

Ниже, в качестве оценки результатов теории на границе её применимости, мы рассмотрим характеристики излучения из плазмы при углах  $\theta_{min}$  для случая Nd-лазера с

длиной волны  $\lambda = 1.064$  мкм. На рисунке 21.1a представлены зависимости интенсивностей  $I_n$  гармоник отраженного магнитного поля от номера  $n$  при фиксированных значениях масштаба неоднородности  $L$  и температуры  $T$  плазмы для различных значений плотности потока  $I_0$  лазерного излучения, которые соответствуют точкам 1, 2, 3 на параметрической плоскости  $\{T, I_0\}$  рисунка 21.1b.

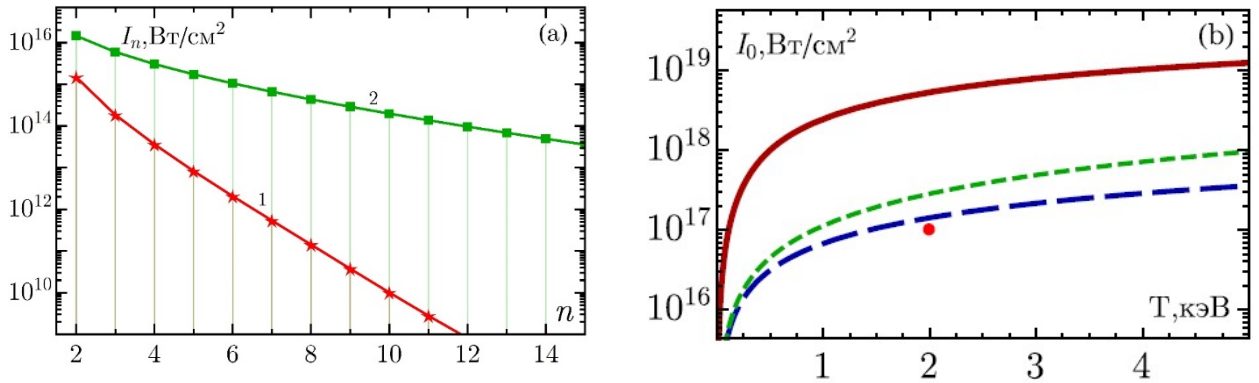


Рисунок 21.2 – Панель (а) – спектры магнитного поля в релятивистской (кривая 1) и нерелятивистской (кривая 2) теориях при  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (Nd-лазер),  $T = 2$  кэВ,  $\theta = \theta_{min}$ , для  $L = 30\lambda$  (см. панель (b)). Панель (b) – границы применимости теории на плоскости параметров  $\{T, I_0\}$  для масштаба неоднородности  $L = 30\lambda$ . Сплошная красная кривая обозначает границу опрокидывания в релятивистской гидродинамике с учетом нелинейной перенормировки амплитуды в резонансе. Синяя штриховая линия отвечает релятивистской границе опрокидывания, но без учета нелинейной перенормировки. Зеленая пунктирная кривая соответствует порогу опрокидывания в нерелятивистской теории [340]

Из сравнения спектров  $I_n(n)$  следует, что с ростом амплитуды поля накачки происходит изменение наклона спектральной кривой, а именно ее выполаживание, которое достигает максимального проявления вблизи границы опрокидывания плазменных колебаний в окрестности резонанса, где формируются спектры излучения, характеризующиеся степенным законом убывания  $I_n$  с ростом номера  $n$ , но более быстрым, чем  $1/n$ . Рисунок 21.2a, где представлены спектральные кривые, полученные с учетом и без учета [340] релятивистских эффектов при фиксированных параметрах  $I_0, \theta, T, L$ , показывает, что за счет насыщения амплитуды поля плазменного резонанса и сдвига границы опрокидывания в область больших лазерных интенсивностей, спектр излучения в релятивистской теории характеризуется более быстрым спаданием гармоник с возрастанием номера  $n$ . Из рисунка 21.2b, где отмечена точка, соответствующая набору параметров для рисунка 21.2a, видно, что эта точка близка к границе опрокидывания в нерелятивистской теории [340] и далека от таковой в построенной здесь релятивистской теории.

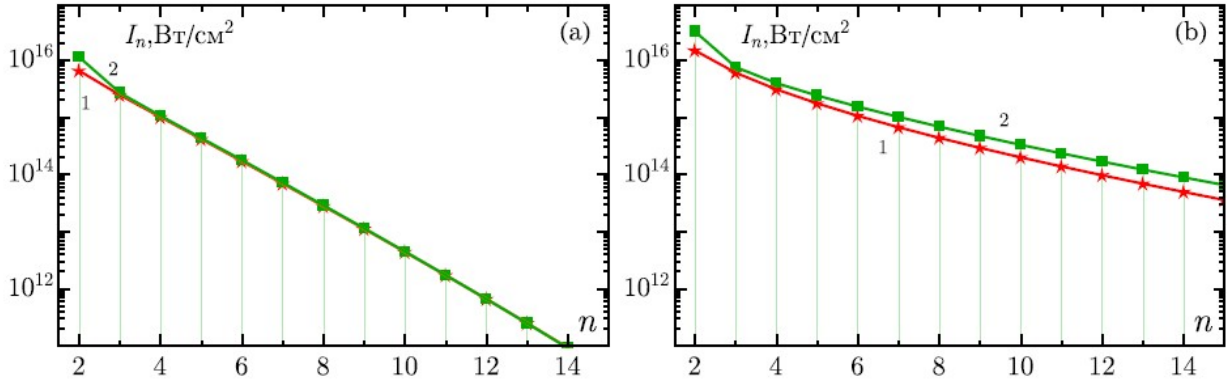


Рисунок 21.3 – Спектры магнитного поля, полученные в нерелятивистской теории [Г7.26] (кривая 1) и в релятивистской теории, но без учета фазовой модуляции (кривая 2) при  $I_0 = 1.3 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (Nd-лазер),  $T = 2$  кэВ,  $\theta = \theta_{min}$ , для  $L = 100\lambda$  (а) и  $L = 30\lambda$  (б)

Подчеркнем, что существенные различия между спектральными кривыми в релятивистской и нерелятивистской [340] теориях являются прямым следствием фазовой модуляции релятивистских плазменных колебаний в окрестности критической плотности плазмы, которая была подробно исследована в предыдущих главах. Учет релятивизма плазменных колебаний приводит к наличию в формулах (21.22) и (21.23) как лоренц-фактора  $\gamma_0$ , так и параметрической зависимости  $\tau$  от  $x$  и  $P$ , отвечающей за фазовую модуляцию колебаний. Чтобы проиллюстрировать значительное влияние именно фазовой модуляции на перестройку спектров при переходе к релятивистской теории, сравним спектры излучения из плазмы в нерелятивистской теории [340] со спектрами, вычисленными с использованием формул (21.28) и (21.29), но без учета фазовой модуляции, т. е. когда  $\tau(\chi, l) = \chi$  и выражения для  $I_n^\pm$  принимают вид:

$$\begin{aligned}
 I_n^\pm = & \int_{-\infty}^{\infty} dl \int_0^{2\pi} d\chi \exp(in\chi \pm inBx_0 \sqrt{\cos^2\theta - 1/n^2}) \times \\
 & \times \left\{ \left[ (\gamma_0 - 1) \partial_l x_0 - \partial_l \left( P_0 - \frac{i}{n} \gamma_0 v_1 \right) \right] v_1 \sin\theta \pm \sqrt{\cos^2\theta - 1/n^2} \times \right. \\
 & \left. \times \left[ (\gamma_0 - 1) u_0 \partial_l x_0 - \left( u_0 \partial_l P_0 - \frac{i}{n} v_1 \partial_l (\gamma_0 u_0) \right) \right] \right\}. \quad (21.32)
 \end{aligned}$$

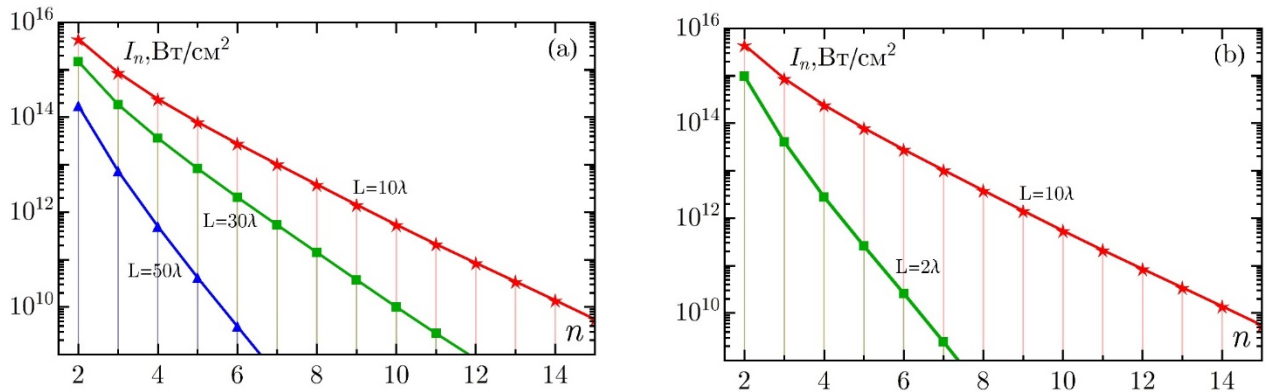


Рисунок 21.4 – Спектральные распределения магнитного поля в вакууме при фиксированной интенсивности поля накачки Nd-лазера  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, угле падения  $\theta = \theta_{min}$  и температуре плазмы  $T = 2$  кэВ для различных значений масштаба неоднородности  $L = 50\lambda$ ,  $L = 30\lambda$ ,  $L = 10\lambda$  – панель (a) и  $L = 2\lambda$ ,  $L = 10\lambda$  – панель (b)

Сравнение показывает (рисунок 21.3) отсутствие существенных различий в величинах интенсивностей гармоник как в случае менее ( $L = 30\lambda$ ), так и в случае более ( $L = 100\lambda$ ) протяженных градиентов неоднородности плазмы (см. также таблицу 21.1). Таким образом, изменение структуры спектра при переходе к релятивистской теории определяется в основном фазовой модуляцией резонансно-усиленных плазменных колебаний.

Изменение зависимости  $I_n(n)$  с ростом характерного масштаба неоднородности плотности плазмы  $L$  представлено на рисунке 21.4. Для сравнительно больших  $L$  (рисунок 21.4a) с увеличением градиента неоднородности наблюдается переход к более плавной зависимости интенсивности  $I_n$  гармоник от номера  $n$ , однако дальнейший рост градиента неоднородности (рисунок 21.4b) приводит к снижению эффективности генерации гармоник и к спектрам с экспоненциальным законом спада, поскольку условие  $k_0 L \gg 1$ , необходимое для реализации механизма плазменного резонанса, выполняется всё менее и менее точно. Такая картина отлична от результатов работ [350-352], где рассматривались относительные масштабы неоднородности  $L/\lambda$  в диапазоне  $0.1 \div 1$  при исследовании эффективности поглощения лазерного излучения и генерации второй гармоники. В частности, величина  $L/\lambda \sim 0.23$  была указана в [350] как наиболее оптимальная для генерации второй гармоники механизмом плазменного резонанса.

Таблица 1 – Отношения интенсивностей гармоник с номерами  $n = 2, 7, 11, 15$ , вычисленных без учета фазовой модуляции ( $\tilde{I}_n$ ) и в нелинейной нерелятивистской ( $I_n^{NR}$ ) теориях при  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (Nd-лазер),  $T = 2$  кэВ

$L$	$\tilde{I}_2/I_2^{NR}$	$\tilde{I}_7/I_7^{NR}$	$\tilde{I}_{11}/I_{11}^{NR}$	$\tilde{I}_{15}/I_{15}^{NR}$
$30\lambda$	2.2	1.5	1.7	1.8
$100\lambda$	1.7	1.0	1.0	0.9

Наша теория показывает, что такие масштабы неоднородности не характерны для проявления механизма плазменного резонанса, хотя используемая модель применима в случае протяженных градиентов  $L/\lambda \gg 1/2\pi$ . Формально мы не можем провести сравнение с [350-352] для  $L/\lambda \sim 0.23$  вследствие условий применимости нашей теории. Однако можно утверждать, что эффект плазменного резонанса как механизм генерации гармоник для столь резких градиентов плотности плазмы  $L \sim \lambda$  перестает эффективно работать.

### 21.5 Угловые зависимости спектров излучения и сравнение с теорией возмущений

До сих пор мы обсуждали предельный для построенной здесь теории генерации гармоник случай  $\rho_{min} = 1$ , когда угол падения лазерного излучения на плазму равен минимально допустимому  $\theta = \theta_{min}$ . Выясним теперь, как меняется спектр с ростом переменной  $\rho$ , или, что то же самое, с ростом угла  $\theta$  при фиксированном масштабе неоднородности плотности  $L$ . Рисунок 21.5а, на котором представлены спектры, вычисленные при различных значениях  $\rho$ , показывает переход от спектров со степенной зависимостью  $I_n \sim n^{-\alpha n}$  вблизи опрокидывания при  $\rho = 1$  к спектрам, характеризующимся экспоненциальным законом спада  $I_n \sim \exp(-\alpha n)$ ,  $\alpha > 1$ , который достигается уже при  $\rho \approx 2$ .

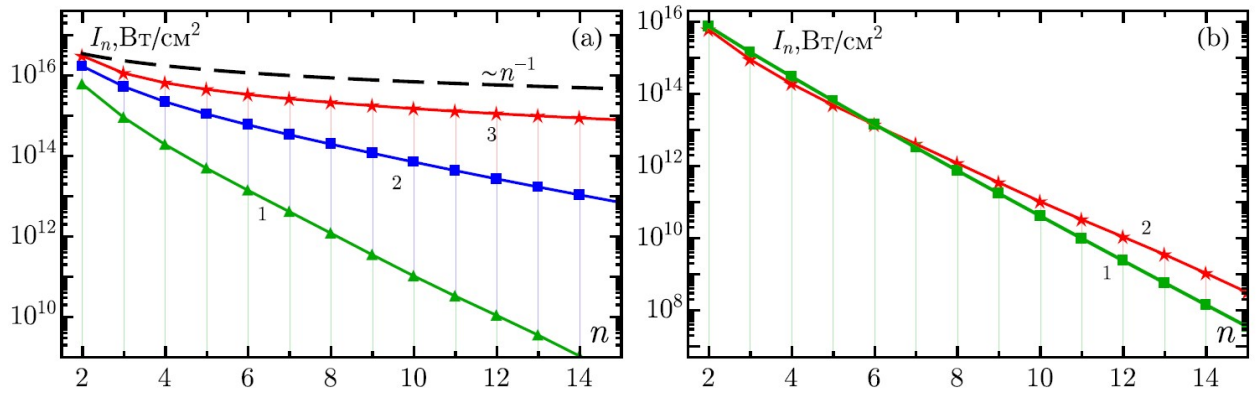


Рисунок 21.5 – Панель (а) – спектры магнитного поля в вакууме при различных значениях автомодельной переменной  $\rho$ : кривая 1 –  $\rho = 2(\theta = 21^\circ)$ , кривая 2 –  $\rho = 1.5(\theta = 18^\circ)$ , кривая 3 –  $\rho = 1(\theta = 14.6^\circ)$ . Панель (b) – спектры, полученные в теории возмущений [335] (кривая 1) и в релятивистской теории (кривая 2) для  $\rho=2$ . Рисунок отвечает фиксированным  $I_0 = 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> (Nd-лазер),  $T = 3$  кэВ,  $L = 10\lambda$

Такая картина при увеличении  $\rho$  (или, что то же самое, угла  $\theta$ ) возникает вследствие уменьшения коэффициента резонансного поглощения  $G(\rho)$  падающего электромагнитного излучения на основной частоте. При значениях  $\rho \approx 2$  теория возмущений [335] дает заметно заниженные значения интенсивностей гармоник только начиная с номеров гармоник  $n \approx 10$  (см. рисунок 21.5b). Поэтому при  $\rho \gtrsim 2$  уместно использовать релятивистскую теорию при оценке высших гармоник излучения с номерами  $n \gtrsim 10$ . Теперь проанализируем связь построенной здесь теории со слабо нелинейной теорией генерации гармоник. Авторы статьи [334] отмечали слабую зависимость эффективности генерации второй гармоники от ширины плазменного резонанса (эффективной частоты столкновений), когда нелинейные эффекты малы. Покажем, что это действительно так.

Таблица 2 – Значения интенсивностей второй гармоники, вычисленные по теории возмущений  $I_2^{PT}$  и в релятивистской теории  $I_2$  для различных плотностей потоков Nd-лазера  $I_0$  при  $L = 10\lambda$ ,  $T = 3$  кэВ и  $\theta = \theta_{\min}$

$I_0$ , Вт/см <sup>2</sup>	$I_2^{PT}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$I_2$ , Вт/см <sup>2</sup>
$10^{16}$	$10^{14}$	$10^{14}$
$10^{17}$	$4 \times 10^{16}$	$4 \times 10^{15}$
$10^{18}$	$10^{18}$	$3 \times 10^{16}$

В таблице 2 представлено сравнение интенсивностей второй гармоники, полученных в рамках теории возмущений [335] и рассчитанных с использованием нашей теории. Видно, что при умеренных плотностях потока лазерного излучения  $I_0$  нелинейность слабо влияет на генерацию второй гармоники, однако с ростом  $I_0$ , т. е. с приближением к границе опрокидывания, отличие нарастает: теория возмущений дает существенно завышенные значения интенсивностей второй гармоники. С другой стороны, в [334] было показано, что предел применимости слабо нелинейной теории находится значительно ниже порога опрокидывания.

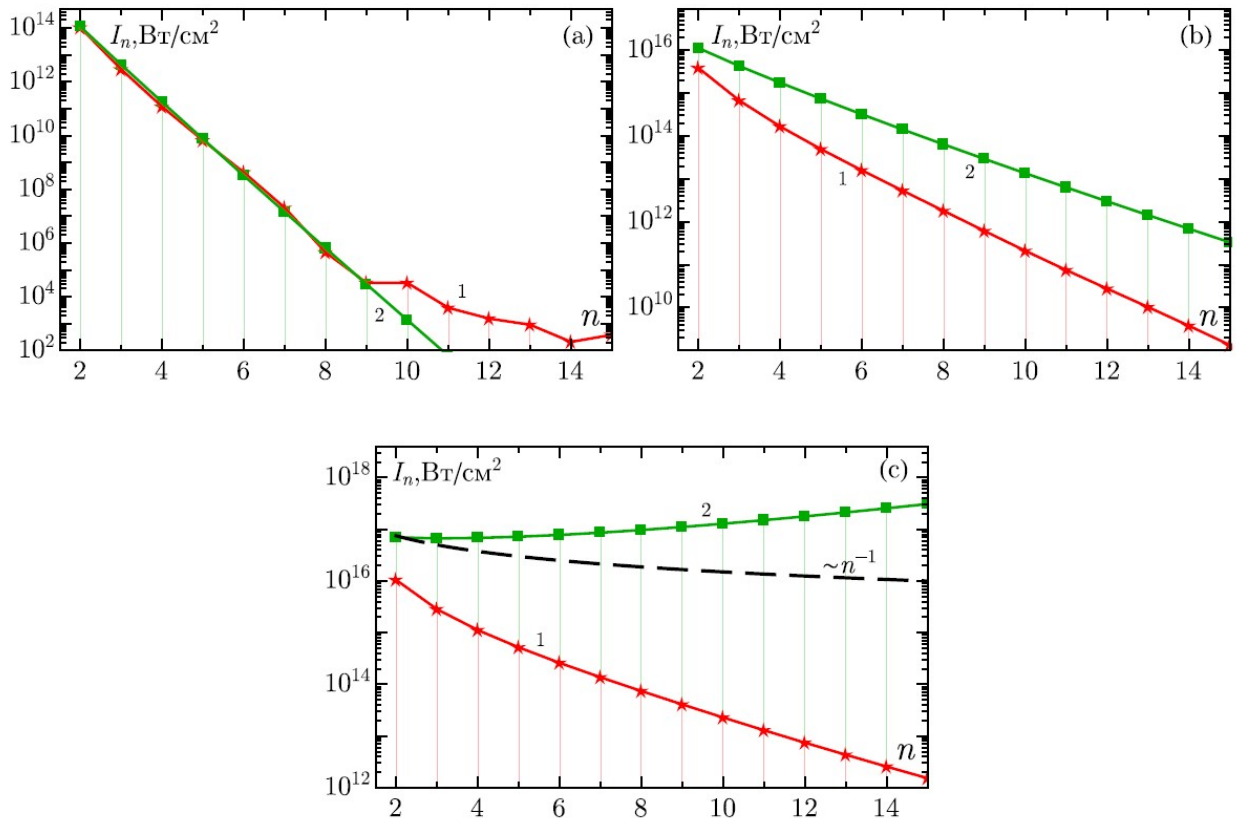


Рисунок 21.6 – Спектры магнитного поля в вакууме, полученные в релятивистской теории (1) и в теории возмущений [Г7.21] (2) для различных интенсивностей Nd-лазерного излучения:  $I_0 = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> (а),  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (б),  $I_0 = 2.5 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (с).

Графики построены при фиксированных  $T = 3$  кэВ,  $L = 10\lambda$ ,  $\rho = 1$

Авторы [334] сформулировали критерий малости нелинейности, который формально задает пределы применимости теории возмущений для оценки эффективности генерации второй гармоники:

$$\left| \frac{eH_0 \sin\theta}{2mc\omega_0\beta} \right| < \left( \frac{\beta}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (21.33)$$



где  $H_0$  – амплитуда магнитного поля в точке плазменного резонанса,  $\beta = \sqrt{T_e/mc^2}$ ,  $\rho_0 = \omega_0 L/c$ . В терминах интенсивности лазерного излучения  $I_0$ , для набора параметров из таблицы 1, это условие эквивалентно неравенству  $I_0 < 5 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако, как показывает таблица 1, при  $I_0 = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> теория возмущений всё еще дает значения  $I_2^{PT}$ , совпадающие со значениями из релятивистской теории. Таким образом, слабо нелинейная теория генерации второй гармоники дает хорошую оценку эффективности генерации даже за пределами формальной применимости теории.

В завершение приведем сравнение эффективности генерации высших гармоник при различных плотностях потока лазерного излучения (рисунок 21.6). При малых и умеренных интенсивностях  $I_0$  лазерного поля результаты слабо нелинейной теории [335] совпадают с результатами релятивистской теории до номеров гармоник  $n \approx 10$  (рисунок 21.6a). Затем, с ростом интенсивности поля лазерной накачки, теория Владимирского-Силина начинает существенно завышать значения амплитуд гармоник (рисунок 21.6b). Наконец, в области параметров лазерно-плазменной системы, при которых существенны эффекты релятивизма в окрестности плазменного резонанса, наблюдается расходимость ряда теории возмущений (рисунок 21.6c), и последняя уже не может претендовать на сколько-нибудь удовлетворительную оценку интенсивностей  $I_n$  гармоник лазерного излучения в вакууме.

## 21.6 Выводы

В данной главе развита аналитическая теория генерации гармоник в неоднородной плазме, использующая представление об электромагнитном поле в области плазменного резонанса как об эффективном источнике их возбуждения. Выражения, определяющие эффективность генерации гармоник при больших углах падения лазерного излучения ( $\rho > 1$ ), получены с учетом релятивистской нелинейности электромагнитных полей и скоростей электронов в окрестности критической плотности плазмы. Вычислен нелинейный ток, определяющий источник генерации электромагнитных полей, излучаемых плазмой в вакуум, рассчитаны спектральные и угловые характеристики вторичного излучения. Продемонстрирован эффект выполаживания спектральной кривой с ростом плотности потока лазерного излучения, который является следствием учета как нерелятивистской нелинейности движения электронов плазмы, так и релятивистской нелинейности. Пологие спектры высших гармоник при умеренных интенсивностях лазерного излучения наблюдались экспериментально, например, в [330]. Поскольку значительное выполаживание спектров соответствует сильно нелинейной моде

плазменных колебаний, экспериментально наблюдаемое усиление высших гармоник может указывать на приближение к режиму опрокидывания колебаний электронной компоненты плазмы.

Что касается абсолютных величин интенсивностей  $I_n$  гармоник с различными номерами, то здесь сравнение результатов релятивистской и нерелятивистской [340] теорий при фиксированной плотности потока лазерного излучения  $I_0$  показывает, что в области сильной нелинейности нерелятивистская теория существенно – на порядки – завышает значения  $I_n$ . Мы показали, что понижение эффективности генерации гармоник при переходе к релятивистской теории связано с эффектом подавления релятивистски-нелинейного резонансного поглощения, который, в свою очередь, является следствием фазовой модуляции релятивистских плазменных колебаний. В таблице 3 приведены значения отношений интенсивностей гармоник с номерами  $n = 2, 5, 12, 15$ , демонстрирующие отличия в интенсивностях, вычисленных в релятивистской и нерелятивистской [340] теориях (физические параметры соответствуют рисунку 21.2).

Таблица 3 – Отношения интенсивностей гармоник с номерами  $n = 2, 7, 11, 15$ , полученные в релятивистской теории ( $I_n$ ) и нелинейной нерелятивистской теории [340] ( $I_n^{NR}$ ) при  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T = 2$  кэВ и  $\theta = \theta_{\min}$

$L$	$I_2/I_2^{NR}$	$I_7/I_7^{NR}$	$I_{11}/I_{11}^{NR}$	$I_{15}/I_{15}^{NR}$
$30\lambda$	$10^{-1}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-7}$

Согласно построенной теории гармоник высшего порядка генерируются наиболее эффективно вблизи порога опрокидывания плазменных колебаний при характерных масштабах неоднородности плотности плазмы  $L \sim 10\lambda$ . В сильно нелинейном режиме формируются медленно затухающие энергетические спектры  $I_n \propto n^{-\alpha}$ ,  $\alpha > 1$ . Это происходит уже при интенсивностях поля лазерной накачки, которые по современным стандартам можно назвать небольшими или умеренными (от  $I_0 = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> для Nd-лазера), в отличие от результатов работ [353, 354], где формирование степенных спектров вторичного излучения из плазмы соответствует релятивистской и ультрарелятивистской интенсивностям лазерного излучения.

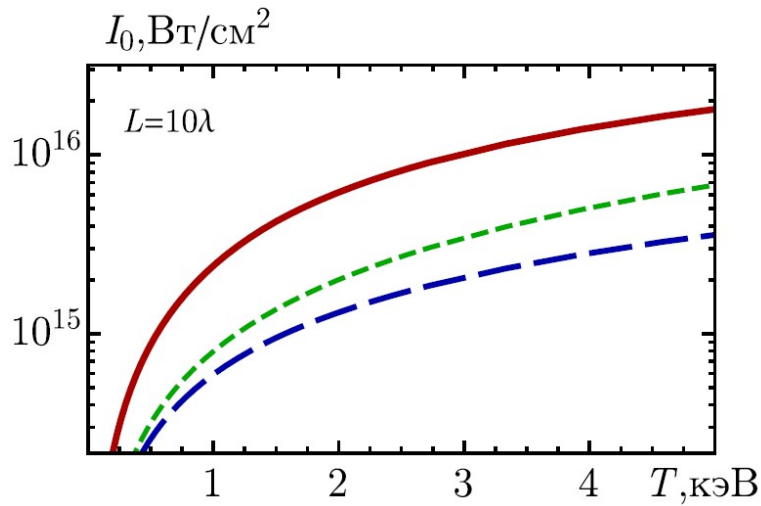


Рисунок 21.7 – Область применимости теории (гидродинамической модели) на плоскости параметров  $\{T, I_0\}$  для  $\text{CO}_2$  –лазера и масштаба неоднородности плотности плазмы  $L = 10\lambda$ . Сплошная красная кривая обозначает границу опрокидывания в релятивистской гидродинамике с учетом нелинейной перенормировки на амплитуду поля плазменного резонанса. Синяя штриховая линия отвечает релятивистской границе опрокидывания, но без учета нелинейной перенормировки. Зеленая пунктирная кривая соответствует порогу опрокидывания в нерелятивистской теории [340]. Угол падения равен минимальному  $\theta = \theta_{min} = 14.5^\circ$

Мы проанализировали формальное условие слабой нелинейности, рассчитанное в [334] и показали, что оно не выполняется для рассматриваемых параметров лазерно-плазменной системы. Например, в случае неодимового лазера, как следует из [334], область применимости слабо нелинейной теории генерации второй гармоники описывается неравенством  $I_0 < 5 \times 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> для  $L = 10\lambda$ ,  $T = 3$  кэВ, и находится за пределами интересующего нас диапазона интенсивностей лазера  $I_0 \simeq 10^{17} \div 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом оценка интенсивности второй гармоники при небольших лазерных интенсивностях до  $I_0 \simeq 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> по теории возмущений [335] не отличается от интенсивностей, рассчитанных в рамках релятивистской теории (см. таблицу 21.1). Этот результат подтверждает вывод в [334] о слабой зависимости эффективности генерации второй гармоники от ширины резонанса (эффективной частоты столкновений) в области малой нелинейности. Однако дальнейший рост интенсивности лазерного поля приводит к существенной разнице между интенсивностью  $I_2^{PT}$  второй гармоники, вычисленной в [334] и интенсивностью  $I_2$ , полученной в рамках релятивистской теории. А именно, теория возмущений дает существенно завышенные значения  $I_2^{PT}$ . Аналогичный вывод следует из сопоставления спектров высших гармоник, полученных в нашей теории, со спектрами в слабо нелинейной теории [334]. Вследствие расходимости ряда теории возмущений [335] можно говорить о ее неприменимости для оценки интенсивностей высших гармоник в области лазерно-плазменных параметров, где сильна нелинейность. В случае Nd-лазера

эта область соответствует интенсивностям  $I_0 \approx 5 \times 10^{16} \div 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> при характерных масштабах неоднородности  $L \approx 10\lambda$ .

Результаты представленной здесь теории хорошо согласуются с медленно убывающими спектрами гармоник CO<sub>2</sub> –лазера, наблюдаемыми в экспериментах [330]. Действительно, как показано на рисунке 21.7, при интенсивности CO<sub>2</sub> –лазера  $I_0 \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> и температуре электронов  $T \approx 1$  кэВ, нелинейные эффекты в окрестности критической плотности настолько сильны, что могут привести к опрокидыванию плазменных колебаний. Вблизи такой интенсивности наша теория предсказывает спектры гармоник, характеризующиеся слабой зависимостью от  $n$ . Так, для интенсивностей падающего излучения  $I_0 \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $L = 10\lambda$  и  $T \approx 1$  кэВ получаем  $I_2/I_3 \approx 2$ ,  $I_3/I_4 \approx 1.7$  и  $I_5/I_6 \approx 1.4$ , что соответствует экспериментальным результатам [Г7.16]. В случае, когда  $I_0 \approx 10^{14} \div 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, наша теория дает  $I_2/I_3 \approx 9$ ,  $I_3/I_4 \approx 6.5$  и  $I_5/I_6 \approx 5$ , что хорошо согласуется с [327], где уменьшение энергии гармоник с ростом  $n$  оценивалось как  $I_n/I_{n+1} \approx 6$ .

## 22 Разработка и синтез лазерных мишеней капсульного типа (ВНЕБЮДЖЕТ)

В настоящее время собрано значительное количество экспериментальных данных по исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом при использовании традиционных газовых мишеней – газовых ячеек и профилированных сопел.

Газовые струи чаще упоминаются в работах по генерации экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучения при фокусировке на мишени лазерных импульсов наносекундной длительности. В качестве источника струи газа могут применяться одиночные импульсные сопла с оптимизированным профилем поперечного сечения [355]. Характерный размер отверстия сопла в наиболее узкой части составляет несколько сотен микрометров. Одиночное коническое сопло, работающее на азоте, позволяет получить линейчатый МР спектр с яркой линией на длине волны 2,9 нм [356]. В усовершенствованных вариантах таких мишеней плотность в струе может быть повышена за счет обжата потока более легким газом, истекающим из расположенного соосно с основным вспомогательного сопла кольцеобразного выходного сечения [357-359]. Также известен вариант мишени со столкновением двух струй газа, истекающих из близко расположенных под углом друг к другу сопел [360].

Газовые ячейки применяются в экспериментах по генерации в газах высоких гармоник лазерного излучения. Для этих целей применяются, в частности, ячейки с прозрачным для фокусируемого лазерного импульса входным окном. Фокусировка осуществляется в область вблизи задней стенки, в которой либо может быть выполнено малое отверстие для прохождения импульса и гармоник, либо отверстие пробивается в тонкой задней стенке сфокусированным импульсом [361].

Однако значительный интерес представляет исследование физики взаимодействия лазерного излучения с газами в широком диапазоне давлений и с резкой границей раздела газ-вакуум. Для реализации такой возможности были разработаны и изготовлены мишени капсульного типа с тонкопленочным (толщина порядка 100 нм) разрушаемым лазерным излучением окном. Таким образом, реализован новый тип лазерных мишеней - газовая мишень с чрезвычайно резкой границей между газом и вакуумом, то есть с шириной границы, не превышающей длины перетяжки пучка лазерного излучения, в результате чего эффекты взаимодействия лазерного импульса с газом преобладают над эффектами взаимодействия лазерного импульса с веществом входного окна газовой мишени. Металлическая пленка выполнена из разрушаемого лазерным излучением материала толщиной не более 0,2 мкм, способная выдержать давление, по крайней мере, в 1 атм, при

этом количество вещества пленки, разрушаемой лазерным излучением, не превышает количество вещества газового содержимого камеры.

### **22.1 Изготовление лазерных мишеней капсульного типа**

В качестве тонкопленочной мембраны для входного окна использовалась многослойная структура Mo/ZrSi<sub>2</sub> толщиной 190 нм. Выбор данной структуры был обоснован проведенными ее более высокой механической прочностью [362] по сравнению с многослойными свободновисящими пленками из материалов с меньшим атомным номером, которые более оптимальны для проведения спектральных исследований. В данном случае была важна демонстрация возможности создания в капсуле давления выше атмосферного. Мембрана была изготовлена по освоенной в ИФМ РАН методике изготовления большеапертурных тонкопленочных фильтров ЭУФ излучения, включающей в себя этапы магнетронного напыления пленки и жертвенного слоя на подложку, удаления жертвенного слоя в процессе жидкостного травления с отделением пленки от подложки и вылавливания пленки на рамку.

Предложена конструкция мишени в виде отрезка цилиндрической латунной трубки с внешним диаметром 2 мм и толщиной стенки 0.3 мм. Длина отрезка трубки составляла 12.5 мм, что удобно с точки зрения манипуляций с мишенью при испытании прочностных характеристик тонкопленочного окна, а в дальнейшем и в экспериментах по изучению спектров таких мишеней в ЭУФ диапазоне.

Набор мишеней (около 60 штук) был изготовлен групповым способом. Заготовки трубок устанавливались вертикально в шаблон, представляющий собой набор плотно расположенных отверстий в пластине – каждая заготовка будущей мишени (трубка длиной 12.5 мм) помещалась в свое отверстие, концы трубок выступали над пластиной. На торцевые части трубок наносился тонкий слой эпоксидного клея, после чего данная сборка на стенде приводилась в соприкосновение с пленочной мембраной, которая оказывалась, таким образом, герметично приклеенной к торцевым частям трубок. После отверждения эпоксидного клея мембрана разрушалась в промежутках между трубками и сборка разделялась на отдельные готовые мишени. Фотографии набора капсульных мишеней до приклейки мембраны, а также до и после ее разрушения в промежутках между трубками представлены на рисунке 22.1.

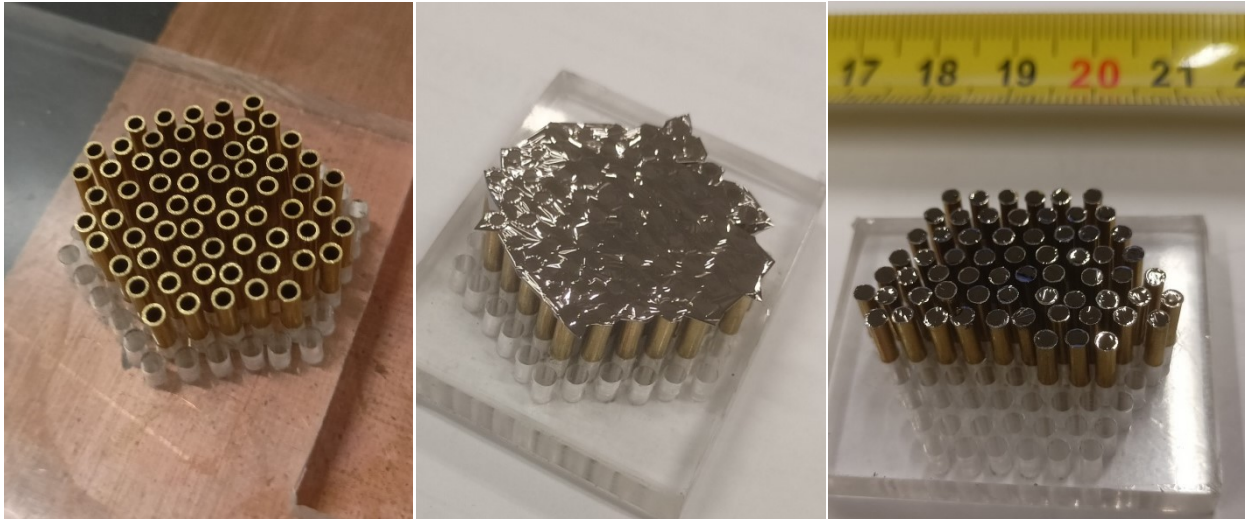


Рисунок 22.1 - Фотография этапов изготовления капсульных мишеней

## 22.2 Исследование физико-механических свойств лазерных мишеней капсульного типа

Исследование физико-механических свойств проводилось с целью установления предельного уровня давления в капсуле, которое еще не приводит к разрыву пленочного окна. Знание упругих характеристик пленочных мембран может быть, с одной стороны, получено из экспериментов по снятию зависимости прогиба мембраны от приложенного давления, а с другой стороны, оно необходимо для выбора материала окна, его толщины и диаметра, обеспечивающих возможность работы при требуемом уровне давления. Эксперименты по измерению упругих модулей материалов тонкопленочных мембран, в том числе и для пленок использованного в данной работе состава, были выполнены нами ранее [362]. Они позволили оценить биаксиальный модуль Юнга  $Y$ , определяемый как  $Y = E/(1-\mu)$  (где  $E$  – модуль Юнга,  $\mu$  - коэффициент Пуассона), величиной  $Y = 3 \cdot 10^{11}$  Па. Пользуясь полученными в рамках несколько нестрогого подхода формулами, приведенными в [362], можно записать связь между приложенным к пленке давлением  $p$  и возникшим в материале механическим напряжением  $\sigma$  в виде:

$$p = \frac{4 \cdot d}{a} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma^3}{Y}} \quad (22.1)$$

где  $a$  – радиус пленки,  $d$  – ее толщина.

Оценим значение  $\sigma$ , при котором возможно разрушение пленки, величиной  $Y/200$  – такое соотношение предела прочности и упругого модуля характерно для металлов. Тогда для толщины мембраны  $d = 190$  нм и радиуса  $a = 0.7$  мм получим предельное значение давления, которое может выдержать образец, на уровне  $1.6 \cdot 10^5$  Па.

Для экспериментальной проверки способности пленочного окна капсульной мишени выдерживать перепад давлений более 1 атм. был собран тестовый стенд (рисунок 22.2), подключаемый к магистрали сжатого воздуха и имеющий в своем составе буферную емкость, запорную арматуру для плавной подачи и выпуска воздуха, фланец для установки тестируемого образца (вакуумное уплотнение обеспечивалось по внешней поверхности цилиндра с помощью резинового кольца круглого сечения) и стрелочный манометр с пределом измерения 1.5 атм.



Рисунок 22.2 - Стенд для испытания мишеней перепадом давлений

Было протестировано три образца, и все они выдержали перепад давлений в 1.5 атм. без разрушения. Фотография образца в процессе измерений представлена на рисунок 22.3.





Рисунок 22.3 - Фотография стенда с образцом и поданным давлением на уровне 1.5 атм

**Таким образом, в рамках НИР был изготовлен набор капсульных мишеней с мембраной из  $\text{Mo/ZrSi}_2$  толщиной 190 нм и диаметром выходного окна 1,4 мм. На собранном экспериментальном стенде была проверена способность изготовленных капсульных мишеней выдерживать давление не менее 1.5 атм.**

## 23 Разработка системы контроля пространственной однородности спектральной фазы лазерного импульса (ВНЕБЮДЖЕТ)

Качество лазерного пучка зависит от его временных и пространственных свойств, поэтому, чтобы определить качество лазера и достичь его наилучших характеристик, необходимо охарактеризовать пространственно-временные связи в пучке. Пространственные неоднородности спектральной фазы могут возникать по мере прохождения излучения по схеме лазера. Так, ошибки в юстировке решеток стретчера или компрессора могут вызвать угловой чирп лазерного импульса, а ошибки поверхности решеток приводят к сложным пространственно-временным искажениям. Также хроматические aberrации в линзах приводят к возникновению радиальной групповой задержки.

Из-за пространственной неоднородности спектральной фазы может увеличиваться размер пятна фокусировки, а также длительность импульса в фокусе. Следовательно, точное измерение и контроль пространственной спектральной фазы имеет решающее значение для достижения максимальной пиковой интенсивности лазерного импульса.

В последние годы эта область активно развивается, и разработан ряд методов, каждый из которых имеет свои ключевые преимущества и недостатки. В большинстве методов пространственно-временная диагностика осуществляется путем сравнения исследуемого импульса с эталонным импульсом от другого источника или с самим исследуемым импульсом. В этих подходах пространственно зависящая спектральная фаза обычно восстанавливается до произвольной спектральной фазы, которая соответствует фазе опорного импульса или фазе тестируемого импульса в опорной точке. Например, в методе STRIPED FISH (Spatially and Temporally Resolved Intensity and Phase Evaluation Device: Full Information from a Single Hologram) [363], спектрально отфильтрованные копии тестируемого импульса и эталонного импульса создают интерференционную картину на камере, что позволяет восстановить их пространственную разность фаз на отфильтрованных частотах. В методе TERMITES (Total E-field Reconstruction using a Michelson Interferometer's Temporal Scan) [364] тестовый импульс интерферирует с опорным импульсом, генерируемым небольшой частью самого тестового импульса после отражения от сферического зеркала, которое является одним из зеркал интерферометра. Пространственная интерференция регистрируется как функция задержки между двумя импульсами, далее при помощи преобразования Фурье генерируется частотно-зависимая интерференция. Также для спектрального разрешения можно использовать мультиспектральную камеру [365], которая сама по себе обеспечивает спектральное разрешение благодаря массиву фильтров, расположенных перед матрицей. Если ее использовать в качестве камеры датчика волнового фронта, она позволит обеспечивать измерения волнового фронта со спектральным

разрешением. В работе [366] для измерения пространственно-спектрального электрического поля, фемтосекундный лазерный импульс был спектрально модулирован при помощи эталона Фабри-Перо, после чего спектральные компоненты были пространственно разделены при помощи пары дифракционных решеток, что позволило проводить мультиспектральные измерения волнового фронта.

Для измерения пространственных неоднородностей спектральной фазы мы использовали метод измерения пространственной фазы с частотным разрешением при помощи полосовых фильтров. Суть данного метода заключается в следующем, излучение с искажениями делится на несколько пучков при помощи светоделителей. Далее в каждом из каналов излучение проходит через полосовой фильтр для выделения нужной спектральной полосы, и направляется на датчик волнового фронта. Таким образом реализуется система измерения пространственной неоднородности спектральной фазы при помощи датчиков волнового фронта, которая позволяет делать измерения за один выстрел лазера, что важно при работе на лазерных системах с низкой частотой повторения. Также преимуществом данного метода является простота реализации и возможность увеличить спектральное разрешение без сложной перестройки схемы.

На рисунке 23.1 приведена схема эксперимента. Лазерный импульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью порядка 60 фс, после прохождения оптического компрессора масштабировался до апертуры порядка 1 см при помощи телескопа, состоящего из линз L1-L2, и направлялся на систему светоделителей (BS1-BS2), делящую исходный пучок на три отдельных канала. Далее в каждом из каналов располагались полосовые оптические фильтры BF1-BF3 с полосой пропускания 895 нм $\pm$ 10 нм, 910 нм $\pm$ 10 нм и 925 нм $\pm$ 10 нм соответственно, которые позволяли выделить узкий спектральный диапазон. После прохождения фильтров излучение направлялось на датчики волнового фронта (WFS1-WFS3) гартмановского типа. В результате каждый датчик волнового фронта измерял искажения волнового фронта в своем узком спектральном диапазоне.

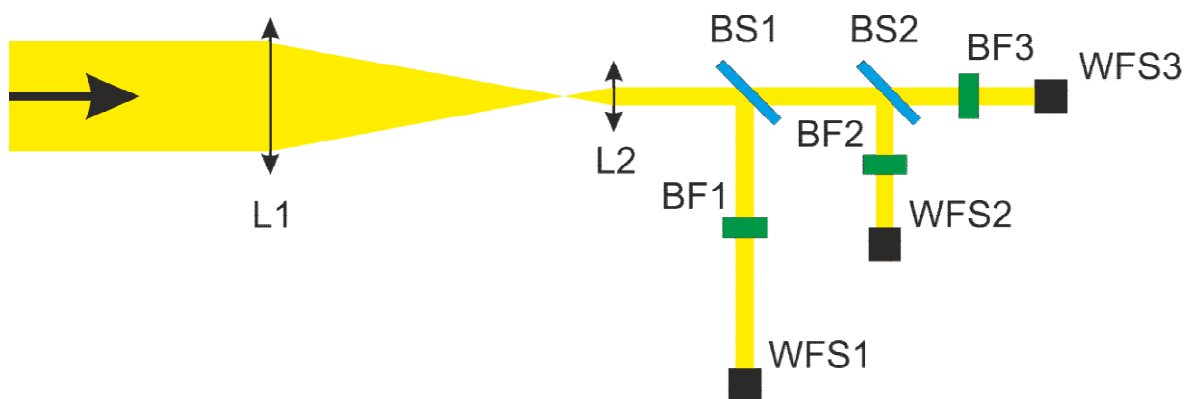


Рисунок 23.1 - Схема эксперимента. L1-L2 – линзы телескопа тракта измерения волнового фронта. BS1-BS2 – светоделители, WFS1-WFS3 – датчики волнового фронта, BF1-BF3 – полосовые фильтры

В ходе экспериментов было проведено измерение пространственной неоднородности спектральной фазы лазерных импульсов. Измерение проводилось на длинах волн 895 нм, 910 нм и 925 нм. В ходе эксперимента была снята серия из 4 выстрелов, в каждом из которых проводились измерения волнового фронта на трех длинах волн. Усредненные по 4 выстрелам результаты измерения волнового фронта со спектральным разрешением приведены на рисунке 23.2. Центральные вертикальные сечения измеренных волновых фронтов приведены на рисунке 23.3.

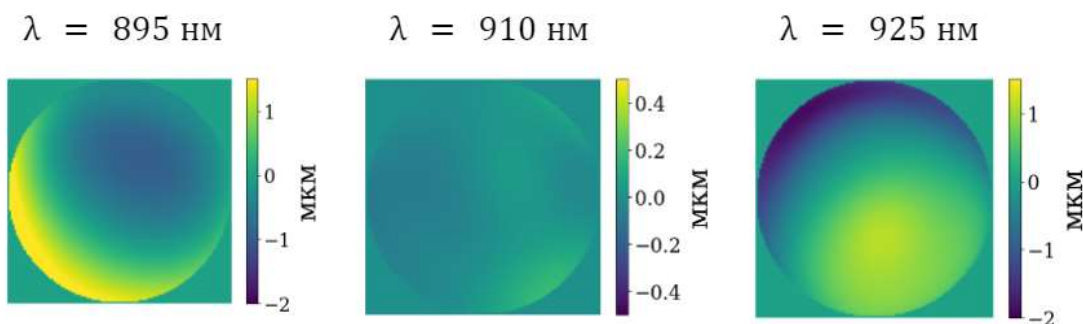


Рисунок 23.2 - Усредненные по 4 выстрелам результаты измерения волнового фронта со спектральным разрешением

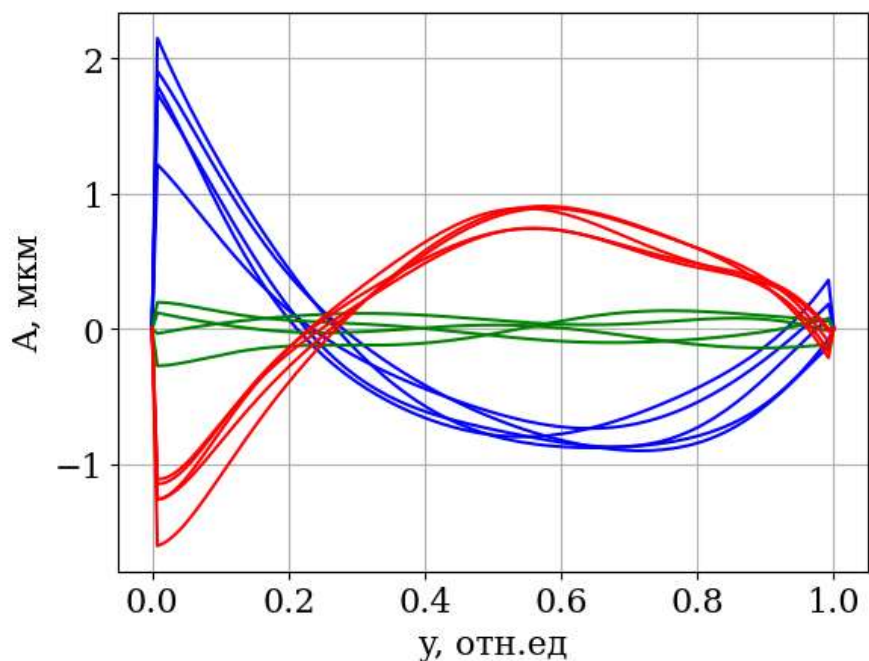


Рисунок 23.3 - Центральные вертикальные сечения измеренных волновых фронтов. Красные кривые – для длины волны 895 нм, зеленые кривые – для длины волны 910 нм, синие кривые – для длины волны 925 нм

Форма волновых фронтов рисунок 23.2 и рисунок 23.3 показала наличие в системе разных искажений волнового фронта на разных длинах волн, то есть наличие хроматических aberrаций. Детальный анализ экспериментальной схемы показал, что основной вклад в искажения вносила линза телескопа канала измерения волнового фронта. Данная линза была заменена на ахроматическую, и измерения проведены повторно. Повторные измерения приведены в таблице 2.

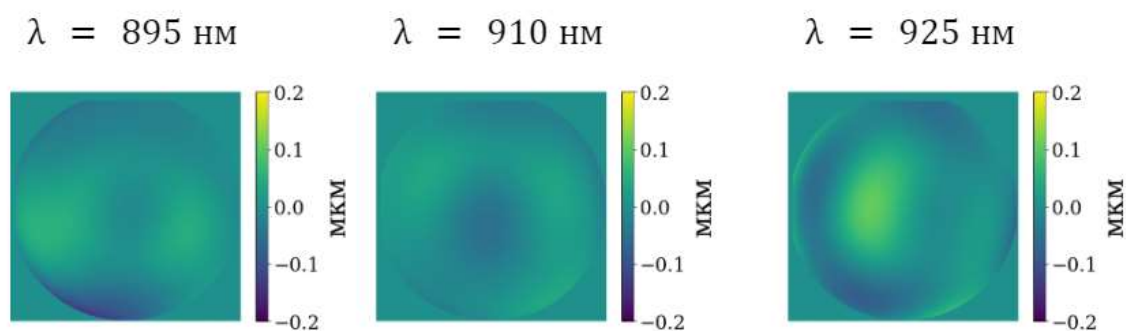


Рисунок 23.3 - Усредненные по 4 выстрелам результаты измерения волнового фронта со спектральным разрешением

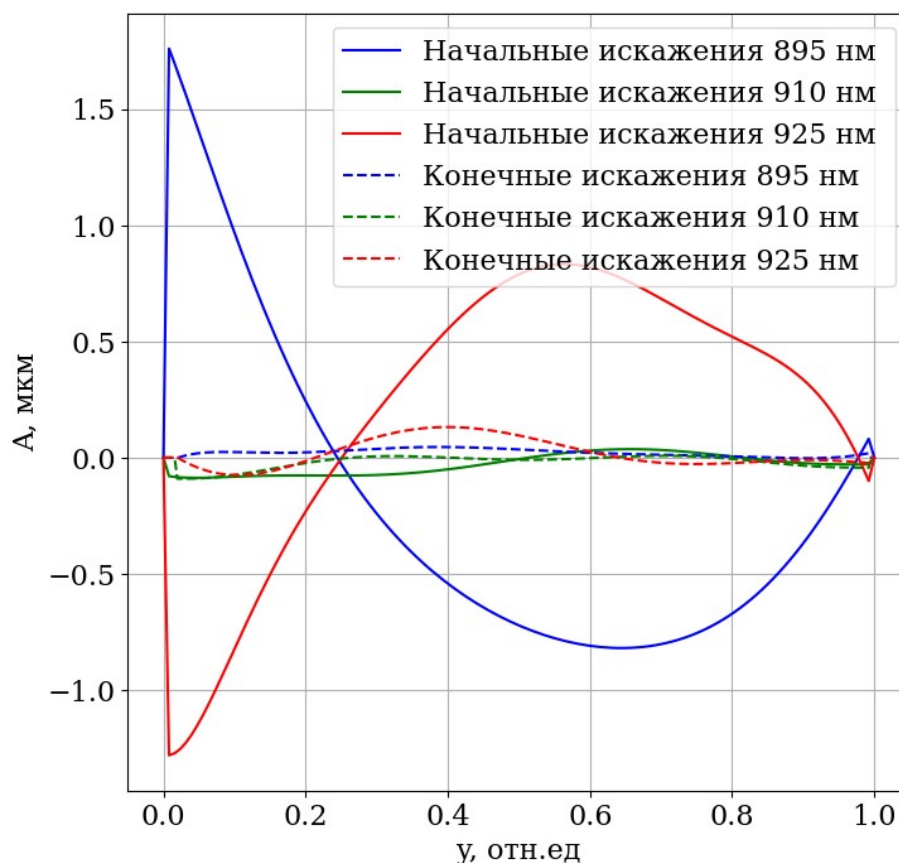


Рисунок 23.4 - Сравнение центральных вертикальных сечений усредненных волновых фронтов до и после замены линзы. Красные кривые – для длины волны 895 нм, зеленые кривые – для длины волны 910 нм, синие кривые – для длины волны 925 нм. Сплошные линии соответствуют измерениям до замены линзы, пунктирные - после

Как видно из рисунка 3 и рисунка 4, пространственная неоднородность спектральной фазы стала значительно меньше. Оставшиеся искажения могут быть вызваны как остаточными неоднородностями спектральной фазы, так и динамическими искажениями в каналах измерения волнового фронта, возникающими из-за воздействия на излучение турбулентных потоков воздуха.

В результате эксперимента был проведен анализ существующих подходов к измерению пространственной неоднородности спектральной фазы, в результате чего был выбран метод, основанный на разделении пучка с последующей спектральной фильтрацией. В ходе эксперимента была выявлена хроматическая абберация в канале измерения. Далее оптический элемент, вносящий искажения был замен, и измерения были проведены повторно. Повторные измерения показали отсутствие значительных неоднородностей спектральной фазы в системе.

## 24 Аттестация формы и шероховатости поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела (ВНЕБЮДЖЕТ)

### 24.1 Разработка методики исследования формы поверхности оптических элементов и волновых aberrаций оптических систем

Измерение формы поверхности оптических элементов и aberrаций оптических систем производится на интерферометре с дифракционной волной сравнения [367]. Прибор создан на основе уникального источника эталонной сферической волны – зауженного до субволновых размеров оптического волокна [368]. Эталонная сферическая волна обладает волновыми деформациями лучше 0,3 нм в числовой апертуре  $NA < 0,3$ , что позволяет реализовать на приборе высокоточные измерения оптических элементов и систем.

#### 24.1.1 Методика измерений формы поверхности вогнутых сферических поверхностей

На рисунке 24.1 представлен вид интерферометра для измерения формы вогнутых сферических поверхностей.

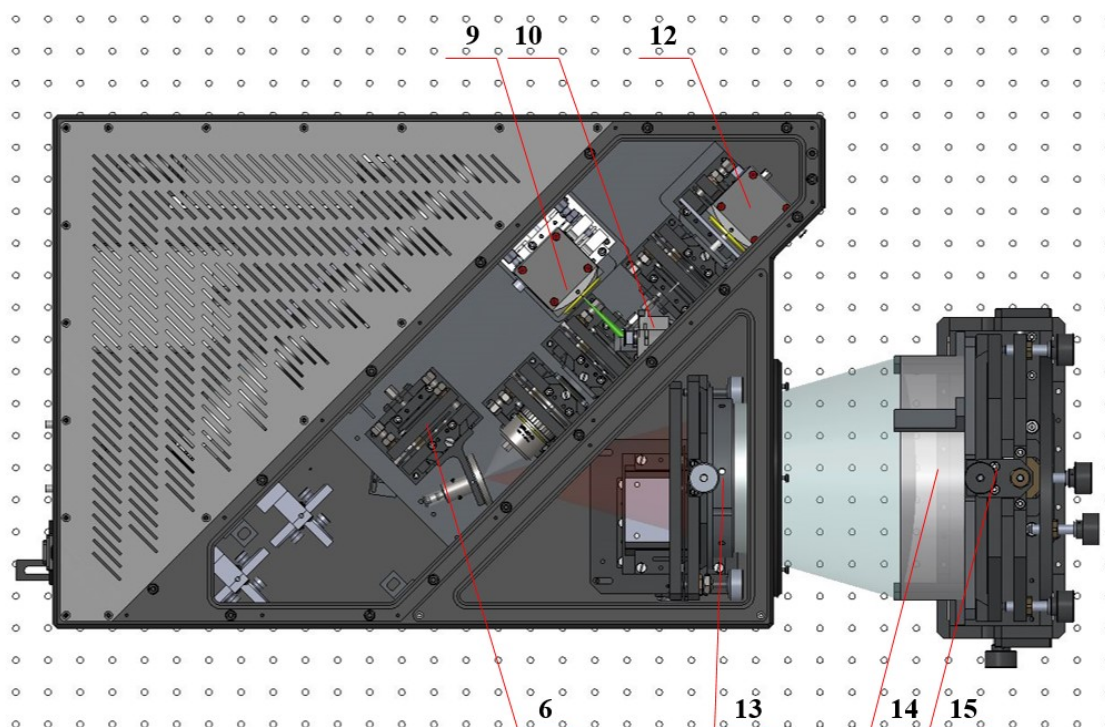


Рисунок 24.1 - Вид интерферометра для измерения формы вогнутых сферических поверхностей

Конфигурация прибора для исследования вогнутых сферических деталей имеет вид, представленный на рисунке 24.1, и содержит: 6 – пятикоординатный стол для

интегрированного источника эталонной сферической волны (ИИЭСВ), который устанавливается в фазосдвигающий элемент №1 (включение на задней панели прибора «БКФСЭ Канал 1»); 9 – видеокамера №2 (Канал 2 работы интерферометра); 10 – заслонка для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели); 12 – видеокамера №1 (Канал 1 работы интерферометра); 13 – пятикоординатный стол ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм; 14 – вогнутое сферическое зеркало; 15 – пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол для детали диаметром до 200 мм.

На виброизолирующем столе устанавливается корпус интерферометра и пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол 15 для детали диаметром до 200 мм. На пятикоординатный стол 15 необходимо установить измеряемое вогнутое сферическое зеркало 14. Сдвигая пятикоординатный стол 15 необходимо добиться, чтобы расстояние от ИИЭСВ, установленного на пятикоординатном столе 6, до центра зеркала было примерно равно радиусу кривизны вогнутого сферического зеркала и для более точной подстройки хватило хода микровинтов пятикоординатного стола 15. Центр вогнутого сферического зеркала необходимо грубо совместить с оптической осью интерферометра, линия которой проходит через центр ИИЭСВ и центр входного окна интерферометра. Точная настройка осуществляется с помощью интерферометра. После включения интерферометра (кнопка «СЕТЬ» включения интерферометра (зеленый индикатор)), необходимо на задней панели интерферометра выбрать «Настройка-ВКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 2 для настройки оптической схемы интерферометра с видеокамерой №2. Далее необходимо запустить программу FPro Phase для работы интерферометра (согласно руководству пользователя программой), включить режим регистрации изображения и выбрать работу с видеокамерой №2. После настройки сферического зеркала, необходимо на задней панели выбрать «Настройка-ВЫКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 1 для настройки и регистрации интерференционной картины интерферометра с видеокамерой №1. Далее необходимо включить на задней панели интерферометра «БКФСЭ Канал 1» и в режиме регистрации изображения выбрать работу с видеокамерой №1, произвести настройку интерференционной картины (8-15 интерференционных полос, ориентация - горизонтальная, минимизировать расфокусировку по искривлению интерференционной картины). После произвести регистрацию и обработку минимум 3-10 интерферограмм.



### 24.1.2 Методика измерений формы выпуклых сферических поверхностей

На рисунке 24.2 представлен вид интерферометра для измерения формы выпуклых сферических поверхностей.

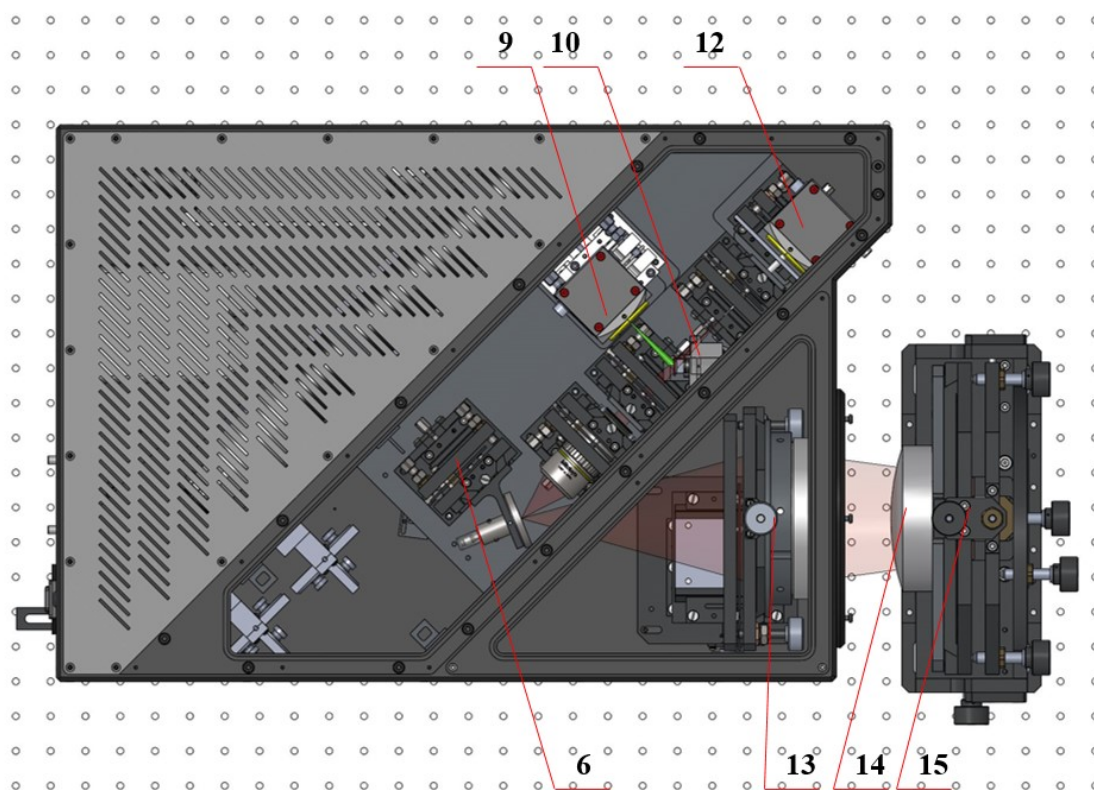


Рисунок 24.2 - Вид интерферометра для измерения формы выпуклых сферических поверхностей

Конфигурация прибора для реализации моды измерения формы поверхности выпуклых сферических деталей содержит: 6 – пятикоординатный стол для ИИЭСВ, который устанавливается в фазосдвигающий элемент №1 (включение на задней панели прибора «БКФСЭ Канал 1»); 9 – видеокамера №2 (Канал 2 работы интерферометра); 10 – заслонка для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели); 12 – видеокамера №1 (Канал 1 работы интерферометра); 13 – пятикоординатный стол ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм; 14 – выпуклое сферическое зеркало; 15 – пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол для детали диаметром до 200 мм.

На виброизолирующем столе устанавливается корпус интерферометра и пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол 15 для детали диаметром до 200 мм. На пятикоординатный стол 15 необходимо установить измеряемое выпуклое сферическое зеркало 14. На пятикоординатный стол 13 ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с

проходным диаметром до 100 мм устанавливается корректор для формирования сходящегося сферического фронта. Корректор устанавливается таким образом, чтобы его передний фокус совпал с центром ИИЭСВ, а задний – с точкой радиуса кривизны выпуклой сферической поверхности. Корректор и выпуклое сферическое зеркало необходимо установить примерно на оптическую ось интерферометра, линия которой проходит через центр ИИЭСВ и центр входного окна интерферометра. Дальнейшая настройка делается с помощью интерферометра. После включения интерферометра (кнопка «СЕТЬ» включения интерферометра (зеленый индикатор)), необходимо на задней панели интерферометра выбрать «Настройка-ВКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 2 для настройки оптической схемы интерферометра с видеокамерой №2. Далее необходимо запустить программу FPro Phase для работы интерферометра (согласно руководству пользователя, программой), включить режим регистрации изображения и выбрать работу с видеокамерой №2. После настройки сферического зеркала, необходимо на задней панели выбрать «Настройка-ВЫКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 1 для настройки и регистрации интерференционной картины интерферометра с видеокамерой №1. Далее необходимо включить на задней панели интерферометра «БКФСЭ Канал 1» и в режиме регистрации изображения выбрать работу с видеокамерой №1, произвести настройку интерференционной картины (8-15 интерференционных полос, ориентация - горизонтальная, минимизировать расфокусировку по искривлению интерференционной картины). После произвести регистрацию и обработку минимум 3-10 интерферограмм.

### **24.1.3 Методика измерений формы плоских поверхностей**

На рисунке 24.3 представлен вид интерферометра для измерения формы плоских поверхностей.

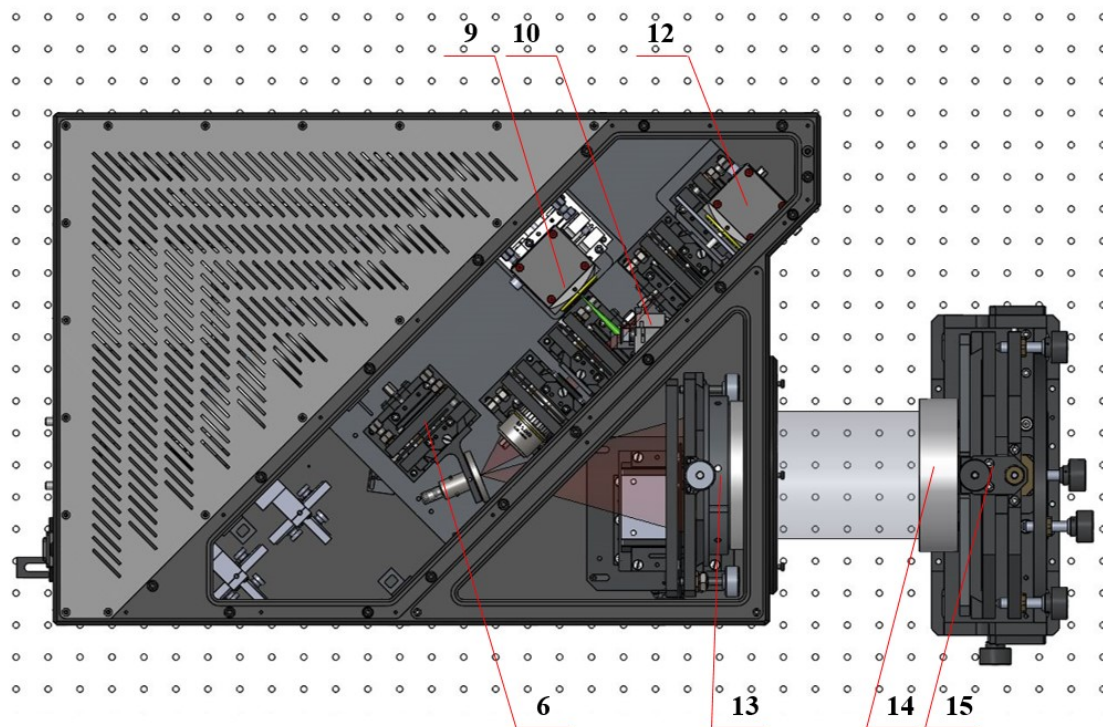


Рисунок 24.3 - Вид интерферометра для измерения формы плоских поверхностей

Конфигурация прибора для реализации моды измерения формы поверхности плоских деталей содержит: 6 – пятикоординатный стол для ИИЭСВ, который устанавливается в фазосдвигающий элемент №1 (включение на задней панели прибора «БКФСЭ Канал 1»); 9 – видеокамера №2 (Канал 2 работы интерферометра); 10 – заслонка для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели); 12 – видеокамера №1 (Канал 1 работы интерферометра); 13 – пятикоординатный стол ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм; 14 – плоское зеркало; 15 – пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол для детали диаметром до 200 мм

На виброизолирующем столе устанавливается корпус интерферометра и пятикоординатный ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) стол 15 для детали диаметром до 200 мм. На пятикоординатный стол 13 ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм устанавливается корректор для формирования плоского фронта. На пятикоординатный стол 15 необходимо установить измеряемое плоское зеркало 14. Сдвигая пятикоординатный стол 15 необходимо добиться, чтобы центр плоского зеркала находился примерно на оптической оси интерферометра, линия которой проходит через центр ИИЭСВ и центр входного окна интерферометра. Дальнейшая настройка делается с помощью интерферометра. После включения интерферометра (кнопка «СЕТЬ» включения интерферометра (зеленый индикатор)), необходимо на задней панели интерферометра

выбрать «Настройка-ВКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 2 для настройки оптической схемы интерферометра с видеокамерой №2. Далее необходимо запустить программу FPro Phase для работы интерферометра (согласно руководству пользователя, программой), включить режим регистрации изображения и выбрать работу с видеокамерой №2. После настройки плоского зеркала, необходимо на задней панели выбрать «Настройка-ВЫКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 1 для настройки и регистрации интерференционной картины интерферометра с видеокамерой №1. Далее необходимо включить на задней панели интерферометра «БКФСЭ Канал 1» и в режиме регистрации изображения выбрать работу с видеокамерой №1, произвести настройку интерференционной картины (8-15 интерференционных полос, ориентация - горизонтальная, минимизировать расфокусировку по искривлению интерференционной картины). После произвести регистрацию и обработку минимум 3-10 интерферограмм.

#### 24.1.4 Методика измерений волновых aberrаций объективов

На рисунке 24.4 представлен вид прибора для измерения волновых aberrаций объективов.

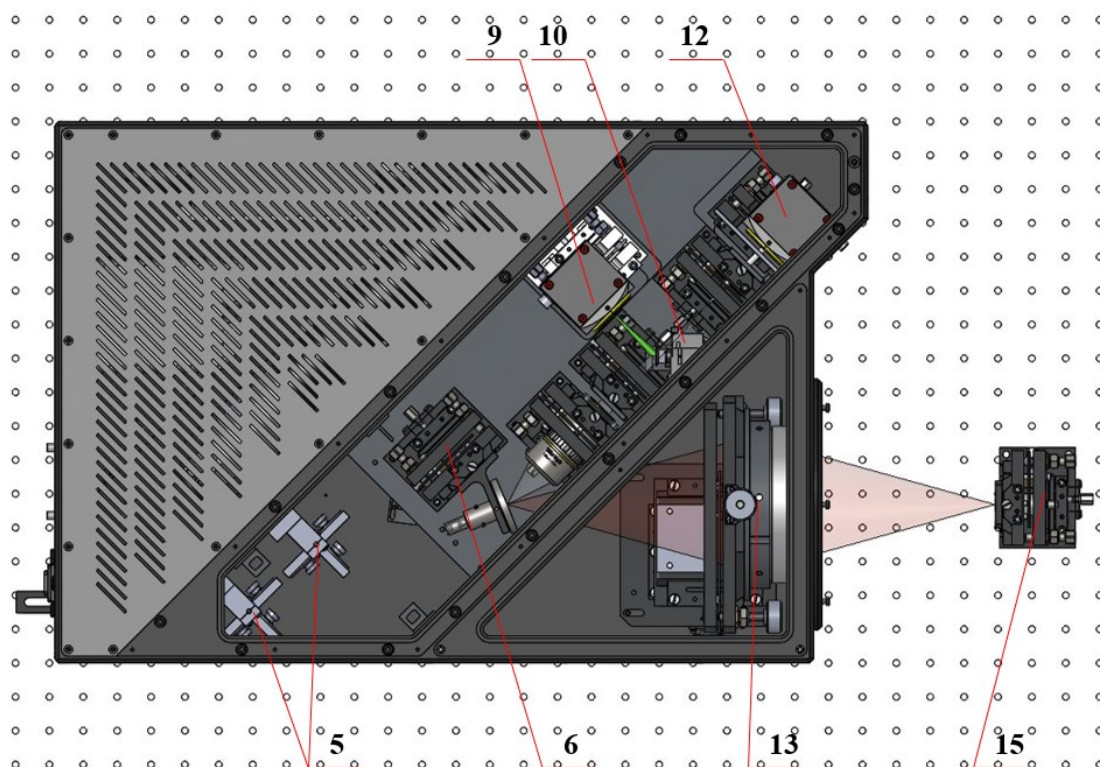


Рисунок 24.4 - Вид интерферометра для измерения волновых aberrаций объективов

Конфигурация прибора для реализации моды измерения волновых aberrаций оптических систем содержит: 5 – оптоволоконные поляризационные контроллеры; 6 –

пятикоординатный стол для ИИЭСВ, который устанавливается в фазосдвигающий элемент №1 (включение на задней панели прибора «БКФСЭ Канал 1»); 9 – видеокамера №2 (Канал 2 работы интерферометра); 10 – заслонка для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели); 12 – видеокамера №1 (Канал 1 работы интерферометра); 13 – пятикоординатный стол ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм; 15 – трехкоординатный ( $X, Y, Z$ ) стол для источника эталонной сферической волны.

На виброизолирующем столе устанавливается корпус интерферометра и трехкоординатный ( $X, Y, Z$ ) стол 15 для источника эталонной сферической волны. На пятикоординатный стол 13 ( $X, Y, Z, \varphi, \theta$ ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм устанавливается объектив (либо объектив может крепиться отдельно от корпуса интерферометра на другом пятикоординатном столе, исходя из его технических характеристик). На трехкоординатный стол 15 необходимо установить источник эталонной сферической волны (ИЭСВ). ИЭСВ необходимо подключить к Каналу 2 на передней стороне корпуса интерферометра. Объектив и ИЭСВ необходимо установить примерно на оптическую ось интерферометра, линия которой проходит через центр ИИЭСВ и центр входного окна интерферометра. Объектив устанавливается таким образом, чтобы его передний фокус совпал с центром ИИЭСВ, а задний – с центром ИИЭСВ. Дальнейшая настройка делается с помощью интерферометра. После включения интерферометра (кнопка «СЕТЬ» включения интерферометра (зеленый индикатор)), необходимо на задней панели интерферометра выбрать «Настройка-ВКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 2 для настройки оптической схемы интерферометра с видеокамерой №2. Далее необходимо запустить программу FPro Phase для работы интерферометра (согласно руководству пользователя программой), включить режим регистрации изображения и выбрать работу с видеокамерой №2. После настройки плоского зеркала, необходимо на задней панели выбрать «Настройка-ВЫКЛ», после чего заслонка 10 включит Канал 1 для настройки и регистрации интерференционной картины интерферометра с видеокамерой №1. Далее необходимо включить на задней панели интерферометра «БКФСЭ Канал 1» и в режиме регистрации изображения выбрать работу с видеокамерой №1, произвести настройку интерференционной картины (8-15 интерференционных полос, ориентация - горизонтальная, минимизировать расфокусировку по искривлению интерференционной картины). После произвести регистрацию и обработку минимум 3-10 интерферограмм.



Таким образом, разработанные методики позволяют проводить исследовательские испытания всех основных типов оптических элементов и систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой, в том числе провести аттестацию формы и шероховатости поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела.

## 24.2 Разработка методики исследования шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа

Для исследования шероховатости применялся зондовый микроскоп Ntegra (NT-MDT), фото которого представлено на рисунке 24.5, в диапазоне пространственных частот ( $q$ ) от  $4.9 \cdot 10^{-2}$ - $6.3 \cdot 10^1$   $\text{мкм}^{-1}$  (размеры кадров атомно-силового микроскопа (АСМ) от  $2 \times 2$  до  $40 \times 40$   $\text{мкм}$ ).

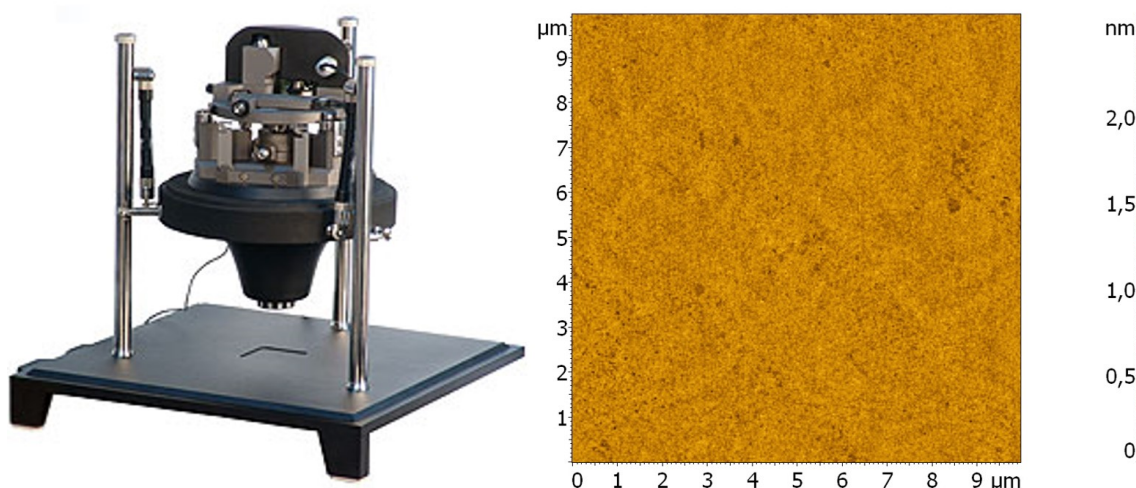


Рисунок 24.5 - Атомно-силовой микроскоп NT-MDT Solver P47-PRO (слева) и пример карты поверхности (справа)

### 24.2.1 Методика исследования шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа

Атомно-силовая микроскопия это вид зондовой микроскопии, в основе которой лежит силовое взаимодействие между атомами. Кантилевер (рисунок 24.6), на конце которого находится зонд, перемещается относительно поверхности и реагирует на силовое взаимодействие поверхность-зонд, регистрируя рельеф поверхности.

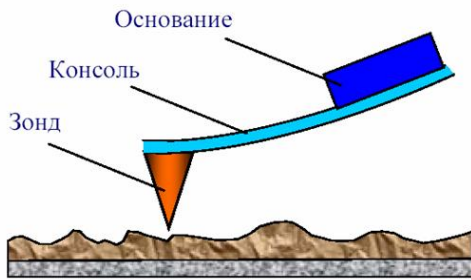


Рисунок 24.6 - Схема кантилевера атомно-силового микроскопа

Для регистрации топографии поверхности в АСМ осуществляют специальным образом, организованный процесс сканирования образца. При сканировании зонд сначала движется над образцом вдоль определенной линии (строчная развертка) при этом сила взаимодействия кончика зонда с атомами поверхности через жесткость балки кантилевера передается на регистрирующую электронику, при этом величина сигнала на исполнительном элементе, пропорциональная рельефу поверхности, записывается в память компьютера. Затем зонд возвращается в исходную точку и переходит на следующую строку сканирования (кадровая развертка) и процесс повторяется вновь. Записанный таким образом при сканировании сигнал обратной связи обрабатывается компьютером, а затем АСМ изображение рельефа поверхности  $Z = f(x,y)$  строится с помощью средств компьютерной графики.

#### 24.2.2 Определение среднеквадратической шероховатости и функции спектральной плотности мощности

Используя карту высот поверхности  $z(x,y)$ , удается построить одномерные функции спектральной плотности мощности шероховатостей PSD( $\nu$ ) (power spectral density) как фурье-преобразование  $z(x,y)$  для кадров  $2 \times 2$  мкм и  $40 \times 40$  мкм:

$$PSD(\nu) = |\hat{F}[z(\vec{\rho})]|, \quad (24.2)$$

(где  $z(\vec{\rho})$  – высота поверхности в точке, задаваемой радиус-вектором  $\vec{\rho}$ ;  $\hat{F}$  – Фурье-преобразование). Пусть  $L$  – линейный размер области сканирования, а  $N$  – число точек изображения. Тогда модуль вектора пространственной частоты, в котором рассчитывается PSD-функция, лежит в пределах от  $\nu_{min} = 1/L$  до  $\nu_{max} = 2N/L$ .

Для количественного описания высоты среднеквадратической шероховатости поверхности вводится понятие *эффективная шероховатость* в некотором диапазоне пространственных частот  $\nu = [\nu_{min} - \nu_{max}]$ , которая определяется из соотношения

$$\sigma_{eff}^2 = \int_{v_{min}}^{v_{max}} PSD(v) dv \quad (24.3)$$

В результате имеем области пространственных частот, в которых определена PSD-функция:

от  $v_{min} = 5.0 \cdot 10^{-1} \text{ мкм}^{-1}$  до  $v_{max} = 6 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}$  по кадру  $2 \times 2 \text{ мкм}$ ;

от  $v_{min} = 5.0 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$  до  $v_{max} = 3 \cdot 10^0 \text{ мкм}^{-1}$  по кадру  $40 \times 40 \text{ мкм}$ .

Пример PSD-функции шероховатости представлен на рисунке 24.7.

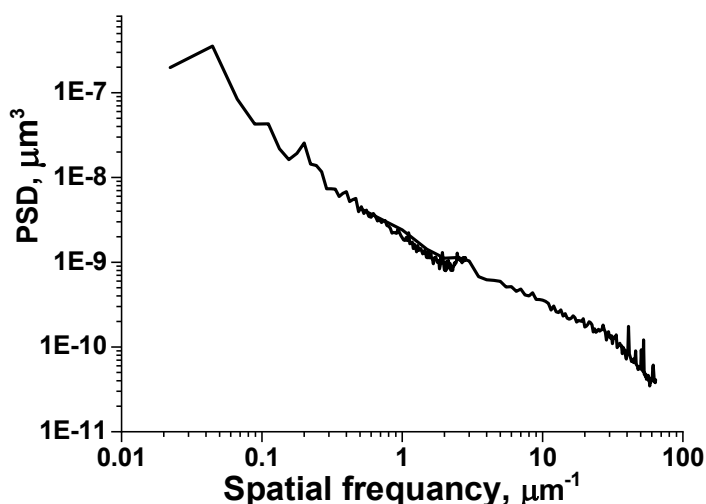


Рисунок 24.7 - PSD-функция шероховатостей, построенная по данным АСМ ( $\sigma_{eff}=0,24 \text{ нм}$ )

Наложение PSD-функций-полученных по двум кадрам, в области их перекрытия, позволяет проконтролировать адекватность полученных результатов.

Таким образом, разработана методика аттестации шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа. Методика позволяет проводить исследование шероховатости поверхности элементов микроскопа для имиджинга лазерного факела.

### **24.3 Аттестация формы и шероховатости поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела**

Микроскоп для имиджинга лазерного факела построен по схеме объектива Шварцшильда с двумя сферическими зеркалами и увеличением  $\times 5$ . Расчетные геометрические параметры прибора приведены на рисунке 24.8.



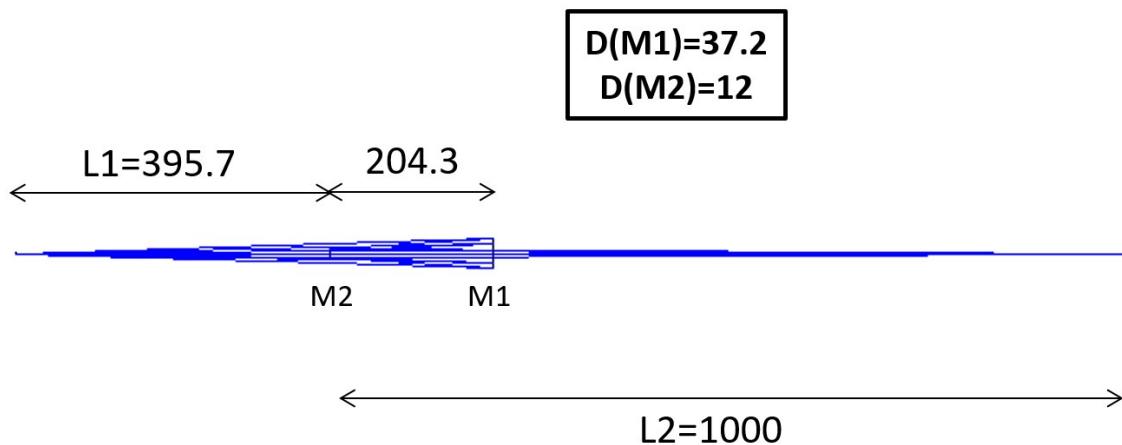


Рисунок 24.8 - Рентгенооптическая схема микроскопа

В качестве регистрирующего элемента в приборе применена ПЗС матрица GSENSE 2020 BSI от производителя Grixel. Матрица имеет размер чувствительной зоны 13,3мм x 13,3мм и массив пикселей 2048x2048 штук. Размер пикселя детектора составляет 6,5мкм x 6,5мкм, что составляет 1,3 мкм в плоскости объекта.

Основным оптическим элементом микроскопа является двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда. Объектив состоит из двух зеркал, вогнутого зеркала M1 и выпуклого зеркала M2. Расстояние между зеркалами, а также расстояния от зеркала M2 до наблюдаемого объекта и детектора указаны на оптической схеме на рисунке 24.8. Чертежи подложек зеркал M1 и M2 представлены на рисунке 24.9 и рисунке 24.10 соответственно.

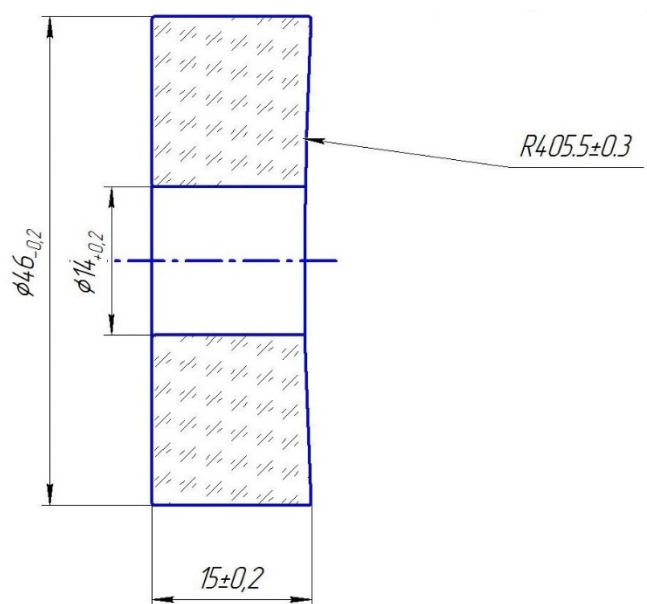


Рисунок 24.9 - Подложка для вогнутого зеркала M1 (чертеж)

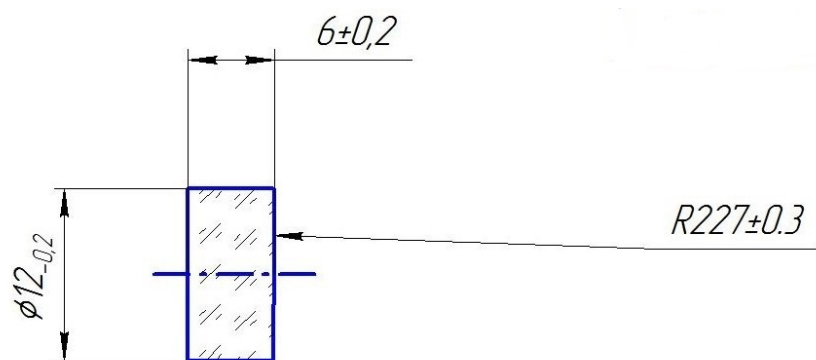


Рисунок 24.10 - Подложка для вогнутого зеркала M2 (чертеж)

Физические размерные параметры подложек для МРЗ составили: М1 (вогнутое) внешний диаметр – 46 мм, внутренний – 14 мм, радиус кривизны – 405,5 мм; М2 (выпуклое) диаметр 12 мм, радиус кривизны – 227,0 мм. Конструкция объектива с габаритными размерами представлена на рисунке 24.11.

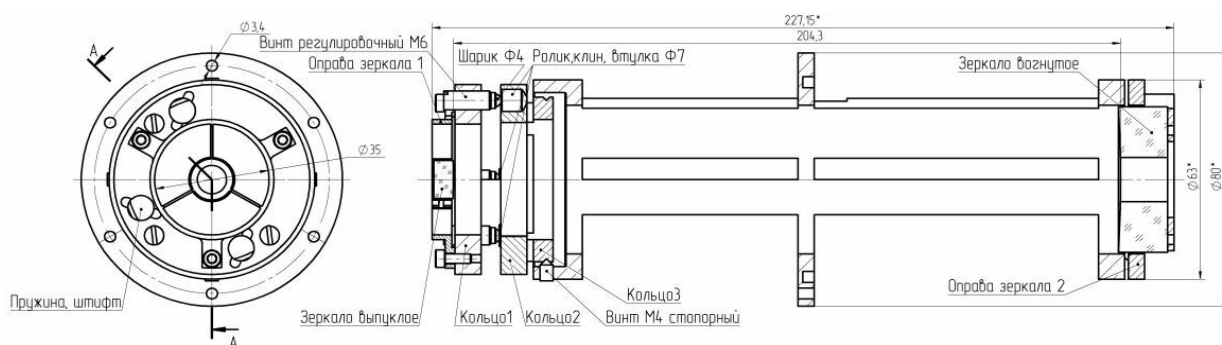


Рисунок 24.11 - Конструкция используемого объектива Шварцшильда

Для обеспечения соосной установки зеркал была выбрана цельно-точечная конструкция корпуса. Крепление оправ МРЗ осуществлялось с помощью прижимных винтов. Для точной установки расстояния между зеркалами для вогнутого зеркала (М1) предусмотрена регулировка с помощью регулировочных винтов. Детектор стыкуется с вакуумным объемом микроскопа через специализированный фланец, что упрощает проведение предварительной юстировки прибора.

Для обеспечения “пиксельного” разрешения была проведена коррекция волновых aberrаций, вносимых объективом, поскольку, изготовленные механическим притиром поверхности после сборки показали ошибки волнового фронта на уровне  $RMS \sim 13$  нм. Ошибки волнового фронта исправлялись коррекцией формы “большого” вогнутого зеркала М1 методом ионно-пучкового травления. Подробно методика коррекции

локальных ошибок формы малоразмерным и широкоапертурным ионными пучками описана в [369]. После четырех итераций (двух осесимметричных широкоапертурным ионным пучком и двух локальных малоразмерным ионным пучком) подложка М1 была представлена на исследование.

Исследование формы поверхности сферической вогнутой подложки зеркала М1 микроскопа для имиджинга лазерного факела осуществлялась по методике, описанной в п.24.1.1. настоящего отчета. Карта отклонения формы поверхности подложки зеркала М1 от идеальной сферы представлена на рисунке 24.12.

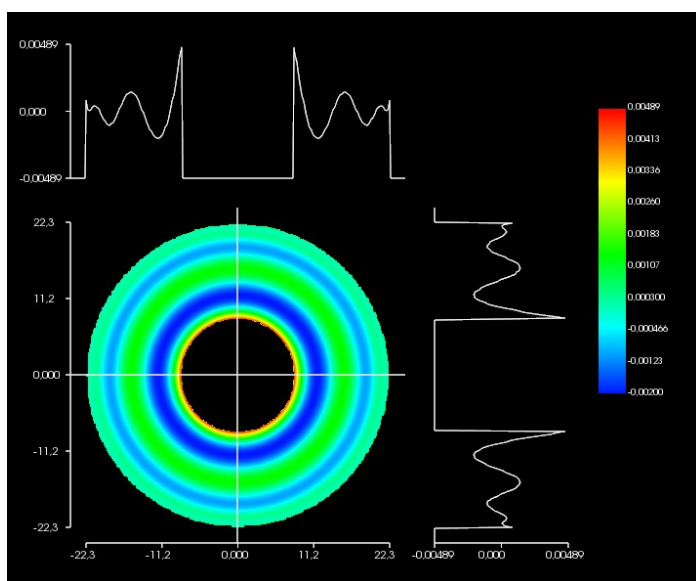


Рисунок 24.12 - Карта поверхности подложки зеркала М1 после ионной коррекции

Параметры поверхности после коррекции составили  $PV=6,9$  нм и  $RMS=1,2$  нм, что должно обеспечить пиксельное разрешение оптической системы микроскопа для имиджинга лазерного факела.

Вторичное выпуклое зеркало тестировалось по методике, описанной п.24.1.4. настоящего отчета, а именно в сборе оптической системы микроскопа для имиджинга лазерного факела. В данном случае в качестве корректора волнового фронта, преобразующего сферический расходящийся волновой фронт ИДВС в сходящийся сферический, выступало зеркало М1. Таким образом, из измеренных aberrаций оптической системы необходимо вычесть измеренные ранее aberrации зеркала М1, чтобы получить ошибки формы поверхности зеркала М2. Измеренные волновые aberrации объектива микроскопа для имиджинга лазерного факела представлены на рисунке 24.13.

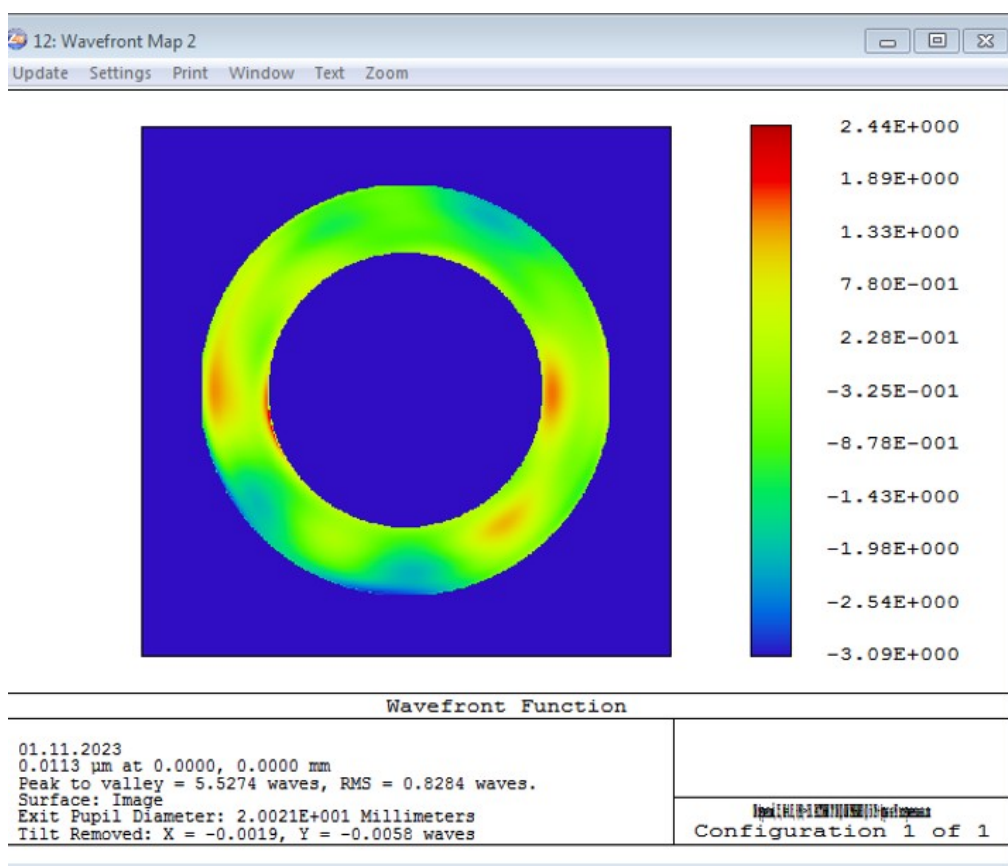


Рисунок 24.13 - Карта волновых aberrаций объектива микроскопа для имиджинга лазерного факела

Шероховатость поверхности исследовалась по методике, описанной в п.24.2. настоящего отчета с помощью атомно-силового микроскопа СМЕНА (NT-MDT). Эффективная шероховатость поверхности подложек зеркал M1 и M2 объектива в диапазоне пространственных частот  $\nu \in [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$  составила 0,20 нм и 0,18 нм, соответственно. АСМ кадры поверхности и PSD-функция шероховатости представлены на рисунках 24.14 и 24.15.

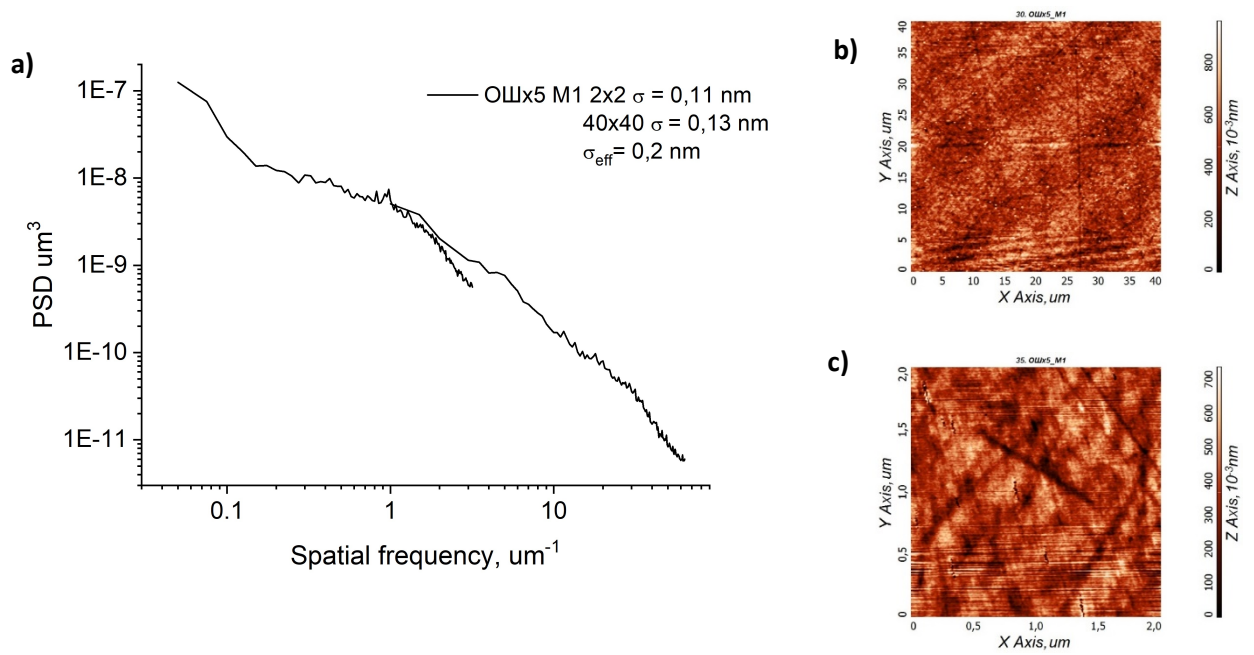


Рисунок 24.14 - PSD-функция шероховатости (a) и АСМ кадры (b) – 40x40 мкм, (c) – 2x2 мкм поверхности подложки зеркала М1

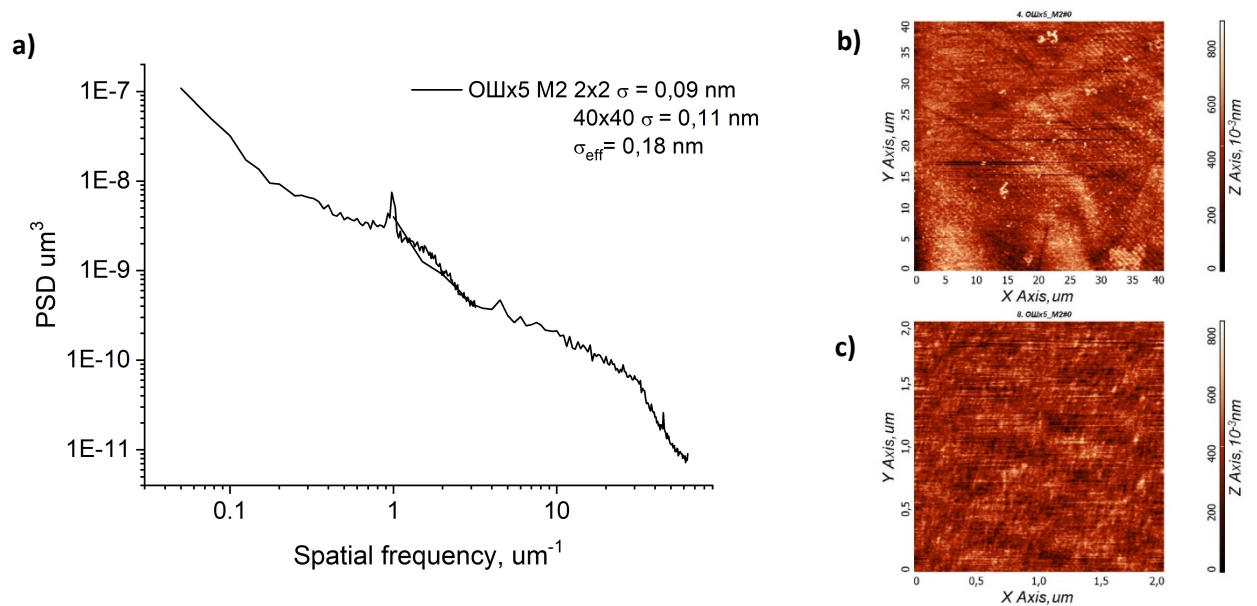


Рисунок 24.15 - PSD-функция шероховатости (a) и АСМ кадры (b) – 40x40 мкм, (c) – 2x2 мкм поверхности подложки зеркала М2

Таким образом, проведено исследование формы поверхности подложек зеркал микроскопа для имиджинга лазерного факела, показано, что после ионной коррекции формы подложки зеркала М1 форма была улучшена до параметров  $PV=6,9 \text{ nm}$  и  $RMS=1,2 \text{ nm}$ , а волновые aberrации объектива, после сборки подложек М1 и М2 без коррекции составили  $PV=62,4 \text{ nm}$  и  $RMS=9,4 \text{ nm}$ . Шероховатость поверхности зеркал составила  $\sigma_{\text{eff}}=0,20 \text{ nm}$  и  $\sigma_{\text{eff}}=0,18 \text{ nm}$  для подложек зеркал М1 и М2 соответственно, что удовлетворяет требованиям рентгеновского диапазона длин волн.

На основе измеренной карты aberrаций с помощью программного пакета Zemax была рассчитана функция рассеяния точки для собранного двухзеркального объектива. Результаты расчета показаны на рисунке 24.16. Расчеты производились для точечного монохроматического источника, излучающего на длине волны 11,3 нм, что соответствует максимуму коэффициента отражения изготовленных МРЗ.

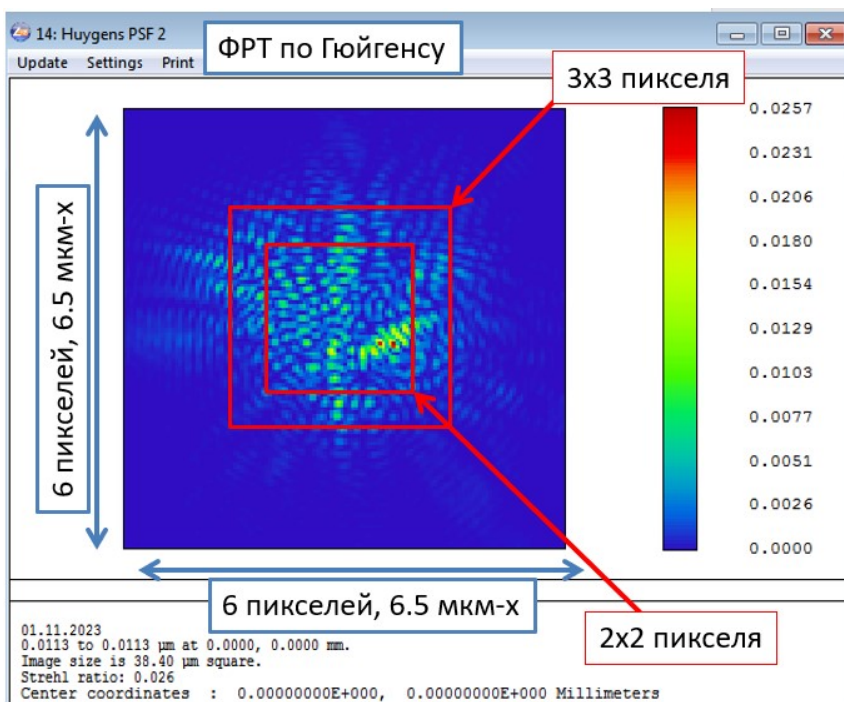


Рисунок 24.16 - Функция рассеяния точки для изготовленного объектива Шварцшильда

По результатам расчетов получено, что на детекторе в квадрат размером 2\*2 пикселя будет приходиться 40% от энергии, излучаемой точечным источником. В квадрат размером 3\*3 пикселя будет приходиться около 80% энергии, излучаемой точечным источником. Таким образом, можно ожидать, что с учетом aberrаций изготовленного объектива, пространственное разрешение ЭУФ микроскопа на длине волны 11,25 нм будет составлять примерно 3 пикселя детектора. С учетом размера пикселя детектора 6,5 мкм и пятикратного увеличения объектива получаем пространственное разрешение ЭУФ микроскопа в плоскости изображения  $\approx 3,9$  мкм.

## **25 Технология генерации яркого источника ионизирующего излучения на базе лазерного криогенно-кластерного модуля**

В данном разделе будет проведено обобщение результатов, описанных в отчете, касающихся методологии получения яркого источника мягкого рентгеновского излучения посредством облучения газовых ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ ) кластеров субмикронных размеров фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской ( $1\text{E}18\text{--}1\text{E}20 \text{ Вт/см}^2$ ) интенсивности. Будут сформулированы требования, накладываемые на систему формирования и впрыска газовой-кластерного потока, лазерный импульс и условия их взаимодействия.

### **25.1 Актуальность технологии**

На протяжении последнего столетия одним из наиболее эффективных подходов к неразрушающей диагностике различных объектов является их зондирование рентгеновским излучением. В ряде приложений, например, при визуализации отдельных этапов эволюции быстроразвивающихся процессов требуются импульсные источники длительность свечения которых меньше характерного времени эволюции системы. Примером такого источника является лазерная плазма, образующаяся при облучении вещества короткими (длительность менее 1 наносекунды) лазерными импульсами высокой (единицы ТВт и выше) мощности. Для формирования интенсивных источников жесткого рентгеновского излучения обычно используются мишени-фольги из химических элементов с атомным номером  $Z \sim 30\text{--}50$ . Однако они эффективны только для визуализации внутренней структуры объектов, характеризующихся высоким коэффициентом поглощения. Также процесс облучения фольг высокоинтенсивными лазерными импульсами имеет ряд характерных особенностей, затрудняющих использование образующейся плазмы в качестве радиографического источника. В первую очередь речь идет о генерации значительного количества надтепловых электронов, что существенно ухудшает соотношение сигнал-шум, которое является критически важным для исследования объектов с низким коэффициентом поглощения. В целом радиография сверхтонких слабоконтрастных объектов с применением конвенциональных источников жесткого рентгеновского излучения не дает удовлетворительных результатов даже при использовании методов фазового контраста для улучшения качества изображений. Помимо этого, твердотельные мишени разрушаются в процессе облучения, что затрудняет реализацию квазинепрерывного режима работы, который возможен только при использовании какого-либо механизма, который смещает мишень (вращающиеся мишени, мишени-ленты) после каждого акта облучения, тем самым обеспечивая взаимодействие излучения с неповрежденной поверхностью в каждом импульсе.



В связи с выше сказанным задача создания источника мягкого рентгеновского излучения, который обеспечивал бы максимальную яркость при минимальных размерах, а также низкий уровень паразитной засветки на детекторе, является крайне актуальной как для фундаментальных исследований, предполагающих реализацию фазово-контрастной радиографии слабо поглощающих объектов (клеток живых тканей, ударных волн в низкоплотных средах), так и для практических приложений, например, литографии.

В данной работе в качестве подхода к решению поставленной задачи рассматривается использование в качестве лазерной мишени газовых кластеров микронных размеров. Такие мишени, с одной стороны, лишены всех недостатков твердотельных мишеней, а с другой характеризуются более высоким, по сравнению с некластеризованным газом, коэффициентом поглощения лазерного излучения и позволяют достичь более высокой средней мощности, а также предполагают возможность реализации квазинепрерывного режима работы источника и низкий уровень фонового сигнала. Для определения оптимальных условий генерации лазерно-кластерного источника, обеспечивающих его наибольшую яркость при минимальном уровне фоновой засветки, процесс взаимодействия лазерного излучения высокой интенсивности с газовой кластерной средой был исследован численно и экспериментально. В результате были определены условия, при которых образующийся источник может использоваться для формирования изображений микрообъектов различного типа, биологических, технологических и т.п. Экспериментально продемонстрировано, что повышение временного контраста лазерного импульса ведет к минимизации размеров, образующегося под его действием источника мягкого рентгеновского излучения, что принципиально важно для реализации фазово-контрастной радиографии.

## **25.2 Требования, накладываемые на систему формирования газовой кластерной среды, лазерный импульс и условия их взаимодействия**

Для реализации технологии генерации яркого источника ионизирующего излучения на базе лазерного криогенно-кластерного модуля необходима экспериментальная установка, состоящая из трех синхронизированных между собой подсистем: вакуумной, газовой кластерной и лазерной. В совокупности они должны обеспечивать возможность облучения высокоинтенсивным высококонтрастным лазерным импульсом заданной области расширяющегося в вакуум газа через заданный промежуток времени после момента его впрыска в вакуумный объем (камеру).

### **25.2.1 Требования к параметрам вакуумной системы**

Взаимодействие лазерного импульса с кластерной мишенью должно происходить внутри вакуумного объема, в котором поддерживается давление остаточного газа  $\leq 1 \text{E-}$



3 Торр, что обусловлено необходимостью подавлением нелинейных эффектов по мере распространения мощного лазерного излучения через газовую среду. Данный уровень остаточного давления обеспечивается стандартными форвакуумными насосными станциями. Однако, при проведении работ при более глубоком вакууме, который обычно обеспечивается более сложными системами откачки, например, турбомолекулярными насосами, следует учитывать фактор резкого повышения давления в камере в момент впрыска рабочего газа.

### **25.2.2 Требования к криогенной газовой-кластерной системе**

Газово-кластерная система должна обеспечивать возможность в импульсном режиме впрыскивать в вакуумный объем газ под высоким давлением. Она включает в себя две основные части: электромагнитный газовый клапан с соплом и систему подачи газа с криорефрижератором.

Резервуар с рабочим газом системы подачи газа должен находиться вне вакуумного объема и подключен к системе через редуктор с использованием быстросъемных фитингов для обеспечения возможности простой смены рабочего газа без вскрытия вакуумной камеры. Для очищения системы подачи при смене газа в ней должна быть предусмотрена независимая линия откачки.

Рабочий газ должен выбираться исходя из оценки эффективности поглощения исследуемого объекта в различных диапазонах энергий фотонов. При использовании в качестве рабочего относительно легких газов ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ) максимум выхода приходится на диапазон энергий фотонов  $\leq 1.5$  кэВ. Для смещения максимума в диапазон  $\geq 1.5$  кэВ следует использовать более тяжелые инертные газы Ar, Kr, Xe.

Электромагнитный клапан должен обеспечивать возможность напуска газа с давлением из диапазона 1–10 МПа в течение промежутка времени с длительностью  $\sim 1$  мс.

Клапан должен предполагать возможность работы в режиме повторения впрысков с заданной частотой. Частота повторений определяется, с одной стороны, эффективностью работы используемой системы откачки, а с другой, частотой повторения облучающих импульсов, которую может обеспечить лазерная подсистема. В качестве ориентира можно использовать следующий пример: в экспериментах с вакуумной камерой объемом  $\approx 1$  м<sup>3</sup>, в которой одним турбомолекулярным насосом поддерживалось давление остаточного газа  $\approx 1E-5$  Торр, после впрыска газа под давлением 6 МПа в течение 1.8 мс происходило увеличение давления до  $\approx 1E-3$  Торр. Для полной откачки напущенного газа и возврата к исходным значениям остаточного давления требовалось  $\approx 5$  минут. При использовании более высокопроизводительных систем и/или вакуумных камер меньшего размера можно существенно сократить это время, вплоть до нескольких

десятков секунд. В связи с этим клапан должен обеспечивать возможность впрыска газа с частотой до 1 Гц.

В электронном блоке, управляющем открытием и закрытием клапана, должна быть предусмотрена возможность синхронизации с внешним триггерным сигналом (например, TTL, 5 В) для задания временного интервала между началом/окончанием процесса напуска газа и моментом прихода облучающего лазерного импульса.

Для обеспечения во впрыскиваемой струе значительной концентрации кластеров должна быть реализована возможность установки на выходное отверстие клапана соосных с ним сопел, в частности, конических и щелевых. Для получения кластеров оптимального размера (0.5 мкм) необходимо использовать коническое сопло, или щелевое с прямоугольным сечением:

- для конического сопла угол раствора  $40 \pm 5^\circ$ , высотой  $2.2 \pm 0.1$  мм и диаметрами 0.25 и 2 мм для входного (критического) и выходного сечений соответственно.
- для щелевого сопла с прямоугольным сечением ширина  $1.2 \pm 0.1$  мм и длина  $5 \pm 0.5$  мм.

Для повышения среднего размера кластеров конструкция крепления сопла должна предусматривать возможность охлаждения рабочего газа до криогенных температур. Это может быть реализовано за счет приведения сопла в тепловой контакт с холодной «головой» криорефрижератора. В настоящее время на рынке доступны устройства, работающие по циклу Гиффорда-Макмагона, обеспечивающие возможность в вакууме понижать температуру холодной «головы» до температур вплоть до  $T = 25$  К. Использование охлажденного рабочего газа, в целом, снимает потребность в соплах специальной геометрии (конические, сопла Лавалья). В рамках экспериментов было продемонстрировано, что кластеры размером вплоть до 1 мкм могут образовываться при впрыске газа через простой цилиндрический канал диаметром 1–2 мм и длиной  $\approx 1$  см.

Оптимальная температура кластерообразования зависит от газа, используемого в качестве рабочего. В случае использования аргона оптимум достигается при  $T = 140$  К и давлении  $P = 6$  МПа.

### **25.2.3 Требования на параметры лазерных импульсов и оптических элементов**

– длительность в пределах 100 фс, энергетика и степень фокусировки должны обеспечивать интенсивность в диапазоне  $1E18$ – $1E20$  Вт/см<sup>2</sup>. Центральная длина волны —  $800 \pm 50$  нм.

- близкое к гауссовому распределение энергии в поперечном сечении (параметр  $M^2=1-2$ ) необходимо для достижения высокой пиковой интенсивности в перетяжке при заданной мощности излучения.

- значение пикосекундного контраста лазерного импульса должно быть не хуже  $1E8$ . При использовании кластерных мишеней влияние предимпульса может существенно менять картину взаимодействия. Под его действием кластеры начинают расширяться/разрушаться до момента прихода основного лазерного импульса, что понижает эффективность поглощения лазерного излучения, и, в итоге, сказывается на интенсивности полезного излучения источника. Помимо этого, может изменяться спектр его излучения, в частности, уменьшаться интенсивность спектральных компонент, соответствующих переходам в водородоподобных ионах, эффективность заселения уровней которых быстро спадает с плотностью плазмы. Для максимизации выхода именно в этих линиях следует использовать кластеры максимально размера.

Используемые оптические элементы (плоские и фокусирующие зеркала) должны соответствовать классу применяемого оптического излучения: высокая лучевая стойкость, высокий коэффициент отражения, низкая дисперсия групповых скоростей (для фемтосекундных зеркал), высокое качество полировки.

Оптическая схема, будучи размещенной в вакуумной камере, должна обеспечивать удалённое управление ключевыми элементами, которые должны быть смонтированы на моторизованных столиках. К таковым относится, в частности, внеосевое параболическое зеркало, используемое для финальной фокусировки облучающего импульса.

#### **25.2.4 Требования на параметры диагностической аппаратуры**

Для мониторинга распространения лазера в газовой-кластерной струе и образования плазменного канала можно использовать микробъектив, собирающий излучение видимого диапазона длин волн, испускаемого в процессе эксперимента из области взаимодействия на находящейся в его плоскости изображения матрицы CMOS-камеры.

Для регистрации спектров рентгеновского излучения источника следует использовать фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСР) на базе сферически  $R = 150$  мм) изогнутого кристалла кварца. Спектральное разрешение спектрометра должно быть не хуже  $\sim 3000$ , а пространственное  $\sim 10$  мкм. В качестве детекторов рентгеновского излучения рекомендуется использовать изображающие фотолюминесцентные пластины *Fujifilm-TR Image Plate* или аналоги, либо ПЗС-камеру с размером пикселя 12.5 мкм и менее. Следует минимизировать толщину защитных фольг,

закрывающих чувствительную область детектора от видимого излучения, для максимально эффективной регистрации полезного излучения источника. Так, например, может быть использован полипропилен толщиной 1 мкм, покрытый слоем 0.2 мкм Al.

### **25.3 Результаты использования технологии**

Результаты использования предложенной технологии генерации яркого источника ионизирующего излучения на базе лазерного криогенно-кластерного модуля для имиджинга представлены в виде актов о проведении исследовательских испытаний.

### **25.4 Перспективы использования технологии**

Предложенная технология имиджинга на основе кластерных источников может быть использована для решения ряда прикладных и фундаментальных задач:

1. контроля качества изготовления нано-пленок.

Образцы, площадь которых может достигать значительного размера (до нескольких см<sup>2</sup>), содержат неровности в толщине величиной порядка десятков нм, а также структурные дефекты с субмикронными поперечными размерами. Радиографические изображения подобных объектов могут быть получены с помощью мягкого рентгеновского излучения (МРИ), которые обладает наилучшей чувствительностью к объектам с толщиной менее 5 мкм. Среди компактных источников МРИ, наибольшую яркость может обеспечить короткоживущая лазерная плазма

2. Радиография биологических микрообъектов с субмикронным разрешением.

Малые размеры и высокая яркость предложенного источника позволяют использовать его для визуализации внутренней структуры биологических объектов с малым коэффициентом поглощения рентгеновского излучения, например паутины, или крыльев насекомых.

3. Регистрация эволюции быстропротекающих лазерно-индуцированных гидродинамических неустойчивостей.

С помощью разработанного кластерного источника можно напрямую исследовать развитие неустойчивостей Рэля-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова в наносекундной лазерной плазме, представляющих интерес для решения задач поджига мишеней в контексте ЛТС.

### **25.5 Информация о разработчике технологии**

Разработчики технологии: НИЯУ МИФИ и ИПФ РАН.

Организации, на базе которых может осуществляться внедрение технологии:

Внедрение технологии имиджинга на основе кластерных источников, может осуществляться на лазерных системах, удовлетворяющих требованиям, указанным выше. К числу организаций, обладающих такими лазерными системами, относятся: РФЯЦ-

ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина, ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИПФ РАН (Лазерный комплекс PEARL), МГУ им. М.В. Ломоносова (Международный учебно-научный лазерный центр), ОИВТ РАН (ЦКП Лазерный фемтосекундный комплекс), НИЦ «Курчатовский Институт» (Лазерный Тераваттный Фемтосекундный Комплекс).

### **25.6 Выводы**

Результаты данного раздела подтверждают разработку технологии генерации яркого источника ионизирующего излучения на базе лазерного криогенно-кластерного модуля в рамках работ по Соглашению №075-15-2021-1361.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном отчете, состоящем из трех томов, представлены результаты выполнения всего объема работ по всем трем выполненным этапам Соглашения № 075–15–2021–1361 от 07.10.2021 г. с Минобрнауки России. В первом томе дано общее введение ко всем трем томам отчета и представлены результаты работ первого этапа выполнения проекта в полном объеме согласно пунктам 1.1.1–1.1.23 Плана-графика. Во втором томе представлены результаты выполнения второго этапа работ по Соглашению № 075–15–2021–1361 согласно пунктам 2.1.1–2.1.23 Плана-графика. В третьем томе изложены результаты работ по третьему этапу согласно пунктам 3.1.1–3.1.24 Плана-графика, а настоящее заключение к третьему тому обобщает результаты выполнения проекта и излагает его ключевые итоговые результаты.

В ходе выполнения проекта были выполнены все запланированные расчетно-теоретические и экспериментальные исследования. Были проведены эксперименты на нескольких лазерах – от 1-тераваттного до суб-петаваттного уровня мощности, – на которых были исследованы различные режимы ускорения электронов и генерации вторичных излучений. В ходе проведения экспериментов были разработаны несколько оригинальных методов диагностики лазерно-плазменного взаимодействия (включая микроскоп для имиджинга лазерного факела) и способов управления параметрами ультракоротких лазерных импульсов релятивистской интенсивности (включая системы контроля пространственной однородности спектральной фазы лазерного импульса и системы повышения фокальной интенсивности дополнительно скомпрессированного лазерного импульса).

Разнообразие режимов лазерно-плазменного взаимодействия в значительной мере определяется структурой и параметрами мишеней, поэтому в ходе выполнения проекта значительное внимание было сосредоточено на разработке, изготовлении и использовании в экспериментах нескольких типов мишеней, среди которых:

- газовые струи разного давления и разного газового состава, включая кластеризуемые;
- микропены со средней плотностью 2-4 мг/см<sup>3</sup>, гомогенизированные дополнительным наносекундным лазерным импульсом, приходящим на мишень за несколько наносекунд до основного фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности;
- твердотельные тонкие пленки, полностью аблированные дополнительным лазерным импульсом;
- твердотельные пластины с поверхностью, аблированной с использованием такой же экспериментальной процедуры;
- газонаполненные тонкостенные (~100 нм) мишени. Были разработаны технологические процедуры для создания тонких пленок и газонаполненных мишеней на их основе.

Особенное внимание в ходе выполнения проекта уделялось мишеням с околоритической плотностью плазмы (то есть, с концентрацией электронов порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>). В результате проведенных в ходе выполнения настоящего проекта экспериментов и численного моделирования, продемонстрированы разнообразные режимы лазерно-плазменного ускорения электронов и определены их преимущества. Произведены эксперименты в трех режимах ускорения электронов: в режиме прямого лазерного ускорения в плазменном канале, в режиме релятивистского самозахвата и в режиме кильватерного ускорения. Все эти режимы характеризуются существенно разными параметрами получающихся пучков ускоренных электронов, каждый из которых может быть использован для разных механизмов генерации рентгеновского и гамма-излучения.

**Режим прямого лазерного ускорения электронов в плазменном канале** наблюдается в случае плотных мишеней, когда длительность лазерного импульса оказывается больше длины плазменной волны и в плазме формируется плазменный канал, из которого электроны вытеснены пондеромоторным давлением лазерного импульса. Электроны, совершающие бетатронные колебания в этом плазменном канале, могут попасть в синхронизм с лазерным полем, что приводит к эффективному набору энергии. Режим прямого лазерного ускорения реализуется при больших плотностях плазмы и характеризуется большим зарядом ускоренных электронов, однако эти ускоренные электроны имеют широкое распределение по энергиям с относительно низкой характерной энергией (от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ в зависимости от мощности лазера) и генерируемый электронный пучок имеет относительно большую расходимость. Приложениями такого механизма ускорения является, например, использование ускоренного пучка для тормозной генерации гамма-излучения. Именно такого типа эксперименты и проводились в рамках выполнения настоящего проекта на 1 ТВт лазере ФИАН-МГУ и суб-ПВт лазере PEARL (ИПФ РАН). Эксперименты на суб-петаваттном лазерном стенде PEARL проводились с использованием микропенной мишени. Для гомогенизации этой мишени и управления ее плотностью использовалась предварительная ионизация мишени наносекундным предимпульсом с энергией порядка 3 Дж и длительностью 1 нс; импульс подавался за 3,5 нс до основного фемтосекундного лазерного импульса. Проведенные численные расчеты обосновали эффективный режим прямого ускорения пучков релятивистских электронов в получившейся околоритической плазме. Основной фемтосекундный импульс (60 фс, 12 Дж) фокусировался на мишень внеосевым параболическим зеркалом F/4. В экспериментах получены пучки ускоренных электронов с полным зарядом порядка нКл и двухтемпературным энергетическим спектром (низкотемпературная компонента с температурой 4.2 МэВ, что

близко к характерной осцилляторной энергии электронов в лазерном поле, высокотемпературная компонента с температурой 18.4 МэВ, которая превышает температуру низкоэнергичной компоненты более чем в 4 раза). Получившиеся электронные пучки использовались для генерации гамма-излучения в твердотельном конверторе с большим зарядом ядра. В результате конверсии энергии электронного пучка в тормозное формировался яркий поток гамма-квантов с характерной температурой порядка 10 МэВ, по своим характеристикам приближающийся к возможности потенциальных применений в ядерной области, например, для производства медицинских изотопов, трансмутации ядерных отходов, генерации нейтронов и легких элементарных частиц, а также радиографии скрытых плотных объектов. Полученные результаты ясно демонстрируют перспективность предложенных в рамках настоящего проекта подходов для создания компактных и ярких источников рентгеновского излучения с возможностью их использования для задач сверхбыстрой рентгеновской микроскопии.

Серия сходных экспериментов проведена и на 1 ТВт лазере ФИАН-МГУ с использованием твердотельных мишеней. Развита и реализована экспериментальная схема для наблюдения ускорения электронов в режимах прямого лазерного ускорения и самозахвата, описаны планируемые методики измерения характеристик электронного пучка. Схема предполагает использование двух лазерных импульсов (наносекундного и фемтосекундного) и тонкопленочной мишени (толщина около 10 мкм). Наносекундный импульс испаряет пленку, создавая облако плазмы с необходимой концентрацией и протяженностью, а приходящий через оптимальное время фемтосекундный лазерный импульс осуществляет ускорение электронов. Проведенные численные расчеты позволили обосновать эксперимент по прямому ускорению пучков релятивистских электронов в получившейся околоритической плазме. Показано, что инжекция электронов может быть обеспечена при распаде волн параметрической неустойчивости в плазме с концентрацией в 0.1-0.2 от критической, а дальнейшее ускорение должно происходить в длинной, до сотни микрометров, разреженной плазме с более низкой концентрацией. В случае лазерного импульса с пиковой мощностью 1 ТВт это дает сгусток электронов с «температурой» в 2-3 МэВ и зарядом до 100 пКл, а для пиковой мощности импульса 40 ТВт эта температура возрастает до 10 МэВ, а заряд превышает 1 нКл. Для оценки заряда электронного пучка реализован оригинальный бесфоновый метод, основанный на измерениях выхода нейтронов при фотоядерной реакции в толстых пластинах различных материалов. Отметим также, что эффект прямого лазерного ускорения частиц может быть использован для бесконтактной диагностики характеристик уникальных по мощности лазерных импульсов в фокальном пятне, а также их фокального качества. Такая диагностика чрезвычайно востребована для лазер-



ных интенсивностей в пятне, превышающих  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и прежде всего требует теоретико-расчетного обоснования, включая нейронно-сетевой подход и машинное обучение. Используя имеющийся задел, такое обоснование планируется получить при продолжении Проекта.

Экспериментально и на основе численных расчетов с применением GEANT4 продемонстрировано, что двухимпульсная (наносекундный импульс и фемтосекундный импульс) схема облучения мишени может применена для создания эффективного источника жестких квантов вторичного излучения при использовании в качестве мишени аблируемой пленки для формирования и ускорения электронного пучка и металлического конвертера, расположенного непосредственно за плёночной мишенью для эффективного поглощения пучка заряженных частиц. Найдены оптимальные толщины мишени для каждой температуры спектра лазерно-ускоренных электронов, обеспечивающее максимум выхода жестких квантов. Развитие методики создания источника гамма-квантов в мишени конвертера, где электронный пучок ускоряется в двух-импульсной схеме с аблирующим импульсом при воздействии на металлическую мишень, покрытую слоем полиэтилена толщиной в несколько сотен микрометром, планируется продолжить в дальнейшем. Преимуществом такой схемы генерации является непосредственная близость мишени конвертера к источнику электронов, недоступная для плёночной мишени. Это позволяет избежать удлинения электронного пучка во времени из-за широкого спектра частиц и сократить длительность вспышки гамма-квантов. Помимо этого, ожидается меньший эффективный размер источника, что может быть важно для задач построения изображений плотных объектов.

В ходе работы развита и реализована экспериментальная схема диагностики электронного пучка с использованием активационной методики. При этом пучок лазерно-ускоренных электронов взаимодействует с мишенью-конвертором с выходом нейтронов, причем энергия электронов должна быть вблизи или выше порога фотоядерной реакции, инициируемой тормозным гамма-излучением горячих электронов, ускоренных коротким лазерным импульсом. Обработка результатов на основе моделирования с использованием Монте-Карло кода GEANT4 позволяет провести оценку заряда пучка и, в дальнейшем, также и спектра электронов. Продemonстрирована эффективность данного метода применительно к лазерным импульсам умеренно-релятивистской интенсивности и показана возможность его использования для более высоких интенсивностей и энергии лазерного импульса. Заряды пучков, формируемых с использованием отсеков по энергии, полученные путем добавления W фильтров различной толщины перед детектором, составляли: ~100 пКл ( $E > 1$  МэВ), ~50 пКл ( $E > 2$  МэВ), ~20 пКл ( $E > 3$  МэВ). На этой основе разработана

технология получения определенного пучка лазерно-ускоренных электронов. На основе экспериментальных данных и моделирования фотоядерных процессов для параметров тераваттной установки ФИАН-МГУ предложена методика измерения заряда и температуры спектра (средней энергии) электронного пучка, генерируемого на лазерно-плазменном ускорителе. Основными преимуществами предложенной фотоядерной методики являются: помехоустойчивость; наличие четко определенного порога измерения, связанного с порогом реакции; возможность измерения заряда сильно расходящегося пучка, а также возможность использования совместно с источником нейтронов. Стоит подчеркнуть, что предложенный двух-импульсный подход к генерации электронного пучка на аблируемой плёночной мишени имеет перспективы увеличения энергии и заряда пучка уже при относительно небольшом повышении пиковой интенсивности воздействия – до  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом случае энергии частиц будут попадать в область гигантского дипольного резонанса, где сечение фотоядерных реакций значительно повышается, а, следовательно, и поток генерируемых нейтронов возрастёт. Это интересные исследования, которые планируется продолжить.

**Режим ускорения электронов в кильватерной волне ультракороткого лазерного импульса (LWFA)** наблюдается при относительно низких плотностях мишеней ( $< 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) и характеризуется относительно низкими (обычно  $\ll 1$  нКл) зарядами ускоренных электронов, но обладает уникальными свойствами по сравнению с другими режимами ускорения: существенно большими энергиями ускоренных электронов (порядка 1 ГэВ для субпетаваттных систем) и их квазимонохроматичностью (энергетический разброс составляет величину порядка процента). Такие электронные пучки могут использоваться, например, для получения тормозного гамма-излучения высоких энергий, генерации излучения на томсоновском (обратном комптоновском) рассеянии или с помощью бетатронного механизма, являющегося побочным результатом ускорения электронов в режиме LWFA.

В рамках проекта с помощью численных расчетов и экспериментальных измерений был проведен подбор оптимальных параметров (плотность плазмы, положение мишени-конвертера) для увеличения выхода рентгеновского излучения с энергией  $> 100$  кэВ при использовании фемтосекундных лазерных импульсов с характерными экспериментальными параметрами (интенсивность  $I_L = 10^{20}$ - $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность  $\tau_L = 45$  фс, длина волны  $\lambda = 0.91$  мкм). Показано, что для нелинейного режима (лазерная интенсивность  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) оптимальная электронная концентрация составляет  $\sim 10^{18-19}$  см<sup>-3</sup>, а при переходе к ультрарелятивистским значениям лазерной интенсивности, оптимальная плотность достигает  $\sim 5 \times 10^{20}$ . Тормозное рентгеновское излучение из конвертера регистрировалось сло-

стым спектрометром тормозного излучения, представляющим собой набор из 8 фильтров разной толщины и атомным номером и фотолюминисцентных пластин непосредственно выступающих в качестве регистрирующих элементов. Было продемонстрировано, что наиболее эффективная генерация тормозного рентгеновского излучения конвертором происходит при самых низких концентрациях плазмы, порядка  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при которых еще происходит эффективное ускорение электронов в LWFA-режиме.

В серии квантовоэлектродинамических расчетов томсоновского (обратного комптоновского) рассеяния, а также в серии численных расчетов, моделирующих ускорение электронов для параметров тераваттной установки ФИАН-МГУ, дана оценка эффективности рентгеновского источника, основанного на томсоновском рассеянии пучка ускоренных электронов на встречном лазерном импульсе. Проведен расчет спектра томсоновского рассеяния лазерного пучка с пиковой мощностью 1 ТВт на пучке лазерно-ускоренных электронов. Параметры последнего выбраны на основе результатов проведенных экспериментов по ускорению электронов. Эксперименты, проведенные с газовой мишенью, показали интересные результаты по генерации коллимированного пучка, когда может быть достигнута энергия, превышающая показатели плёночной мишени, хотя и с несколько меньшим зарядом пучка. В использованной схеме часть энергии ускоряющего импульса использовалась для создания встречного пучка. В экспериментах на лазере ФИАН-МГУ показано, что в результате томсоновского рассеяния лазерного излучения с энергией 20 мДж с перетяжкой диаметром 5 мкм на электронном пучке с заданными параметрами (несколько десятков пКл, расходимость менее 100 мрад) может быть получено около  $10^6$  квантов с энергией около 1 кэВ. В перспективе можно сделать независимый канал генерации отдельного фемтосекундного импульса, что позволит сохранить энергетiku основного импульса и получить при обратном томсоновском рассеянии энергии квантов в единицы кэВ. Такая модернизация обосновывает целесообразность совершенствования следующего планируемого подхода в экспериментах по томсоновскому рассеянию лазерного пучка.

Как уже отмечалось, бетатронное излучение является естественным побочным продуктом процесса LWFA-ускорения и возникает из-за поперечных колебаний электронов в ускоряющем лазерном поле. Электронный сгусток с энергией 250–350 МэВ, излучает бетатронное рентгеновское излучение с синхротронным спектром и критической энергией  $E_c$  в несколько десятков кэВ. Мощность бетатронного излучения можно значительно увеличить, используя более длинные лазерные импульсы или специально подобранные профили плотности. В рамках проекта на лазере PEARL были проведены экспериментальные исследования бетатронного ускорения, на основе которых была предложена схе-

ма стенда для рентгеновского имиджинга, для чего вакуумная камера взаимодействия, помимо системы фокусировки и управления мощным лазерным излучением и системы создания и позиционирования газовых мишеней, была оснащена специально разработанными системами вывода рентгеновского излучения на основе выходного окна из лавсана  $((C_{10}H_8O_4)_n)$  толщиной 250 мкм и способного пропускать кванты с энергией более 2.5 кэВ и системами отклонения и детектирования электронного пучка на основе постоянных магнитов. Детекторы рентгеновского излучения в предложенной схеме размещаются вне камеры взаимодействия. Они используются для регистрации прошедшего через исследуемый объект рентгеновского излучения. В качестве детектора может быть использована рентгенфлуорисцентная пластина (Image Plate - IP) или рентгеновская камера в зависимости от условий проведения работ. Получены рентгеновские изображения тестовых объектов.

**Режим релятивистского самозахвата света** представляет собой промежуточный режим между режимом прямого лазерного ускорения и режимом кильватерного ускорения и характеризуется чрезвычайно высокой эффективностью ускорения электронов. В ходе выполнения проекта с использованием трехмерного кинетического моделирования методом "частица-в-ячейке" показана высокая эффективность ускорения электронов при распространении короткого мощного лазерного импульса в докритической плазме в режиме релятивистского самозахвата (РСЗ). Доказана возможность реализации режима РСЗ лазерного импульса сверхвысокой интенсивности в плазме с неоднородным профилем плотности. Получены условия фокусировки лазерного света в зависимости от градиентной длины плотности плазмы, демонстрирующие, что при правильном выборе положения фокуса лазерного света и размера пятна фокусировки на профиле плотности режим РСЗ лазерного импульса и его использование для инновационных применений так же эффективны, как и в случае однородной мишени. Продемонстрирована возможность использования мульти-ПВт лазерного импульса, распространяющегося в плазме околоскритической плотности в РСЗ режиме, для ускорения большого числа электронов с энергией (0.2 – 2) ГэВ с рекордным зарядом, почти до 0.1 мкКл. Еще больший заряд сосредоточен в электронах с энергией  $> 100$  МэВ. Обсуждаемый механизм генерации таких высокоэнергетичных электронов важен для большого числа применений, основанных на создании инновационных радиационных источников с использованием лазеров как нового поколения, типа XCELS, так и уже действующих мультитераваттных установок. Именно, использование обсужденного выше метода ускорения электронов позволяет создать источники предельной яркости электронов высокой энергии для радиотерапии, быстрых нейтронов для ядерной физики,

гамма-излучения мульти-МэВного диапазона для глубокой радиографии, достаточно плотной электрон-позитронной плазмы, элементарных частиц, сверхинтенсивных импульсов терагерцового излучения, быстрых поверхностных токов рекордной силы, сверхжесткого мощного бетатронного излучения для фазово-контрастного имиджинга высокого разрешения и высокопроизводительного цифрового фенотипирования в селекции растений, для получения медицинских ПЭТ и ОФЭКТ изотопов. Ряд таких применений продемонстрирован в ходе выполнения проекта.

Так, проведенное исследование показывают перспективность разработки метода лазерно-электронной радиотерапии на основе режима РСЗ интенсивного светового импульса. Оно обосновывает возможность использования уже имеющихся коммерческих фемтосекундных лазеров для генерации пучков высокоэнергетичных электронов, что облегчает задачу перехода от расчетно-теоретического этапа разработки новой радиационно-терапевтической методики к его экспериментальному и технологическому продолжениям.

Продemonстрировано эффективное использование фотоядерных реакций, инициируемых пучком РСЗ-ускоренных электронов для создания компактного источника нейтронов. Показано, что благодаря ускорению электронов в режиме самозахвата, обеспечивающему генерацию пучков высокоэнергетичных электронов с рекордным зарядом на Дж вложенной энергии, и последующему их эффективному преобразованию в гамма-кванты вблизи максимума гигантского дипольного резонанса, можно достичь высокой эффективности получения нейтронов, порядка  $10^8$  частиц на 1 Дж вложенной лазерной энергии. Это соответствует известным к настоящему времени оценкам рекордных значений выхода нейтронов с использованием лазерных методов.

Показана возможность получения сверх яркого синхротронного излучения при ускорении электронов в режиме самозахвата лазерного импульса. Для рассмотренного примера лазерного импульса мощностью 135 ТВт и длительностью 30 фс (что может быть обеспечено на установке PEARL) синхротронное излучение генерировалось в диапазоне 10 кэВ – 100 кэВ. Жесткие рентгеновские лучи излучались в течение 75 фс из пятна размером 4 мкм. Узкая направленность синхротронного излучения с расходимостью на уровне 40 мрад приводила к высокой яркости  $1.2 \times 10^{22}$  фотонов/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0.1%b.w. при  $\hbar\omega = 100$  кэВ, что отвечает яркости самых современных синхротронных источников на ускорителях. Общее количество испускаемых фотонов бетатронного излучения с энергией более 10 кэВ было оценено как  $3 \times 10^{10}$ , что обеспечивает эффективность преобразования на уровне  $\approx 0.01$  %, а эффективность преобразования в полный килоэлектронвольтовый диапазон рентгеновских лучей оценивается в несколько десятых процента, что превышает

эффективность преобразования  $\sim 10^{-5}$  для режима прямого ускорения электронов. Исследованный лазерно-плазменный источник синхротронного излучения оказывается достаточно устойчивым, а именно, относительные отклонения параметров лазерного импульса и плазменной мишени приводят к меньшим отклонениям характеристик вторичного излучения.

Показана возможность наработки медицинской дозы ряда радионуклидов с высокими атомными номерами с помощью фотоядерных реакций, получаемых с использованием пучка энергетичных электронов, ускоренных коротким мощным лазерным импульсом джоулевой энергии, распространяющемся в окологригической плазме в режиме самозахвата, при условии работы последнего с частотой повторения импульсов 10 Гц. В то же время для получения медицинских радионуклидов с низкими атомными номерами с использованием лазерно-ускоренных протонов/дейтронов необходима лазерная установка с энергией порядка десяти джоулей, также работающая с частотой повторения импульсов не менее 10 Гц.

**Дополнительные режимы лазерно-плазменного взаимодействия для использования в генерации электромагнитного излучения различных диапазонов и нейтронов.**

#### ***Генерация высших гармоник лазерного излучения.***

В рамках построенной аналитической теории генерации высших гармоник в условиях релятивистски-нелинейного резонансного поглощения лазерного излучения в неоднородной плазме вычислены коэффициенты преобразования в гармоники в вакууме с произвольными номерами  $n \geq 2$  при последовательном учете нелинейной связи амплитуды резонансных плазменных колебаний с амплитудой поля лазерной накачки. Продемонстрировано выполаживание спектров высших гармоник с увеличением лазерной плотности потока энергии вследствие учета релятивистской динамики электронов плазмы в окрестности критической плотности, что отличает такой спектр от предсказываемого теорией возмущений и интересно для приложений.

#### ***Взаимодействие лазерного излучения с кластерной плазмой.***

Проведен расчетно-теоретический анализ нагрева микро-кластерной (пылевой) среды из тяжелых атомов, облучаемой сверхкоротким умеренно релятивистским по интенсивности импульсом лазерного излучения ( $\approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). При этом использована оригинальная схема численного моделирования, позволяющая проводить расчеты больших объемов нагреваемой лазером среды, что недоступно для моделирования «в лоб». Полу-

чены характеристики лазерно-нагретых электронов, найдены оптимальные условия для нагрева такой среды, даны оценки для числа фотонов некогерентного синхротронного излучения, их характерной частоты, коэффициента конверсии в синхротронное излучение в зависимости от интенсивности лазера. Показано, что некогерентное синхротронное излучение имеет вид коротких импульсов с ожидаемой длительностью не более 1 пс, что может представлять практический интерес.

Также, для умеренно интенсивных импульсов (допускающих высокую частоту повторения), выполнено моделирование генерации нейтронов из микрокластерной (микрокапельной) среды. Повышенное число лазерно-нагретых заряженных частиц за счет увеличенного объема микро-кластерной плазмы высокой плотности, облучаемых импульсом большой энергии, позволит создать мощный импульсный источник квазиодноэнергетических нейтронов (~2.4 МэВ) размером ~1 см высокой пиковой яркости. Проведенная оптимизация кластерной мишени (по диаметрам кластеров и средней плотности среды) для фс лазерного импульса с энергией ~ 300 Дж (например, импульс XCELS лазера) и размером фокального пятна ~1 мм предсказывает выход на уровне ~  $10^9$  нейтр/ср, что позволит получать нейтронное глубоко экранированное изображение образца в отдельном выстреле. Ожидаемая яркость вспышки нейтронов достигает значения свыше  $10^{18}$  нейтр/(см<sup>2</sup> с). В случае, если удастся синхронизовать лазерные пучки XCELS (12 пучков по 12 ПВт) определенным образом, то при многопучковом нагреве ожидаемый выход нейтронов можно поднять на порядок, при этом выход нейтронов будет достигать  $10^{10}$  нейтр./ср.

Предложенная численная схема определения характеристик дейтронов и выхода нейтронов из кластерной мишени для умеренной интенсивности лазера допускает обобщение на случай более высоких ( $\gg 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивностей лазера, что актуально для передовых лазеров мульти-Дж энергии высокой частоты повторения импульсов. В связи с востребованностью такого направления планируется дальнейшее проведение исследований, дополняющих уже проведенное.

На основе проведенных численных исследований был предложен и реализован компактный лазерно-кластерный источник рентгеновского излучения. Для кластеризации газового потока использовались сопла специальной геометрии, охлажденные до криогенных температур. Рассчитан и изготовлен соответствующий экспериментальный криогенно-кластерный модуль, проведено экспериментальное исследование спектральных, мощностных и пространственных характеристик источника мягкого рентгеновского излучения, образующегося внутри различных газово-кластерных потоков в процессе их облучения лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности. Была проведена работа по оптимизации такого криогенного модуля с целью создания яркого источника рентгеновского

излучения, который может использоваться для формирования изображений микрообъектов различного типа, биологических, технологических и т.п. Экспериментально продемонстрировано, что повышение временного контраста лазерного импульса ведет к минимизации размеров, образуемого под его действием источника мягкого рентгеновского излучения. В сущности, источниками становятся отдельные кластеры субмикронных размеров, что является принципиально важным при использовании рассматриваемого источника для построения радиографических изображений, в том числе фазово-контрастных. Радиографические источники, формируемые при взаимодействии лазерного излучения с газовыми мишенями, содержащими CO<sub>2</sub>-, Ar-, Kr- и Xe-кластеры, были использованы для получения изображений тестовых микрообъектов. Показано, что за счет выбора положения фокального пятна лазера относительно используемого газового сопла можно менять соотношение интенсивностей генерируемых потоков рентгеновских фотонов, получая тем самым источник для радиографии. Рассмотрены методы абсорбционной и фазово-контрастной рентгеновской радиографии наноструктур с использованием лабораторного источника мягкого рентгеновского излучения на основе фемтосекундной лазерной плазмы. Отличительными особенностями данной схемы от представленных ранее являются, во-первых, тип мишени (газовые кластеры), а, во-вторых, схема регистрации изображений с субмикронным разрешением без оптического увеличения. Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие возможность получения как классических абсорбционных, так и фазово-контрастных изображений сверхтонких объектов и микроскопических биологических образцов на большом поле зрения с субмикронным разрешением.

### ***Генерация сильных магнитных полей и ТГц импульсов.***

В ходе проекта также изучен механизм генерации ультра-широкополосных терагерцовых импульсов, связанный с переходным излучением, возникающим при пересечении тонкой фольги релятивистским лазерно-ускоренным электронным сгустком. В трехмерной геометрии, впервые построено аналитическое решение уравнений Максвелла для электромагнитного излучения за мишенью в ближней зоне в вакууме, описывающее возбуждение уникальной волновой структуры – униполярного (полупериодного) импульса терагерцового диапазона. Полученные результаты помогают понять природу возбуждаемого в результате взаимодействия лазера с плазмой твердотельной плотности широкополосного переходного ТГц излучения, вероятно, долгое время наблюдаемого в экспериментах (но не идентифицированной формы), и могут вдохновить экспериментаторов на целенаправленные исследования таких уникальных сверхинтенсивных источников полупериодного ТГц излучения.



В целом, проведенные исследования показывают перспективность дальнейшего целенаправленного изучения механизмов генерации излучения циклотронного типа и нейтронов, основанных на новых, лазерных принципах ускорения заряженных частиц. Основываясь на этом, можно рассчитывать на создание прототипов соответствующих компактных (по сравнению с традиционными), радиационно-ядерных источников, как только быстроразвивающиеся лазерные технологии предложат оптические драйверы мультиджоульного диапазона энергии с частотой следования импульсов 10-100 Гц. Здесь стоит особо отметить эффективный механизм ускорения электронов на основе режима релятивистского самозахвата интенсивного светового импульса, позволяющий получать направленные пучки электронов с высокой энергией и зарядом, практическое использование которых уже продемонстрировано в отчете для ряда задач (в частности, лазерно-электронной радиотерапии, производства нейтронов и медицинских изотопов).

В ходе выполнения проекта показана возможность получения импульсов терагерцового диапазона частот с уникальными характеристиками на основе переходного излучения электронов, ускоренных лазерным импульсом с облучаемой фронтальной поверхности тонкой металлической фольги. Дальнейшее увеличение мощности ТГц импульсов возможно при увеличении коэффициента конверсии в электроны при использовании более эффективных механизмов их ускорения, приводящих к существенному увеличению полного заряда ускоренного сгустка. Это достижимо, как было показано в ходе выполнения проекта, при использовании режима РСЗ лазерного импульса. Таким образом, исследование генерации терагерцовых импульсов пучком электронов, ускоренных при РСЗ, явилось бы естественным продолжением решенной в ходе выполнения Проекта задачи. Такое продолжение разработки лазерно-терагерцовой тематики планируется уже в следующем году. Актуальность получения мощных квази-униполярных импульсов терагерцового диапазона частот связана с уже демонстрируемыми возможностями их применения для управления свойствами материалов и ускорения частиц.

В ходе выполнения проекта были предложены несколько схем оптических генераторов магнитного поля (например, типа «улитка», представляющая собой цилиндрическую полость с разрезом для входящего лазерного излучения), позволяющих достигать магнитных полей с индукцией, достигающей 10 кТл. Проанализированы возможности использования подобных оптических генераторов сверхсильных магнитных полей для управления пучками лазерно-ускоренных заряженных частиц. Показано, компактные оптические генераторы кольцевого разрядного типа, обеспечивающие в квазистационарном режиме характерные величины магнитного поля на уровне  $10^2$ - $10^5$  Тл могут быть использованы для существенного повышения яркости потоков лазерно-ускоренных заряженных

частиц – протонов и ультрарелятивистских электронов с энергиями вплоть до десятковсотен МэВ. При этом эффект коллимации достаточно слабо зависит от конкретной конфигурации магнитного поля, при условии, что оно направлено вдоль оси кольца.

**Создание непрерывного D-D нейтронного генератора на основе ЭЦР разряда с использованием излучения непрерывного гиротрона для задач бор-нейтронзахватной терапии злокачественных новообразований.**

Важная дополнительная задача проекта состояла в разработке, создании и тестировании непрерывного нейтронного источника. Благодаря обширному опыту ИПФ РАН в разработке и изготовлении мощных СВЧ источников миллиметрового диапазона частот, в первую очередь, гиротронов, создание такого источника основывалось на использовании непрерывного гиротрона. Генерация нейтронов происходила при облучении дейтерийсодержащей мишени пучком ионов дейтерия с энергией 100 кэВ. В результате реакции  $D(D, n)$  образуются нейтроны с энергией в диапазоне от 2.146 до 2.851 МэВ. Пучок ионов дейтерия получался из плотной горячей дейтериевой плазмы электронно-циклотронного разряда в магнитном поле пробочной конфигурации.

Одним из важнейших применений нейтронных источников является бор-нейтронзахватная терапия (БНЗТ) онкологических заболеваний. Метод БНЗТ основан на использовании реакций, возникающих между ядрами  $^{10}\text{B}$  и потоком нейтронов. Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть инсталлированы непосредственно в радиотерапевтической клинике. В результате выполнения проекта в ИПФ РАН была разработана установка GISMO – источник D-D нейтронов непрерывного действия, основанный на ЭЦР разряде в поле микроволнового излучения непрерывного гиротрона с частотой 28 ГГц и мощностью от 500 Вт до 10 кВт. Источник был полностью разработан, создан и протестирован. В частности, определен оптимальный энергетический спектр нейтронного потока, разработаны способы управления его параметрами, а также методы его диагностики. Проведены тестовые облучения биологических объектов в интересах развития методов бор-нейтронзахватной терапии. Результаты экспериментов *in vitro* (на культурах опухолевых и нормальных клеток, соответственно) по изучению биологической эффективности нейтронного излучения созданного в ИПФ РАН нейтронного генератора продемонстрировали потенциальную эффективность генератора и необходимость его дальнейшего развития. Наиболее перспективные результаты были получены при облучении опухолевых клеток линии U87 (глиобластома челове-

ка), для которых наблюдались значимые терапевтические эффекты, особенно выраженные в группе образцов, расположенных на некотором удалении ( $\sim 10$  см) от мишени. Было продемонстрировано снижение клоногенной активности этого типа клеток до  $77,5\% \pm 1,7$ , в то время как доля выживших нормальных клеток (huFB) составила  $92,1\% \pm 2,6$ . Таким образом, полученные результаты демонстрируют частичную эффективность и безопасность нового D-D генератора нейтронов и указывают на необходимость дальнейших работ по увеличению его эффективности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 93. – P. 135004
- 2 Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime // *Physics of Plasmas*. – 2004. – V. 14. – P. 5256
- 3 Thomas A.G.R., Krushelnick K. Betatron x-ray generation from electrons accelerated in a plasma cavity in the presence of laser fields // *Physics of Plasmas*. – 2009. – V. 16. – P. 103103
- 4 Pukhov A., Sheng Z.M., Meyer-ter-Vehn J. Electron acceleration in a plasma channel // *Physics of Plasmas*. – 1999. – V. 6. – P. 2847.
- 5 Kneip S., Nagel S.R., Bellei C. et al. Near-GeV Acceleration of Electrons by a Nonlinear Plasma Wave Driven by a Self-Guided Laser Pulse // *Physical Review Letters*. – 2009. – V. 100. – P. 135004.
- 6 Rosmej O. N., Shen X. F., Pukhov A., Antonelli L., Barbato F., Gyrdymov M., Günther M. M., Zähler S., Popov V. S., Borisenko N. G., Andreev N. E. Bright betatron radiation from direct-laser-accelerated electrons at moderate relativistic laser intensity // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2021. – V. 6. – P. 048401.
- 7 Lobok M. G., Andriyash I. A., Vais O. E., Malka V., Bychenkov V. Yu. Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma // *Physical Review E*. – 2021. – V. 104. – P. L053201.
- 8 Kostyukov I., Shvets G., Fisch N.J., Rax J.M. Magnetic-field generation and electron acceleration in relativistic laser channel // *Physics of Plasmas*. – 2002. – V. 9. – P. 636.
- 9 Nevins W. M., Rognlien T. D., Cohen B. J. Nonlinear absorption of intense microwave pulses // *Physical Review Letters*. – 1987. – V. 59. – P. 60.
- 10 Суворов Е. В., Токман М. Д. Генерация ускоренных электронов при циклотронном нагреве плазмы // *Физика плазмы*. – 1988. – Т. 59. – С. 950.
- 11 Kotel'nikov I.A., Stupakov G.V. Nonlinear effects in electron cyclotron plasma heating // *Physics of Fluids B*. – 1990. – V. 2. – P. 881.

- 12 Bakai A. S., Stepanovskii Yu. P. *Adiabatic Invariants* // Naukova Dumka, Kiev, 1981.
- 13 Lu W. et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime // *Physical Review STAB*. – 2007. – V. 10. – P. 061301.
- 14 Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. X-ray generation in an ion channel // *Physics of Plasmas*. – 2003. – V. 10. – P. 4818–4828.
- 15 Gordienko S., Pukhov A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons // *Physics of Plasmas*. – 2005. – V. 12. – P. 043109.
- 16 Ginzburg V. et al. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression // *Optics Express*. – 2021. – V. 29. – P. 28297.
- 17 Maslov V. I., Bondar D. S., Grigorenko V., Levchuk I. P., Onishchenko I. N. Control of Characteristics of Self-Injected and Accelerated Electron Bunch in Plasma by Laser Pulse Shaping on Radius, Intensity and Shape // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2019. – V. 124. – P. 39–42.
- 18 Surmin I.A., Bastrakov S.I., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Meyerov I.B. Particle-in-Cell laser-plasma simulation on Xeon Phi coprocessors // *Computer Physics Communications*. – 2016. – V. 202. – P. 204–210.
- 19 Gonoskov A. et al. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments // *Physical Review E*. – 2015. – V. 92. – P. 023305.
- 20 Wang J. W. et al. High-energy-density electron beam from interaction of two successive laser pulses with subcritical-density plasma // *Physical Review Accelerators and Beams*. – 2016. – V. 19. – P. 021301
- 21 Jaeschke E.J., Khan S., Schneider J.R., Hastings J.B. Eds. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers*. Cham: Springer International Publishing, 2016. . ISBN:978-3-319-14393-4
- 22 Lewis R. Medical applications of synchrotron radiation x-rays // *Physics in Medicine and Biology*. 1997. № 7(42). C. 1213–1243. DOI:10.1088/0031-9155/42/7/001
- 23 Thomlinson B. Medical Applications of Synchrotron Radiation // *Synchrotron Radiation News*. 2011. № 2(24). C. 2–2. DOI:10.1080/08940886.2011.567156

- 24 Ketcham R.A., Carlson W.D. Acquisition, optimization and interpretation of X-ray computed tomographic imagery: applications to the geosciences // *Computers & Geosciences*. 2001. № 4(27). C. 381–400. DOI:10.1016/S0098-3004(00)00116-3
- 25 Chen G., Bennett G., Perticone D. Dual-energy X-ray radiography for automatic high-Z material detection // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2007. № 1–2(261). C. 356–359 DOI:10.1016/j.nimb.2007.04.036.
- 26 Hanke R., Fuchs T., Uhlmann N. X-ray based methods for non-destructive testing and material characterization // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2008. № 1(591). C. 14–18. DOI:10.1016/j.nima.2008.03.016
- 27 Allen M., Boyd J., Callin R., Deruyter H., Eppley K., Fant K., Fowkes W., Haimson J., Hoag H., Hopkins D., Houck T., Koontz R., Lavine T., Loew G., Mecklenburg B., Miller R., Ruth R., Ryne R., Sessler A., Vlioks A., Wang J., Westenskow G., Yu S. High-gradient electron accelerator powered by a relativistic klystron // *Physical Review Letters*. 1989. № 22(63). C. 2472–2475. DOI:10.1103/PhysRevLett.63.2472
- 28 Bermel P., Byer R.L., Colby E.R., Cowan B.M., Dawson J., Joel England R., Noble R.J., Qi M., Yoder R.B. Summary of the 2011 Dielectric Laser Accelerator Workshop // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014. (734). C. 51–59. DOI:10.1016/j.nima.2013.06.055
- 29 Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth C., Esarey E., Swanson K., Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Satorov P., Leemans W.P. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Physical Review Letters*. 2019. № 8(122). C. 084801. DOI:10.1103/PhysRevLett.122.084801
- 30 Albert F., Thomas A.G.R., Mangles S.P.D., Banerjee S., Corde S., Flacco A., Litos M., Neely D., Vieira J., Najmudin Z., Bingham R., Joshi C., Katsouleas T. Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements //

Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. № 8(56). C. 084015. DOI:10.1088/0741-3335/56/8/084015.

31 Kneip S., McGuffey C., Dollar F., Bloom M.S., Chvykov V., Kalintchenko G., Krushelnick K., Maksimchuk A., Mangles S.P.D., Matsuoka T., Najmudin Z., Palmer C.A.J., Schreiber J., Schumaker W., Thomas A.G.R., Yanovsky V. X-ray phase contrast imaging of biological specimens with femtosecond pulses of betatron radiation from a compact laser plasma wakefield accelerator // Applied Physics Letters. 2011. № 9(99) DOI:10.1063/1.3627216.

32 Döpp A., Guillaume E., Thauray C., Gautier J., Andriyash I., Lifschitz A., Malka V., Rousse A., Ta Phuoc K. An all-optical Compton source for single-exposure x-ray imaging // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. № 3(58). C. 034005 DOI:10.1088/0741-3335/58/3/034005.

33 Esarey E., Shadwick B.A., Catravas P., Leemans W.P. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels // Physical Review E. 2002. № 5(65). C. 056505. DOI:10.1103/PhysRevE.65.056505.

34 Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X-ray Generation in Strongly Nonlinear Plasma Waves // Physical Review Letters. 2004. № 13(93). C. 135004. DOI:10.1103/PhysRevLett.93.135004.

35 Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. X-ray generation in an ion channel // Physics of Plasmas. 2003. № 12(10). C. 4818–4828. DOI:10.1063/1.1624605.

36 Rousse A., Phuoc K.T., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., Kiselev S., Burgy F., Rousseau J.-P., Umstadter D., Hulin D. Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction // Physical Review Letters. 2004. № 13(93). C. 135005. DOI:10.1103/PhysRevLett.93.135005.

37 Albert F., Lemos N., Shaw J.L., Pollock B.B., Goyon C., Schumaker W., Saunders A.M., Marsh K.A., Pak A., Ralph J.E., Martins J.L., Amorim L.D., Falcone R.W., Glenzer S.H., Moody J.D., Joshi C. Observation of Betatron X-Ray Radiation in a Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator Driven with Picosecond Laser Pulses // Physical Review Letters. 2017. № 13(118). C. 134801. DOI:10.1103/PhysRevLett.118.134801.

38 Cipiccia S., Islam M.R., Ersfeld B., Shanks R.P., Brunetti E., Vieux G., Yang X.,

Issac R.C., Wiggins S.M., Welsh G.H., Anania M.-P., Maneuski D., Montgomery R., Smith G., Hoek M., Hamilton D.J., Lemos N.R.C., Symes D., Rajeev P.P., Shea V.O., Dias J.M., Jaroszynski D.A. Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake // *Nature Physics*. 2011. № 11(7). C. 867–871. DOI:10.1038/nphys2090.

39 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels // *Physics of Plasmas*. 1999. № 7(6). C. 2847–2854. DOI:10.1063/1.873242.

40 Ta Phuoc K., Esarey E., Leurent V., Cormier-Michel E., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Rousse A., Leemans W.P. Betatron radiation from density tailored plasmas // *Physics of Plasmas*. 2008. № 6(15). C. 063102. DOI:10.1063/1.2918657.

41 Kozlova M., Andriyash I., Gautier J., Sebban S., Smartsev S., Jourdain N., Chulagain U., Azamoum Y., Tafzi A., Goddet J.-P., Oubriere K., Thauray C., Rousse A., Ta Phuoc K. Hard X Rays from Laser-Wakefield Accelerators in Density Tailored Plasmas // *Physical Review X*. 2020. № 1(10). C. 011061. DOI:10.1103/PhysRevX.10.011061

42 Arutyunian F.R., Tumanian V.A. The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams // *Physics Letters*. 1963. № 3(4). C. 176–178. DOI:10.1016/0031-9163(63)90351-2.

43 Sprangle P., Ting A., Esarey E., Fisher A. Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source // *Journal of Applied Physics*. 1992. № 11(72). C. 5032–5038. DOI:10.1063/1.352031.

44 Esarey E., Ride S.K., Sprangle P. Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas // *Physical Review E*. 1993. № 4(48). C. 3003–3021. DOI:10.1103/PhysRevE.48.3003.

45 Edwards R.D., Sinclair M.A., Goldsack T.J., Krushelnick K., Beg F.N., Clark E.L., Dangor A.E., Najmudin Z., Tatarakis M., Walton B., Zepf M., Ledingham K.W.D., Spencer I., Norreys P.A., Clarke R.J., Kodama R., Toyama Y., Tampo M. Characterization of a gamma-ray source based on a laser-plasma accelerator with applications to radiography // *Applied Physics Letters*. 2002. № 12(80). C. 2129–2131. DOI:10.1063/1.1464221.



- 46 Glinec Y., Faure J., Dain L. Le, Darbon S., Hosokai T., Santos J.J., Lefebvre E., Rousseau J.P., Burgy F., Mercier B., Malka V. High-Resolution  $\gamma$ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source // Physical Review Letters. 2005. № 2(94). C. 025003. DOI:10.1103/PhysRevLett.94.025003.
- 47 Ben-Ismaïl A., Faure J., Malka V. Optimization of gamma-ray beams produced by a laser-plasma accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2011. № 1(629). C. 382–386. DOI:10.1016/j.nima.2010.11.093.
- 48 Giulietti A., Bourgeois N., Ceccotti T., Davoine X., Dobosz S., D’Oliveira P., Galimberti M., Galy J., Gamucci A., Giulietti D., Gizzi L.A., Hamilton D.J., Lefebvre E., Labate L., Marquès J.R., Monot P., Popescu H., Réau F., Sarri G., Tomassini P., Martin P. Intense  $\gamma$ -Ray Source in the Giant-Dipole-Resonance Range Driven by 10-TW Laser Pulses // Physical Review Letters. 2008. № 10(101). C. 105002. DOI:10.1103/PhysRevLett.101.105002.
- 49 Oishi Y., Nayuki T., Zhidkov A., Fujii T., Nemoto K. Evaluation of Yields of  $\gamma$ -Rays Produced by Electrons from Gas Jets Irradiated by Low-Energy Laser Pulses: Towards “Virtual Radioisotopes” // Japanese Journal of Applied Physics. 2011. № 4R(50). C. 042702. DOI:10.1143/JJAP.50.042702.
- 50 Cipiccia S., Wiggins S.M., Shanks R.P., Islam M.R., Vieux G., Issac R.C., Brunetti E., Ersfeld B., Welsh G.H., Anania M.P., Maneuski D., Lemos N.R.C., Bendoyro R.A., Rajeev P.P., Foster P., Bourgeois N., Ibbotson T.P.A., Walker P.A., Shea V.O., Dias J.M., Jaroszynski D.A. A tuneable ultra-compact high-power, ultra-short pulsed, bright gamma-ray source based on bremsstrahlung radiation from laser-plasma accelerated electrons // Journal of Applied Physics. 2012. № 6(111). DOI:10.1063/1.3693537.
- 51 Underwood C.I.D., Baird C.D., Murphy C.D., Armstrong C.D., Thornton C., Finlay O.J., Streeter M.J. V, Selwood M.P., Brierley N., Cipiccia S., Gruse J.-N., McKenna P., Najmudin Z., Neely D., Rusby D., Symes D.R., Brenner C.M. Development of control mechanisms for a laser wakefield accelerator-driven bremsstrahlung x-ray source for advanced radiographic imaging // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. № 12(62). C. 124002. DOI:10.1088/1361-6587/abbebe.
- 52 Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G.,

- Sircombe N.J., Gillies P., Evans R.G., Schmitz H., Bell A.R., Ridgers C.P. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. № 11(57). C. 113001. DOI:10.1088/0741-3335/57/11/113001.
- 53 Vyskočil J., Klimo O., Weber S. Simulations of bremsstrahlung emission in ultra-intense laser interactions with foil targets // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. № 5(60). C. 054013. DOI:10.1088/1361-6587/aab4c3.
- 54 Ducloux R., Kirk J.G., Bell A.R. Monte Carlo calculations of pair production in high-intensity laser-plasma interactions // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2011. № 1(53). C. 015009. DOI:10.1088/0741-3335/53/1/015009.
- 55 Elkina N. V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Y., Legkov M. V., Narozhny N.B., Nerush E.N., Ruhl H. QED cascades induced by circularly polarized laser fields // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2011. № 5(14). C. 054401. DOI:10.1103/PhysRevSTAB.14.054401.
- 56 Henke B.L.L., Gullikson E.M.M., Davis J.C.C. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at  $E = 50\text{--}30,000$  eV,  $Z = 1\text{--}92$  // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1993. № 2(54). C. 181–342. DOI:10.1006/adnd.1993.1013.
- 57 Lavrinenko Y.S., Morozov I. V, Pikuz S.A., Skobelev I.Y. Reflectivity and imaging capabilities of spherically bent crystals studied by ray-tracing simulations // *Journal of Physics: Conference Series*. 2015. (653). C. 012027. DOI:10.1088/1742-6596/653/1/012027
- 58 Willingale L., Nilson P.M., Thomas A.G.R. *et al.* 2011. *Phys. Plasmas*. **18**. 056706.
- 59 Willingale L., Thomas A.G.R, Nilson P.M. *et al.* 2013. *New J. Phys.* **15**. 025023.
- 60 Toncian T., Wang C., McCary E. *et al.* 2016. *Matter Rad. Extremes*. **1**. 82.
- 61 Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J. *et al.* 2018. *New J. Phys.* **20**. 093024.
- 62 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. 1999. *Phys. Plasmas*. **6**., 2847.
- 63 Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L. *et al.* 2016. *Phys. Plasmas*. **23**. 056704.
- 64 Khudik V., Arefiev A., Zhang Xi *et al.* 2016. *Phys. Plasmas*. **23**. 103108.

- 65 Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaehner S. *et al.* 2019. *New J. Phys.* **21**. 043044.
- 66 Rosmej O.N., Gyrdymov M., Gunther M.M. *et al.* 2020. *Plasma Phys. Control. Fusion.* **62**. 115024
- 67 Андреев Н.Е., Попов В.С., Розмей О.Н. *и др.* 2021. *Квантовая электроника.* **51**. 1019
- 68 Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, 4 (6), 421 (2007)
- 69 Pukhov A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) // *Journal of Plasma Physics.* – 1999. – Vol. 61. No. 3. – P. 425–433
- 70 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels // *Physics of Plasmas.* — 1999. — Vol. 6, no. 7. — P. 2847–2854
- 71 Kiktenko EO, Fedorov AK, Man'ko OV, Man'ko VI, Multilevel superconducting circuits as two-qubit systems: Operations, state preparation, and entropic inequalities, *Phys Rev A* **91**, 042312 (2015)
- 72 Nagali, E., *et al.*, Quantum information transfer from spin to orbital angular momentum of photons, *Physical Review Letters* **103**, 013601 (2009)
- 73 Y. Ma, G. Rui, B. Gu, Y. Cui, Trapping and manipulation of nanoparticles using multifocal optical vortex metalens, *Sci. Rep.* **7**, 14611 (2017)
- 74 U.D. Jentschura, V.G. Serbo, Compton upconversion of twisted photons: backscattering of particles with non-planar wave functions, *The European Physical Journal C* **71**, 1571 (2011)
- 75 Forbes A. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators, *Advances in Optics and Photonics* **8**, 200-227 (2016)
- 76 G. Molina-Terriza, *et al.* Twisted photons. *Nature Physics* **3**, 305-310 (2007)
- 77 J. P. Torres, L. Torner, *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*, Wiley-VCH (2011)
- 78 V. Epp, J. Janz, M. Zotova, Angular momentum of radiation at axial channeling, *Nucl. Instrum. Methods B* **78**, 436 (2018)
- 79 J. A. Sherwin, Theoretical study of the double Compton effect with twisted photons, *Phys. Rev. A* **95**, 052101 (2017)

- 80 Igor P. Ivanov, Colliding particles carrying non-zero orbital angular momentum, *Phys. Rev. D* **83**, 093001 (2011)
- 81 Z. Liping, Z. Pengming, A. J. Silenko, Liang Lu, Recent progress in the physics of twisted particles, *The Innovation* **4**, 100432 (2023)
- 82 A. P. Potylitsyn, D. V. Gavrilenko, M. N. Strikhanov, A. A. Tishchenko, Crab crossing in inverse Compton scattering, *Phys. Rev. Accel. Beams* **26**, 040701 (2023)
- 83 L. Allen, M.J. Padgett, M. Babiker, IV The Orbital Angular Momentum of Light, *Progress in Optics*, Elsevier **39**, 291-372, (1999)
- 84 V. Serbo, I. P. Ivanov, S. Fritzsche, D. Seipt and A. Surzhykov, Scattering of twisted relativistic electrons by atoms, *Phys. Rev. A* **92**, 012705 (2015)
- 85 M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2008)
- 86 Kochetkov Iu.V., Bukharskii N.D., Ehret M., Abe Y., Law K.F.F., Ospina-Bohorquez V., Santos J.J., Fujioka S., Schaumann G., Zielbauer B., Kuznetsov A., Korneev Ph. Neural network analysis of quasistationary magnetic fields in microcoils driven by short laser pulses//*Scientific Reports*, 2022, Vol. 12, No. 1, P. 13734
- 87 M. Ehret, Yu. Kochetkov, Y. Abe *et al.* *Phys. Rev. E* **106**, 045211 (2022)
- 88 Ph. Korneev, N. D. Bukharskii, I. V. Kochetkov *et al.* arXiv:2304.07816 (2023)
- 89 Н. Д. Бухарский, Ф. А. Корнеев. Исследование сильно замагниченной релятивистской плазмы в контексте лабораторной астрофизики и управления потоками частиц // *Квантовая электроника* **53**:4, 289-296 (2023)
- 90 M. M. Gunther, O. N. Rosmej, P. Tavana *et al.* *Nat. Commun.* **13**, 170 (2022)
- 91 P. Tavana, N. Bukharskii, M. Gyrdymov *et al.* *Front. Phys.* **11** (2023)
- 92 Z. G. Ma, H. Y. Lan, W. Y. Liu *et al.* *Matter Radiat. Extremes* **4**, 064401 (2019)
- 93 Е. А. Хазанов, А. А. Шайкин, И. Ю. Костюков и др. XCELS – Международный центр исследований экстремальных световых полей // *Квантовая электроника* **53**:2, 95–122 (2023)
- 94 Kleinschmidt A. *et al.* Intense, directed neutron beams from a laser-driven neutron source at PHELIX // *Physics of Plasmas*. – 2018. – Т. 25. – №. 5. – С. 053101
- 95 Ivanov K. A. *et al.* Role of contrast of a relativistic femtosecond laser pulse interacting with solid and structured targets // *Quantum Electronics*. – 2021. – Т. 51. – №. 9. – С. 768
- 96 Feng J. *et al.* High-efficiency neutron source generation from photonuclear reactions driven by laser plasma accelerator // *High Energy Density Physics*. – 2020. – Т. 36. – С. 100753

- 97 Alvarez J. et al. Laser driven neutron sources: characteristics, applications and prospects //Physics Procedia. – 2014. – T. 60. – C. 29-38
- 98 Arikawa Y. et al. High-intensity neutron generation via laser-driven photonic nuclear reaction //Plasma and Fusion Research. – 2015. – T. 10. – C. 2404003-2404003
- 99 Phillips T. W. et al. Diagnosing hot electron production by short pulse, high intensity lasers using photonic nuclear reactions //Review of scientific instruments. – 1999. – T. 70. – №. 1. – C. 1213-1216
- 100 Mirfayzi S. R. et al. Proof-of-principle experiment for laser-driven cold neutron source //Scientific Reports. – 2020. – T. 10. – №. 1. – C. 1-8
- 101 Mirfayzi S. R. et al. A miniature thermal neutron source using high power lasers //Applied Physics Letters. – 2020. – T. 116. – №. 17. – C. 174102
- 102 Jung D. et al. Characterization of a novel, short pulse laser-driven neutron source //Physics of Plasmas. – 2013. – T. 20. – №. 5. – C. 056706
- 103 Higginson D. P. et al. Laser generated neutron source for neutron resonance spectroscopy //Physics of plasmas. – 2010. – T. 17. – №. 10. – C. 100701
- 104 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense  $\gamma$ -ray and neutron sources for nuclear application and science //Nature Communications. – 2022. – T. 13. – №. 1. – C. 170
- 105 V. Vojtš, V. Horn'ý, H. Horn'ý, S. N. Chen, X. Davoine, V. Lelasseux, L. Gremillet, J. Fuchs // 2022. Doi: 10.48550/arXiv.2202.06549
- 106 Magill J. et al. Laser transmutation of iodine-129 //Applied Physics B. – 2003. – T. 77. – C. 387-390
- 107 Tsymbalov I. N. et al. Investigation of the reaction  $D(\gamma, n)H$  near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation //Physics of Atomic Nuclei. – 2017. – T. 80. – C. 397-401
- 108 Malka G. et al. Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top., **66**(6):8 (2002)
- 109 Ledingham K. W. D. et al. Photonic nuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets //Physical Review Letters. – 2000. – T. 84. – №. 5. – C. 899
- 110 Otuka N. et al. Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (EXFOR): international collaboration between nuclear reaction data centres (NRDC) //Nuclear Data Sheets. – 2014. – T. 120. – C. 272-276
- 111 Tsymbalov I. et al. Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – T. 63. – №. 2. – C. 022001

- 112 Tsymbalov I. et al. Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – T. 61. – №. 7. – C. 075016
- 113 Tsymbalov I. N. et al. Investigation of the reaction  $D(\gamma, n)H$  near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation //Physics of Atomic Nuclei. – 2017. – T. 80. – C. 397-401
- 114 Agostinelli S. GEANT4-a simulation tool kit Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2003 //A506. – C. 250-303
- 115 Chadwick M. B. et al. ENDF/B-VI2. 1 nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data //Nuclear data sheets. – 2011. – T. 112. – №. 12. – C. 2887-2996
- 116 Kutsenko B. New Geant4 photonuclear cross-section model. – 2021. – №. CERN-STUDENTS-Note-2021-034
- 117 Kawano T. et al. IAEA photonuclear data library 2019 //Nuclear Data Sheets. – 2020. – T. 163. – C. 109-162
- 118 Alejo A. et al. Recent advances in laser-driven neutron sources //Il nuovo cimento C. – 2015. – T. 38. – №. 6. – C. 1-7
- 119 Faenov A. Y. et al. Generation of Quantum Beams in Large Clusters Irradiated by Super-Intense, High-Contrast Femtosecond Laser Pulses //Contributions to Plasma Physics. – 2013. – T. 53. – №. 2. – C. 148-160
- 120 Krainov V. P., Smirnov M. B. Cluster beams in the super-intense femtosecond laser pulse //Physics reports. – 2002. – T. 370. – №. 3. – C. 237-331
- 121 Ditmire T. et al. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters //Nature. – 1999. – T. 398. – №. 6727. – C. 489-492
- 122 Namba S. et al. Efficient electron heating in nitrogen clusters irradiated with intense femtosecond laser pulses //Physical Review A. – 2006. – T. 73. – №. 1. – C. 013205
- 123 Nagashima T. et al. Terahertz pulse radiation from argon clusters irradiated with intense femtosecond laser pulses //Optics Express. – 2009. – T. 17. – №. 11. – C. 8907-8912
- 124 Chen L. M. et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target //Scientific reports. – 2013. – T. 3. – №. 1. – C. 1912
- 125 LécZ Z., Andreev A., Hafz N. Substantial enhancement of betatron radiation in cluster targets //Physical Review E. – 2020. – T. 102. – №. 5. – C. 053205

- 126 Dorchie F. et al. Investigation of laser-irradiated Ar cluster dynamics from K-shell x-ray emission measurements //Physical Review E. – 2005. – Т. 71. – №. 6. – С. 066410
- 127 Dorchie F. et al. Observation of subpicosecond X-ray emission from laser-cluster interaction //Physical review letters. – 2008. – Т. 100. – №. 20. – С. 205002
- 128 Jinno S. et al. Micron-size hydrogen cluster target for laser-driven proton acceleration //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – Т. 60. – №. 4. – С. 044021
- 129 Semenov T. A. et al. Fusion neutrons from femtosecond relativistic laser-irradiated sub-micron aggregates in a rapid expanding jet of supercritical CO<sub>2</sub>+ CD<sub>3</sub>OD mixture //Laser Physics Letters. – 2022. – Т. 19. – №. 9. – С. 095401
- 130 Ter-Avetisyan S. et al. Generation of a quasi-monoenergetic proton beam from laser-irradiated sub-micron droplets //Physics of Plasmas. – 2012. – Т. 19. – №. 7
- 131 Гожев Д. А. и др. Импульсный источник заряженных частиц и нейтронов на основе 10-петаваттной лазерной системы, облучающей микрокластерную среду //Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 3. – С. 217-223
- 132 Гожев Д. А., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Электронный нагрев кластерной плазмы ультракоротким лазерным импульсом //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 114. – №. 4. – С. 233-241
- 133 Андреев А. А., Платонов К. Ю. Синхротронное излучение кластерной плазмы в циркулярно поляризованном лазерном поле //Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52. – №. 2. – С. 195-201
- 134 Вайс О. Е., Быченков В. Ю. Нелинейное томсоновское рассеяние остророфокусированного релятивистски интенсивного лазерного импульса на ансамбле частиц //Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – №. 10. – С. 922-928
- 135 <https://txcorp.com/vsim>
- 136 Ландау Л. Д. Лифшиц Е М Теория поля Изд. 7-е. – 1988
- 137 Беляев В. С. и др. О возможности получения импульсов некогерентного рентгеновского излучения фемтосекундной длительности с помощью лазерной плазмы //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2013. – Т. 97. – №. 12. – С. 782-787

- 138 Albert F., Thomas A. G. R. Applications of laser wakefield accelerator-based light sources //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2016. – Т. 58. – №. 10. – С. 103001
- 139 Powers N. D. et al. Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source //Nature Photonics. – 2014. – Т. 8. – №. 1. – С. 28-31
- 140 Cole J. M. et al. High-resolution  $\mu$ CT of a mouse embryo using a compact laser-driven X-ray betatron source //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2018. – Т. 115. – №. 25. – С. 6335-6340
- 141 Corde S. et al. Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators //Reviews of Modern Physics. – 2013. – Т. 85. – №. 1. – С. 1
- 142 Wood J. C. et al. Ultrafast imaging of laser driven shock waves using betatron x-rays from a laser wakefield accelerator //Scientific reports. – 2018. – Т. 8. – №. 1. – С. 1-10
- 143 Sprangle P. et al. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding //AIP Conference Proceedings. – American Institute of Physics, 1988. – Т. 175. – №. 1. – С. 231-239
- 144 Gahn C. et al. Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels //Physical Review Letters. – 1999. – Т. 83. – №. 23. – С. 4772
- 145 Chen S. et al. MeV-energy X rays from inverse Compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons //Physical review letters. – 2013. – Т. 110. – №. 15. – С. 155003
- 146 Chen L. M. et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target //Scientific reports. – 2013. – Т. 3. – №. 1. – С. 1912
- 147 Tsymbalov I. et al. Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 022001
- 148 Danson C. N. et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide //High Power Laser Science and Engineering. – 2019. – Т. 7
- 149 Попруженко С. В., Федотов А. М. Динамика и излучение заряженных частиц в лазерных полях экстремальной интенсивности //Успехи физических наук. – 2023. – Т. 193. – №. 5. – С. 491-527
- 150 Blackburn T. G. Radiation reaction in electron-beam interactions with high-intensity lasers //Reviews of Modern Plasma Physics. – 2020. – Т. 4. – №. 1. – С. 5



- 151 Gonoskov A. et al. Charged particle motion and radiation in strong electromagnetic fields //Reviews of Modern Physics. – 2022. – Т. 94. – №. 4. – С. 045001
- 152 Philippov A., Timokhin A., Spitkovsky A. Origin of pulsar radio emission //Physical review letters. – 2020. – Т. 124. – №. 24. – С. 245101
- 153 Nerush E. N., Serebryakov D. A., Kostyukov I. Y. Weibel instability in hot plasma flows with the production of gamma-rays and electron–positron pairs //The Astrophysical Journal. – 2017. – Т. 851. – №. 2. – С. 129
- 154 Ridgers C. P. et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense  $\gamma$  rays from laser-irradiated solids //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 16. – С. 165006
- 155 Nakamura T. et al. High-power  $\gamma$ -ray flash generation in ultraintense laser-plasma interactions //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 19. – С. 195001
- 156 Bashinov A. V., Kim A. V. On the electrodynamic model of ultra-relativistic laser-plasma interactions caused by radiation reaction effects //Physics of Plasmas. – 2013. – Т. 20. – №. 11
- 157 Bell A. R., Kirk J. G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers //Physical review letters. – 2008. – Т. 101. – №. 20. – С. 200403
- 158 Nerush E. N. et al. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma //Physical review letters. – 2011. – Т. 106. – №. 3. – С. 035001
- 159 Efimenko E. S. et al. Extreme plasma states in laser-governed vacuum breakdown //Scientific reports. – 2018. – Т. 8. – С. 2329
- 160 Bashinov A. V., Kumar P., Efimenko E. S. Confinement of electrons in the focus of the dipole wave //Quantum Electronics. – 2019. – Т. 49. – №. 4. – С. 314
- 161 Ефименко Е. С. и др. Формирование пучков заряженных частиц в многопучковых системах электродипольной конфигурации мультитераваттного уровня мощности //Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 2. – С. 150-156
- 162 Gonoskov I. et al. Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from  $4\pi$  focused laser pulses //Physical Review A. – 2012. – Т. 86. – №. 5. – С. 053836
- 163 Gonoskov A. et al. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity //Physical review letters. – 2014. – Т. 113. – №. 1. – С. 014801

- 164 Khazanov E. et al. eXawatt Center for Extreme Light Studies //High Power Laser Science and Engineering. – 2023. – Т. 11. – С. e78
- 165 Gonoskov A. et al. Ultrabright GeV photon source via controlled electromagnetic cascades in laser-dipole waves //Physical Review X. – 2017. – Т. 7. – №. 4. – С. 041003
- 166 Bashinov A. V. et al. Towards attosecond-scale highly directed GeV gamma-ray sources with multipetawatt-class lasers //Journal of Optics. – 2017. – Т. 19. – №. 11. – С. 114012
- 167 Ефименко Е. С. и др. Источник гамма-фотонов в мультипетаваттных многопучковых системах электродипольной конфигурации //Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 2. – С. 145-149
- 168 Bashinov A. V., Kumar P., Kim A. V. Quantum electrodynamic cascade structure in a standing linearly polarised wave //Quantum Electronics. – 2018. – Т. 48. – №. 9. – С. 833
- 169 Bashinov A. V. et al. Particle trajectories, gamma-ray emission, and anomalous radiative trapping effects in magnetic dipole wave //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 6. – С. 065202
- 170 Gelfer E. G. et al. Optimized multibeam configuration for observation of QED cascades //Physical Review A. – 2015. – Т. 92. – №. 2. – С. 022113
- 171 Efimenko E. S. et al. Laser-driven plasma pinching in  $e^- e^+$  cascade //Physical review E. – 2019. – Т. 99. – С. 031201(R)
- 172 <https://hpc-education.unn.ru/ru/исследования/основные-направления/моделирование-плазмы>
- 173 Volokitin V. et al. Optimized event generator for strong-field QED simulations within the hi- $\chi$  framework // Journal of Computational Science. – 2023. – Т. 74. – С. 102170
- 174 Muraviev A. et al. Strategies for particle resampling in PIC simulations //Computer Physics Communications. – 2021. – Т. 262. – С. 107826
- 175 Панова Е.А и др. Разработка генератора многопучковых конфигураций электромагнитного поля // математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии Труды XXI Международной конференции. Нижний Новгород, 2021. Издательство: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (Нижний Новгород). – 2021. – С. 257-261

176 GEANT4 Collaboration. Physics Reference Manual (Release 11.0).  
<https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html>  
(2021)

177 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense  $\gamma$ -ray and neutron sources for nuclear application and science // Nature Communications. – 2022. – Т. 13. – №. 1. – С. 170

178 Таскаев С.Ю. Бор-нейтронозахватная терапия. / С.Ю. Таскаев, В.В. Каныгин. — Новосибирск: Издательство СО РАН, 2016. — 216 с.

179 Belchenko Y.I. Surface-plasma negative ion source for the medicine accelerator / Y.I. Belchenko, E.V. Grigoryev // Review of Scientific Instruments. — 2002. — Vol. 2, № 73. — P. 939

180 Belchenko Y. Direct current H- source for the medicine accelerator / Y. Belchenko, V. Savkin // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 5, № 75. — P. 1704–1708

181 Бельченко Ю.И. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией как основа медицинского комплекса для лечения злокачественных опухолей методом борнейтронозахватной терапии и таможенного комплекса для дистанционного обнаружения взрывчатых веществ / Ю.И. Бельченко, А.В. Бурдаков, В.И. Давыденко, В.М. Долгушин, А.Н. Драничников, А.А. Иванов, В.В. Кобец, С.Г. Константинов, А.С. Кривенко, А.М. Кудрявцев, В.Я. Савкин, А.Л. Санин, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, М.А. Тиунов, А.Д. Хильченко, В.В. Широков // Вестник НГУ: серия "Физика". — 2006. — Т. 1, № 2. — С. 82–88

182 Akhmetov T.D. Radially uniform circular sweep of ion beam / T.D. Akhmetov, V.I. Davydenko, A.A. Ivanov, V.V. Kobets, A.S. Medvedko, D.N. Skorobogatov, M.A. Tiunov // Review of Scientific Instruments. — 2006. — Vol. 77, № 3. — 106 p.

183 Tahara Y. A BNCT neutron generator using a 30 MeV proton beam / Y. Tahara, S. Abe, Y. Akiyama, Y. Kamei, T. Tsutsui, H. Yokobori, Y. Unno, M. Baba // Proc. 12th Int Cong On Neutron Capture Therapy, Takamatsu, Japan, Oct 9–13. — 2006. — P. 327–330

184 Tanaka H. Experimental verification of beam characteristics for cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS) / H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, Masunaga S.,

Mitsumoto T., Fujita K., Kashino G., Kinashi Y., Liu Y., M. Takada, K. Ono, A. Maruhashi // *Appl Radiat Isot.* —2011. — Vol. 12, № 69. — P. 1642–1645

185 Skalyga V. Gyrotron-driven High current ECR ion source for boron-neutron capture therapy neutron generator / V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2014. — № 768. — P. 146–150

186 Skalyga V. Neutron generator for BNCT based on high current ECR ion source with gyrotron plasma heating / V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen // *Applied Radiation and Isotopes.* — 2015. — № 106. — P. 29–33

187 Kashino G. A simple and rapid method for measurement of <sup>10</sup>B-para-boronophenylalanine in the blood for boron neutron capture therapy using fluorescence spectrophotometry / G. Kashino, S. Fukutani, M. Suzuki, Y. Liu, K. Nagata, S. Masunaga, A. Maruhashi, H. Tanaka, Y. Sakurai, Y. Kinashi, N. Fujii, K. Ono // *J Radiat Res.* — 2009. — Vol. 4, № 50. — P. 377–382

188 González-Campo A. A versatile methodology for the controlled synthesis of photoluminescent high-boron-content dendrimers / A. González-Campo, A. Ferrer-Ugalde, C. Viñas, F. Teixidor, R. Sillanpää, J. Rodríguez-Romero, R. Santillan, N. Farfán, R. Núñez // *Chemistry.* — 2013. — Vol. 20, № 19. — P. 6299–6312

189 Hiramatsu R. Tetrakis(p-carboranylthio-tetrafluorophenyl)chlorin (TPFC): application for photodynamic therapy and boron neutron capture therapy / R. Hiramatsu, S. Kawabata, H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, K. Ono, S. Miyatake, T. Kuroiwa, E. Hao, M.G. Vicente // *J Pharm Sci.* — 2015. — Vol. 3, № 104. — P. 962–970

190 Volovetsky A.B. Pharmacokinetics of Chlorin e6-Cobalt Bis(Dicarbollide) Conjugate in Balb/c Mice with Engrafted Carcinoma / A.B. Volovetsky, V.S. Sukhov, I.V. Balalaeva, V.V. Dudenkova, N.Yu. Shilyagina, A.V. Feofanov, A.V. Efremenko, M.A. Grin, A.F. Mironov, I.B. Sivaev, V.I. Bregadze, A.V. Maslennikova // *Int J Mol Sci.* — 2017. — Vol. 12, №18. — P. 2556

191 Taylor H.J. Detection of Nuclear Disintegration in a Photographic Emulsion / H.J. Taylor, M. Goldhaber // *Nature.* — 1935. — № 135. — P. 341-348

- 192 Locher G.L. Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons // *Am J Roentgenol Radium Ther.* — 1936. — № 36. — P. 1–13
- 193 Kruger P. Some biological effects of nuclear disintegration product on neoplastic tissue // *Proc Natl Acad Sci USA.* — 1940. — Vol. 3, № 26. — P. 181–192
- 194 Sweet W. The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor // *Nucl Engl Journ Med.* — 1951. — № 245. — P. 875–878
- 195 Farr L.E. Neutron capture therapy with boron in the treatment of glioblastoma multiforme / L.E. Farr, W.H. Sweet, J.S. Robertson, C.G. Foster, H.B. Locksley, D.L. Sutherland, M.L. Mendelsohn, E.E. Stickley // *Am J Roentgenol Radium Ther Nucl Med.* — 1954. — Vol. 2, №71. — P. 279–293
- 196 Hatanaka H. Clinical results of boron neutron capture therapy // *Basic Life Sci.* — 1990. — № 54. — P. 15–21
- 197 Tsukamoto T. A phantom experiment for the evaluation of whole body exposure during BNCT using cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS) / T. Tsukamoto, H. Tanaka, H. Yoshinaga, T. Mitsumoto, A. Maruhashi, K. Ono, Y. Sakurai // *Appl Radiat Isot.* — 2011. — Vol. 12, 69. — P. 1830–1833
- 198 Заиди Л. Система формирования пучка нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии / Л. Заиди, Е.А. Кашаева, С.И. Лежнин, Г.Н. Малышкин, С.И. Самарин, Т.В. Сычева, С.Ю. Таскаев, С.А. Фролов // *Ядерная физика.* — 2017. — Т. 1, № 80. — С. 63–69
- 199 Golubev S.V.. A compact neutron source for boron neutron capture therapy / S.V. Golubev, I.V. Izotov, S.V. Razin, A.V. Sidorov, V.A. Skalyga // *Radiophysics and quantum electronics.* — 2017. — Vol. 8-9, № 59. — P. 682–689
- 200 Luderer M.J. Advancements in Tumor Targeting Strategies for Boron Neutron Capture Therapy / M.J. Luderer, P. Puente, A.K. Azab // *Pharm Res.* — 2015. — Vol. 9, № 32. — P. 2824–2836
- 201 Deagostino A. Insights into the use of gadolinium and gadolinium/boron-based agents in imaging-guided neutron capture therapy applications / A. Deagostino, N. Protti, D. Alberti, P. Boggio, S. Bortolussi, S. Altieri, S.G. Crich // *Future Med Chem.* — 2016. — Vol. 8, № 8. — P. 899–917

- 202 Sauerwein W.A.G. Principles and Roots of Neutron Capture Therapy. / W.A.G. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. — Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. — 553 p.
- 203 Деньгуб В.М., Смирнов В.Г. Единицы величин. Словарь-справочник. / В.М. Деньгуб, В.Г. Смирнов. — М.: Издательство стандартов, 1990. — 240 с.
- 204 Кушленников Э.Л. Нейтроны и онкология / Э.Л. Кушленников, А.Н. Довбня, С.С. Кандыбей, А.И. Тутубалин, В.В. Красильников // Научные Ведомости Серия: Математика. Физика. — 2012. — Т. 142, № 23. — С. 143–163
- 205 Morrison D.E. High mitochondrial accumulation of new gadolinium(III) agents within tumour cells / D.E. Morrison, J.B. Aitken, M.D. Jonge, J.A. Ioppolo, H.H. Harris, L.M. Rendina // Chem Commun (Camb). — 2014. — Vol. 50, № 4. — P. 2252–2254
- 206 Morrison D.E. Synthesis and biological evaluation of a class of mitochondrially-targeted gadolinium(III) agents / D.E. Morrison, J.B. Aitken, M.D. Jonge, F. Issa, H.H. Harris, L.M. Rendina // J. Chem Eur. — 2014. — Vol. 20, № 8. — P. 16602–16612
- 207 Alberti D. A theranostic approach based on the use of a dual boron/Gd agent to improve the efficacy of Boron Neutron Capture Therapy in the lung cancer treatment / D. Alberti, N. Protti, A. Toppino, A. Deagostino, S. Lanzardo, S. Bortolussi, S. Altieri, C. Voena, R. Chiarle, S. Geninatti Crich, S. Aime // Nanomedicine. — 2015. — Vol. 3, № 11. — P. 741–750
- 208 Верещако Г.Г. Радиобиология: термины и понятия. / Г.Г. Верещако, А.М. Ходосовская. — Минск: Бел. Навука, 2016. — 340 с.
- 209 Ditmire T. et al. High energy ion explosion of atomic clusters: Transition from molecular to plasma behavior // Physical Review Letters. — 1997. — Т. 78. — №. 14. — С. 2732
- 210 Ditmire T. et al. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters // Nature. — 1999. — Т. 398. — №. 6727. — С. 489-492
- 211 Faenov A. Y. et al. Generation of Quantum Beams in Large Clusters Irradiated by Super-Intense, High-Contrast Femtosecond Laser Pulses // Contributions to Plasma Physics. — 2013. — Т. 53. — №. 2. — С. 148-160
- 212 Lu H. Y. et al. Efficient fusion neutron generation from heteronuclear clusters in intense femtosecond laser fields // Physical Review A. — 2009. — Т. 80. — №. 5. — С. 051201

- 213 Ter-Avetisyan S. et al. Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray //Physics of Plasmas. – 2005. – T. 12. – №. 1. – C. 012702-012702-5
- 214 Madison K. W. et al. Fusion neutron and ion emission from deuterium and deuterated methane cluster plasmas //Physics of Plasmas. – 2004. – T. 11. – №. 1. – C. 270-277
- 215 Karsch S. et al. High-intensity laser induced ion acceleration from heavy-water droplets //Physical review letters. – 2003. – T. 91. – №. 1. – C. 015001
- 216 Chen L. M. et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target //Scientific reports. – 2013. – T. 3. – №. 1. – C. 1912
- 217 LécZ Z., Andreev A., Hafz N. Substantial enhancement of betatron radiation in cluster targets //Physical Review E. – 2020. – T. 102. – №. 5. – C. 053205
- 218 Breizman B. N., Arefiev A. V., Fomyts'kyi M. V. Nonlinear physics of laser-irradiated microclusters //Physics of plasmas. – 2005. – T. 12. – №. 5
- 219 Namba S. et al. Efficient electron heating in nitrogen clusters irradiated with intense femtosecond laser pulses //Physical Review A. – 2006. – T. 73. – №. 1. – C. 013205
- 220 Faenov A. Y. et al. Short laser pulse interaction with large clusters //Journal of the Korean Physical Society. – 2010. – T. 56. – №. 1. – C. 279-286
- 221 Bochkarev S. G. et al. Ion energy spectra directly measured in the interaction volume of intense laser pulses with clustered plasma //Scientific Reports. – 2018. – T. 8. – №. 1. – C. 9404
- 222 Hah J. et al. Characterization of a high repetition-rate laser-driven short-pulsed neutron source //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – T. 60. – №. 5. – C. 054011
- 223 Krainov V. P., Smirnov M. B. Cluster beams in the super-intense femtosecond laser pulse //Physics reports. – 2002. – T. 370. – №. 3. – C. 237-331
- 224 Bychenkov V. Y., Kovalev V. F. Coulomb explosion in a cluster plasma //Plasma physics reports. – 2005. – T. 31. – C. 178-183
- 225 Higginbotham A. P. et al. Generation of Mie size microdroplet aerosols with applications in laser-driven fusion experiments //Review of Scientific Instruments. – 2009. – T. 80. – №. 6

- 226 Curtis A. et al. Micro-scale fusion in dense relativistic nanowire array plasmas //Nature communications. – 2018. – T. 9. – №. 1. – C. 1077
- 227 Curtis A. et al. Ion acceleration and DD fusion neutron generation in relativistically transparent deuterated nanowire arrays //Physical Review Research. – 2021. – T. 3. – №. 4. – C. 043181
- 228 Bochkarev S. G. et al. Neutron production from structured targets irradiated by an ultrashort laser pulse //Journal of Russian Laser Research. – 2021. – T. 42. – C. 292-303
- 229 Bang W. et al. Optimum laser intensity for the production of energetic deuterium ions from laser-cluster interaction //Physics of Plasmas. – 2013. – T. 20. – №. 9
- 230 Gozhev D. A., Bochkarev S. G., Bychenkov V. Y. Electron heating of the cluster plasma by an ultrashort laser pulse //JETP Letters. – 2021. – T. 114. – C. 200-207
- 231 Mima K. et al. Laser-driven neutron source and nuclear resonance absorption imaging at ILE, Osaka University //Applied Optics. – 2022. – T. 61. – №. 9. – C. 2398-2405
- 232 Roso L. // EPJ Web of Conferences. – 2018. – T. 167. C. 01001
- 233 Torrisi L. et al. Monoenergetic proton emission from nuclear reaction induced by high intensity laser-generated plasma //Review of Scientific Instruments. – 2012. – T. 83. – №. 2
- 234 Mora P. Plasma expansion into a vacuum //Physical Review Letters. – 2003. – T. 90. – №. 18. – C. 185002
- 235 Matsui R., Fukuda Y., Kishimoto Y. Quasimonoenergetic proton bunch acceleration driven by hemispherically converging collisionless shock in a hydrogen cluster coupled with relativistically induced transparency //Physical Review Letters. – 2019. – T. 122. – №. 1. – C. 014804
- 236 Nishihara K. et al. High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2001. – T. 464. – №. 1-3. – C. 98-102
- 237 Yu C. et al. Effect of Cluster Coulomb Fields on Electron Acceleration in Laser-Cluster Interaction //Chinese Physics Letters. – 2004. – T. 21. – №. 12. – C. 2414
- 238 Knyazev A. R., Zhang Y., Krashennnikov S. I. Laser-driven electron acceleration in nanoplate array targets //Physical Review E. – 2021. – T. 103. – №. 1. – C. 013204



- 239 Bochkarev S. G. et al. Stochastic electron heating in an interference field of several laser pulses of a picosecond duration //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – T. 61. – №. 2. – C. 025015
- 240 Bochkarev S. G. et al. Stochastic electron acceleration in plasma waves driven by a high-power subpicosecond laser pulse //Plasma Physics Reports. – 2014. – T. 40. – C. 202-214
- 241 Robinson A. P. L., Arefiev A. V., Neely D. Generating “superponderomotive” electrons due to a non-wake-field interaction between a laser pulse and a longitudinal electric field //Physical review letters. – 2013. – T. 111. – №. 6. – C. 065002
- 242 Gozhev D. A. et al. Laser-triggered stochastic volumetric heating of sub-microwire array target //High Energy Density Physics. – 2020. – T. 37. – C. 100856
- 243 Romanov D.V. et al. Self-organization of a plasma due to 3D evolution of the Weibel instability //Physical review letters. – 2004. – T. 93. – №. 21. – C. 215004
- 244 Antici P. et al. Measuring hot electron distributions in intense laser interaction with dense matter //New Journal of Physics. – 2012. – T. 14. – №. 6. – C. 063023
- 245 Kostenko O. F., Andreev N. E., Rosmej O. N. X-rays diagnostics of the hot electron energy distribution in the intense laser interaction with metal targets //Physics of Plasmas. – 2018. – T. 25. – №. 3
- 246 Bychenkov V. Y. et al. Ion acceleration in expanding multispecies plasmas //Physics of Plasmas. – 2004. – T. 11. – №. 6. – C. 3242-3250
- 247 Gurevich A. V., Meshcherkin A. P. Ion acceleration in spherical plasma expansion //Fizika Plazmy. – 1983. – T. 9. – №. 5. – C. 955-963
- 248 Gozhev D. A. et al. Optimization of laser-initiated generation of thermonuclear neutrons from microdroplet plasma //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2022. – T. 49. – №. 2. – C. 42-47
- 249 Koning A. J. et al. TENDL: complete nuclear data library for innovative nuclear science and technology //Nuclear Data Sheets. – 2019. – T. 155. – C. 1-55
- 250 Kosov M.V, Kudinov Y.V., and Savin D.I., et al.// Europe Phys. J. WebConf. – 2014. – T. 66. – C. 10006
- 251 Karsch S. High-intensity laser generated neutrons : дис. – ИИИ, 2002

- 252 Bychenkov V. Y., Tikhonchuk V. T., Tolokonnikov S. V. Nuclear reactions triggered by laser-accelerated high-energy ions //Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1999. – T. 88. – C. 1137-1142
- 253 Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets //Physics of Plasmas. – 2019. – T. 26. – №. 12
- 254 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense  $\gamma$ -ray and neutron sources for nuclear application and science //Nature Communications. – 2022. – T. 13. – №. 1. – C. 170
- 255 Gozhev D. A. et al. Pulsed source of charged particles and neutrons based on a 10-petawatt laser system irradiating a microcluster medium //Kvantovaya Elektronika. – 2023. – T. 53. – №. 3. – C. 217-223
- 256 Huba J. D. NRL plasma formulary 2009 //Technical report, Naval Research Lab, Beam Physics Branch. – 2009
- 257 Khazanov E. et al. Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS) //High PowerLaser Science and Engineering. – C. 1-77
- 258 Yogo A., Mirfayzi S.R., Arikawa Y., Abe Y., Wei T., Mori T., Lan Z., Hoonoki Y., Golovin D.O., Koga K., Suzuki Y., Kanasaki M., Fujioka S., Nakai M., Hayakawa T., Mima K., Nishimura H., Kar S., Kodama R. Appl. Phys. Express, 14, 106001 (2021)
- 259 Недорезов В. Г., Рыкованов С. Г., Савельев А. Б. УФН, 191 (12), 1281 (2021) //Phys. Usp. – 2021. – T. 64. – №. 12. – C. 121
- 260 Lozhkarev V. V. et al. Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\* P crystals //Laser Physics Letters. – 2007. – T. 4. – №. 6. – C. 421
- 261 Mukhin I. B. et al. Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility //Applied Optics. – 2023. – T. 62. – №. 10. – C. 2554-2559
- 262 Borisenko N. G. et al. Plastic aerogel targets and optical transparency of undercritical microheterogeneous plasma //Fusion science and technology. – 2007. – T. 51. – №. 4. – C. 655-664

- 263 Chkhalo N. et al. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics // AIP Advances. – 2013 – v.3 – 082130
- 264 Chkhalo N. et al. Beryllium-Based Multilayer Mirrors and Filters for the Extreme Ultraviolet Range // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2019 – v.19 – № 1. – pp.546 – 553
- 265 Thin Film Technology Handbook, edited by A. Eishabini-Riad and F. D. Barlow (McGraw-Hill, New York, 1997)
- 266 I.C.E. Turcu and J.B. Dance, X-rays from Laser Plasmas (Wiley, 1998)
- 267 D. Attwood, Soft X Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principle and Application (Cambridge University Press, Cambridge, 1999) pp. 365–385
- 268 F.Calegari, et al. // Appl. Phys. Lett. 89, 111122 (2006)
- 269 F. Calegari, et al. // Opt. Lett. 32, 2593 - 2595 (2007)
- 270 Y. Fukuda, et al. // Appl. Phys. Lett. 92, 121110 (2008)
- 271 T.A. Pikuz, et al. // Journ. of Phys: Conf. Ser. 163, 012106 (2009)
- 272 С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин, Введение в статистическую радиофизику и оптику (М.: Наука, 1981) стр. 271
- 273 J.W. Goodman, Introduction to Fourier Optics 2nd edition (McGraw-Hill 1996) p. 67
- 274 J.W. Goodman, Statistical Optics (A Wiley-Interscience Publication 2000) p. 303
- 275 S.W. Wilkins, et al. // Nature. 384, 335 - 338 (1996)
- 276 R.Toth, et al. // Rev. Sci. Instr. 76, 083701 (2005)
- 277 C. M. Laperie, et al. // Appl. Phys. Lett. 91, 173901 (2007)
- 278 G. Baldacchini, et al. // Rev. Sci. Instrum. 76, 113104 (2005)
- 279 A. Ustione, et al. // Appl. Phys. Lett. 88, 141107 (2006)
- 280 C.Oliva, et al. // Journal of Microscopy 229, 490 (2008)
- 281 Sedov M.V., Faenov A.Ya., Andreev A.A., Skobelev I.Yu., Ryazantsev S.N., Pikuz T.A., Durey P., Doehl L., Farley D., Baird C.D., Lancaster K.L., Murphy C.D., Booth N.,

Spindloe C., Platonov K.Yu., McKenna P., Kodama R., Woolsey N., Pikuz S.A. // Laser Part. Beams. 2019. V. 37. N 2. P. 176–183

282 Wang J., Feng J., Zhu Ch., Li Y., He Y., Li D., Tan J., Ma J., Chen J. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. N 3. P. 034004

283 Prism Computational Sciences. Software tools for scientific research and commercial applications in the physical sciences and engineering. <http://www.prism-cs.com>

284 Rouse A., Phuoc T.K., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., Kiselev S., Burgy F., Rousseau J.P., Umstadter D., Hulin D. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. N 13. P. 135005 (1–4)

285 Chen L.M., Yan W.C., Li D.Z., Hu Z.D., Zhang L., Wang W.M., Hafz N., Mao J.Y., Huang K., Ma Y., Zhao J.R., Ma J.L., Li Y.T., Lu X., Sheng Z.M., Wei Z.Y., Gao J., Zhang J. // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1912 (1–5)

286 A.S. Boldarev, V.A. Gasilov, A.Ya. Faenov et al, Rev. Sci. Instr., 77, 083112 (2006)

287 R. C. Issac, G. Vieux, B. Ersfeld et al, Phys. Plasmas, 11, 3491 (2004)

288 F. Dorchies, F. Blasco, C. Bonte et al, Phys. Rev. Lett., 100, 205002 (2008)

289 Ращиков В.И. // ВАНТ, Серия: Ядерно- физические исследования – 1990 – 10 (18), с. 50

290 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Cybernetics and Physics – 2021 – 10 (4), pp. 2603-264

291 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Physics of Atomic Nuclei – 2021– 84(11) – pp. 1881–1885

292 Bulanov S.V., Khoroshkov V.S. // Plasma Phys. Rep., V. 28, p. 453, 2002

293 Polozov S.M. // NIM A – 2013 – 729, pp. 517–521

294 Polozov S.M., Rashchikov V.I. / In/ Proc. of Stability and Control Processes in Memory of V.I. Zubov (SCP) 2015 Int. Conference – 2015 – pp. 190–194

295 Morozov A.I., Savelyev V.V. Fundamentals of stationary plasma thruster theory in Kadomtsev B.B., Shafranov V. D. (eds.) // Reviews of Plasma Physics – 2000 – 21, pp. 203–291

- 296 Bathgate S.N., Bilek M.M.M., Mckenzie D.R. Electrodeless plasma thruster for spacecraft: a review // Plasma Science and Technology – 2017 – 19, 083001
- 297 Smirnov A., Raitses Y., Fisch, N.J. Experimental and theoretical studies of cylindrical Hall thrusters // Phys. Plasmas– 2007 – 14, 057106
- 298 Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters; Wiley: New York, NY, USA – 2008
- 299 Mazouffre S. Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches // Plasma Sources Science and Technology – 2016 – 25, 033002
- 300 Kim, V.P. Design features and operating procedures in advanced Morozov’s stationary plasma thrusters // Tech. Phys. –2015 – 60, 362
- 301 Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Х.П. Электрические ракетные двигатели; Машиностроение: Москва – 1975
- 302 Karimov A.R., Murad P.A. Acceleration of rotating plasma flows in crossed magnetic fields // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2017 – 45, 1710
- 303 Karimov A.R., Murad P.A. Plasma thruster using momentum exchange in crossed magnetic fields // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2018 – 46, 882
- 304 Karimov A.R., Terekhov S.A., Yamschikov V.A. Pulsed Plasma Accelerator // Plasma – 2023 – 6, 36–44
- 305 Вовченко Е.Д., Каримов А.Р., Козловский К.И. и др. Плазменный ускоритель. Патент РФ, № 2696975, 2019
- 306 Vovchenko E.D., Kozlovskii K.I., Schikanov A.E. et al. Compact induction accelerator of laser plasma for ion energies up to 1 MeV // Phys. Part. Nuclei Lett. – 2020 – 17, 497
- 307 Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках; МИФИ: Москва, Россия – 2000
- 308 Beckenbach E.F. Bellman, R. Inequalities; Springer-Verlag, Berlin – 1961

- 309 Kozlovskij K.I., Shikanov A.E., Vovchenko E.D., Isaev A.A. On the acceleration of the particle flux of laser deuterium plasma in a fast-growing magnetic field // Phys. Part. Nuclei Lett. – 2018 – 15, 990
- 310 Karimov A.R., Terekhov S.A., Shikanov A.E., Murad P.A. Acceleration of macroscopic clusters in crossed magnetic fields // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2019 – 47, 1520
- 311 Zhang W., Yu M.Y., Karimov A.R., Stenflo L. Energy coupling among the degrees of freedom in an electron–positron plasma // J. Plasma Phys. – 2010 – 76, 329
- 312 Karimov A.R., Murad P.A., Terekhov S.A., Yamschikov V.A. Electrophysical means in space research and applications for the near-Earth space / In Proc. of AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum – 2021 – 3253
- 313 Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. Dust-acoustic waves in dusty plasmas // Plan. Space Sci. – 1990 – 38, 543
- 314 Popel S.I., Kopnin S. I., Yu, M. Y., Ma J. X., Huang F. The effect of microscopic charged particulates in space weather // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011 – 44, 174036
- 315 Teubner U., Gibbon P. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces // Reviews of Modern Physics. – 2009. – Т. 81. – №. 2. – С. 445
- 316 Caruso A. et al. Second-harmonic generation in laser produced plasmas // Physics Letters A. – 1970. – Т. 33. – №. 1. – С. 29-30
- 317 Decroisette M., Meyer B., Piar G. Observation de l'harmonique 2 dans un plasma créé par laser // Le Journal de Physique Colloques. – 1971. – Т. 32. – №. C5. – С. C5b-119-C5b-120
- 318 Рупасов А. А., Цапенко В. П., Шиканов А. С. // Препринт ФИАН СССР. 1972. № 94
- 319 Виноградов А. В., Пустовалов В. В. Генерация второй гармоники в неоднородной лазерной плазме // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63. – С. 940-950
- 320 Нелинейная параметрическая генерация мощного излучения в плазме / В. В. Пустовалов, В. П. Силин, А. Н. Стародуб [и др.] // Доклад на II Международной конф. по теории плазмы. – Киев. 1974

- 321 Saleres A., Decroisette M., Patou C. Plasma density scale length determination in a deuterium, laser generated plasma //Optics Communications. – 1975. – Т. 13. – №. 3. – С. 321-323
- 322 Горохов А. А. и др. Некоторые особенности поглощения мощного лазерного излучения при нагреве мишени //Письма ЖЭТФ. – 1975. – Т. 21. – С. 111
- 323 Крохин О. Н., Стародуб А. Н., Тихончук В. Т., Шиканов А. С. //Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 22. – С. 47
- 324 Fabre E. et al. Fast-ion production and harmonic generation in CO<sub>2</sub> laser generated plasma //Optics Communications. – 1976. – Т. 18. – №. 2. – С. 218-219
- 325 Быченков В. Ю., Силин В. П., Тихончук В. Т. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 1314
- 326 Baldis H. A., Pepin H., Grek B. Third harmonic generation from laser-produced plasma //Applied Physics Letters. – 1975. – Т. 27. – №. 5. – С. 291-292
- 327 Burnett N. H. et al. Harmonic generation in CO<sub>2</sub> laser target interaction //Applied Physics Letters. – 1977. – Т. 31. – №. 3. – С. 172-174
- 328 McLean E. A. et al. Harmonic generation in Nd: laser-produced plasmas //Applied Physics Letters. – 1977. – Т. 31. – №. 12. – С. 825-827
- 329 Carman R. L., Forslund D. W., Kindel J. M. Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening //Physical Review Letters. – 1981. – Т. 46. – №. 1. – С. 29
- 330 Carman R. L., Rhodes C. K., Benjamin R. F. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO<sub>2</sub>-laser-produced plasmas //Physical Review A. – 1981. – Т. 24. – №. 5. – С. 2649
- 331 Денисов Н. Г. Об одной особенности поля электромагнитной волны, распространяющейся в неоднородной плазме //ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31. – №. 4. – С. 609
- 332 Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – 1960
- 333 Ерохин Н. С., Захаров В. Е., Моисеев С. С. Генерация второй гармоники при падении электромагнитной волны на неоднородную плазму //ЖЭТФ. – 1969. – Т. 56. – №. 1. – С. 179

- 334 Erokhin N. S., Moiseev S. S., Mukhin V. V. Theory of second-harmonic generation in an inhomogeneous hot plasma //Nuclear Fusion. – 1974. – Т. 14. – №. 3. – С. 333
- 335 Владимирский А. Б., Силин В. П. Теория генерации высших гармоник в неоднородной плазме //Физика плазмы. – 1980. – Т. 6. – №. 2. – С. 354-362
- 336 Троценко Н. П. Сильно нелинейная теория плазмы без столкновений на основе нелинейных диэлектрических проницаемостей: дис. – Московский физико-технический институт (государственный университет), 1983
- 337 Bezzerides B., Jones R. D., Forslund D. W. Plasma Mechanism for Ultraviolet Harmonic Radiation Due to Intense C O 2 Light //Physical Review Letters. – 1982. – Т. 49. – №. 3. – С. 202
- 338 Исиченко М. Б., Яньков В. В. О генерации в плазме высоких гармоник мощного лазерного излучения // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37. – С. 297
- 339 Исиченко М. Б., Яньков В. В. Генерация высоких гармоник лазерного излучения в плазме при опрокидывании электронных потоков // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 87. – С. 1914
- 340 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Функциональная автомодельность в одной из задач теории плазмы с электронной нелинейностью //Теоретическая и математическая физика. – 1989. – Т. 81. – №. 1. – С. 69-85
- 341 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Генерация гармоник горячей лазерной плазмой при укрупнении профиля возбуждаемой ленгмюровской волны // Препринт ФИАН. 1988. № 56. С. 35
- 342 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Лазерный поток опрокидывания плазменных волн //Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – №. 4. – С. 726-731
- 343 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Функциональная автомодельность в нелинейной теории плазмы // КСФ ФИАН СССР. – 1989. – № 3. – С. 41–43
- 344 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Сильнонелинейная генерация гармоник излучения лазерной плазмой // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15, – № 1. – С. 47–54
- 345 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Спектральный состав излучения гармоник неоднородной плазмы в поле сильнонелинейной волны // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15, – № 5. – С. 563–568



- 346 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Температурные осцилляции гармоник излучения, генерируемых лазерной плазмой //Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16. – №. 11. – С. 2261-2266
- 347 Ковалев В. Ф., Пустовалов В. В. Группа симметрии нелинейных одномерных уравнений электронной плазмы // КСФ ФИАН СССР. 1991. № 2. С. 29–32
- 348 Metelskii I. I., Kovalev V. F., Bychenkov V. Y. Harmonic Generation by Relativistic Plasma Resonance //Journal of Russian Laser Research. – 2019. – Т. 40. – С. 429-434
- 349 Metelskii I. I., Kovalev V. F., Bychenkov V. Y. Higher-order harmonic generation of laser radiation due to relativistic plasma resonance at nonrelativistic laser intensity //Physics of Plasmas. – 2019. – Т. 26. – №. 11
- 350 Sandhu A. S. et al. Laser-pulse-induced second-harmonic and hard x-ray emission: role of plasma-wave breaking //Physical review letters. – 2005. – Т. 95. – №. 2. – С. 025005
- 351 Bastiani S. et al. Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths //Physical Review E. – 1997. – Т. 56. – №. 6. – С. 7179
- 352 Schlegel T. et al. Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse laser-solid interactions at moderate intensities //Physical Review E. – 1999. – Т. 60. – №. 2. – С. 2209
- 353 Pirozhkov A. S. et al. Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction: The sliding mirror model //Physics of Plasmas. – 2006. – Т. 13. – №. 1
- 354 Bulanov S. V., Esirkepov T., Tajima T. Light intensification towards the Schwinger limit //Physical review letters. – 2003. – Т. 91. – №. 8. – С. 085001
- 355 Semushin S., Malka V. High density gas jet nozzle design for laser target production // Review of Scientific Instruments – 2001 – Т. 72 – № 7 – с. 2961-2965
- 356 Müller M. et al. Table-top soft x-ray microscope using laser-induced plasma from a pulsed gas jet // Optics express – 2014 – Т. 22 – № 19 – с. 23489-23495

- 357 de Bruijn R. et al. Characterization of a novel double-gas-jet laser plasma EUV source // Emerging Lithographic Technologies IV – International Society for Optics and Photonics, 2000 – T. 3997 – c. 157-161
- 358 Wachulak P. et al. NEXAFS at nitrogen K-edge and titanium L-edge using a laser-plasma soft x-ray source based on a double-stream gas puff target // APL Photonics – 2019 – T. 4 – № 3 – c. 030807
- 359 Wachulak P. et al. 1-keV emission from laser-plasma source based on an Xe/He double stream gas puff target // Optics Express – 2021 – T. 29 – № 13 – c. 20514-20525
- 360 Holburg J., Müller M., Mann K. Improved gas-jet based extreme ultraviolet, soft X-ray laser plasma source // Optics Express – 2021 – T. 29 – № 5 – c. 6620-6628
- 361 Sutherland J.R. et al. High harmonic generation in a semi-infinite gas cell // Optics Express – 2004 – T. 12 – № 19 – c. 4430-4436
- 362 N.I. Chkhalo, E.B. Kluev, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, L.A. Sjmaenok, N.N. Tsybin, Study of heat induced changes in elastic properties of multilayer Mo/ZrSi<sub>2</sub> membranes, Thin Solid Films, Volume 631, 2017, Pages 93-98
- 363 Gabolde P., Trebino R. Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography // Optics express. – 2006. – T. 14. – №. 23. – C. 11460-11467
- 364 Pariente G. et al. Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams // Nature Photonics. – 2016. – T. 10. – №. 8. – C. 547-553
- 365 Dorrer C., Bahk S. W. Spatio-spectral characterization of broadband fields using multispectral imaging // Optics express. – 2018. – T. 26. – №. 25. – C. 33387-33399
- 366 Kim Y. G. et al. Single-shot spatiotemporal characterization of a multi-PW laser using a multispectral wavefront sensing method // Optics Express. – 2021. – T. 29. – №. 13. – C. 19506-19514
- 367 A.A. Akhsakhalyan, N.I. Chkhalo, N. Kumar, I.V. Malyshev, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, B.A. Ulasevich, S.V. Kuzin, “Compact high-aperture interferometer with a diffractive reference wave for high-precision referenceless aberration measurements of optical elements and systems,” Precision Engineering. v.71. P.330-339 (2021)

368 N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, “A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture,” *Rev. Sci. Instrum.* V.79. 033107 (2008)

369 N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev, M.S. Mikhaylenko, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, I.G. Zabrodin, “High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams,” *Precision Engineering*, v.48, pp.338–346 (2017)