

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ  
ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»  
(ИПФ РАН)

УДК 533.95  
Per № НИОКТР 121112300123-3  
Per.№ ИКРБС



УТВЕРЖДАЮ  
Директор ИПФ РАН  
Член – корреспондент РАН  
Г. Г. Денисов  
« 29 » декабря 2021 г.

ОТЧЕТ

О ВЫПОЛНЕННЫХ РАБОТАХ ПО РЕАЛИЗАЦИИ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ  
ПРОГРАММЫ

по теме:

«НОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕЙТРОНОВ НА  
ПРИНЦИПАХ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ»  
(промежуточный, этап 1)

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  
Зав.лаб., д-р.физ.- мат.наук

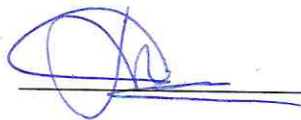
М.Ю. Стародубцев

Нижний Новгород 2021

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

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

Руководитель НИР  
Зав. лаб., д-р физ.-мат.наук



М.В. Стародубцев  
(введение, заключение)

Исполнители

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



В.А. Скалыга  
(раздел 11,19)

Зав. отделом, д-р физ.-мат. наук



И.Ю. Костюков  
(раздел 1)

Зав.отделом, канд. физ.-мат. наук,  
доцент



О.В. Палашов  
(раздел 14)

Зав .отделом., д-р физ.-мат. наук



М.Ю. Третьяков  
(раздел 14)

Зав. лаб., проф., д-р физ.-мат. наук



С.В. Голубев  
(раздел 11,19)

Зав.лаб., канд. физ.-мат. наук



А.В. Ким  
(раздел 10)

Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук



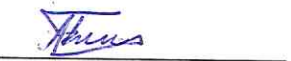
С.Ю. Миронов  
(раздел 24)

Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук



А.Н. Степанов  
(раздел 10)

Гл. науч. сотр., д-р физ.-мат .наук



Г. Лойхс  
(раздел 14)

Ст.науч.сотр., канд.физ.-мат.наук



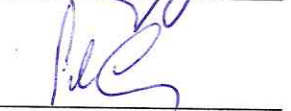
В.Н. Гинзбург  
(раздел 24)

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



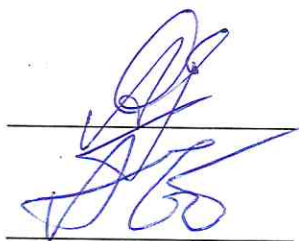
А.В. Коржиманов  
(раздел 1)

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



А.Е. Пестов  
(раздел 22)

Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук



А.А. Соловьев  
(раздел 14)

Науч. сотр., канд. физ.-мат. наук



А.А. Голованов  
(раздел 1)

Науч. сотр.



А.Я. Лопатин  
(раздел 22)

Мл. науч. сотр.



С.А. Гарахин  
(раздел 15)

Мл. науч. сотр.



С.Е. Перевалов  
(раздел 17,23)

Соисполнители:

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

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



В.Ю. Быченков  
(введение, заключение)

Гл. науч. сотр. ФИАН,  
д-р физ.- мат. наук



А.Б. Савельев-  
Трофимов  
(раздел 8,9)

Вед. науч. сотр. ФИАН,  
д-р физ.- мат. наук



А.В. Брантов  
(введение, раздел 8,21)

Вед. науч. сотр. ФИАН,  
д-р физ.- мат. наук



В.Ф. Ковалев  
(раздел 7)

Ст. науч. сотр. ФИАН,  
канд. физ.- мат. наук



С.Г. Бочкарев  
(раздел 13,21)

Науч. сотр. ФИАН,  
канд. физ.- мат. наук



К.А. Иванов  
(раздел 8,9)

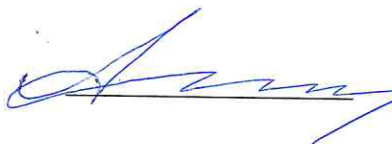
Науч. сотр. ФИАН,  
канд. физ.- мат. наук




М.Г. Лобок  
(раздел 6,13,21)

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


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

  
А.В. Масленникова  
(раздел 12,20)

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


  
М.В. Ширманова  
(раздел 12,20)

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

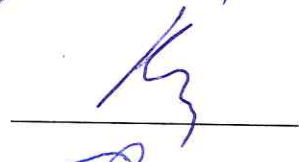
  
Н.Д. Гладкова  
(введение, раздел 12,20)

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

  
С.В.Попруженко  
(Введение,  
заключение)

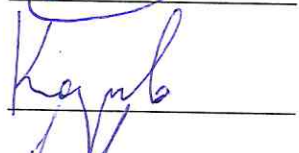
Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат. наук

  
А.Р. Каримов  
(раздел 18)

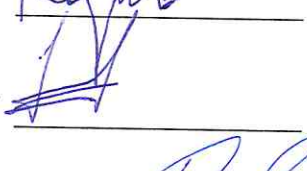
Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат.наук

  
И.Ю. Скобелев  
(раздел 2.16)


Доцент МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
Ф.А. Корнеев  
(раздел 5)

Доцент МИФИ,  
канд. физ.-мат.наук

  
С.А. Пикуз  
(разделы 2,3,16)

Доцент МИФИ,  
канд.физ.-мат. наук

  
П.Н. Рябов  
(приложения,  
раздел 25)

Вед. науч. сотр. МИФИ,  
канд. физ.-мат.наук

  
А.А. Тищенко  
(раздел 4)

Ст. науч. сотр. МИФИ,  
канд. физ.-мат.наук

  
С.Н. Рязанцев  
(разделы 2,16)

## РЕФЕРАТ

Отчет 258 с., 155 рис., 7 табл., 253 источн.

В данном отчете о выполнении первого этапа проекта «Новые источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц» представлены результаты численных оптимизационных исследований режимов синхротронной генерации лазерно-ускоренных электронов в различных режимах лазерно-плазменного взаимодействия, включая режимы кильватерного ускорения, прямого лазерного ускорения, релятивистского самозахвата света. Расчеты проведены, в том числе, для параметров лазерных стендов PEARL и МГУ-ФИАН, на основании чего на обоих стендах разработаны и подготовлены схемы для проведения экспериментов по генерации ускоренных электронов и вторичных излучений, включая системы дополнительного нелинейного временного сжатия и повышения контраста лазерных импульсов на стенде PEARL, газовые мишени нового типа на основе тонкопленочных газовых капсул, криогенно-кластерные экспериментальные системы для создания эффективного радиографического источника, спектрометр мягкого рентгеновского диапазона для диагностики вторичного излучения из лазерной плазмы. Представлены результаты сквозных расчетов с помощью кодов PIC и GEANT4 процессов генерации жесткого излучения и нейтронов, инициируемых лазерно-ускоренными электронами в твердотельном конверторе, а также получения медицинских изотопов. Изложены результаты разработки теории для описания спектральных и угловых характеристик излучения, возбуждаемого при ускоренном движении электронов в поле модулированного лазерного импульса. Изложены результаты моделирования генерации ТГц излучения из твердотельных мишеней различных конфигураций, а также генерации вторичного излучения широкого диапазона частот рециркулирующими электронами в тонких твердотельных мишенях, облучаемых фемтосекундными интенсивными лазерными импульсами. Проведен анализ эффективности генерации вторичного излучения в предельно сходящейся лазерной волне дипольной конфигурации. Представлены также результаты разработки макета нейтронного генератора ИПФ РАН и анализа перспектив его применения для исследований в области БНЗТ. Кроме того, в отчете представлена программа дополнительного образования «Лазерно-плазменные источники синхротронного излучения» по направлению магистратуры 03.04.01 «Прикладные математика и физика» и аспирантуры 03.06.01 «Физика и астрономия».

Отчет обосновывает полное выполнение работ по задачам, запланированным к выполнению на первом этапе выполнения работ по Соглашению № 075-15-2021-1361.

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	11
ВВЕДЕНИЕ.....	13
1 Численная оптимизация режимов синхротронной генерации электронов, ускоренных в кильватерной плазменной волн.....	19
2 Численное исследование параметров характеристического излучения из твердотельного конвертора, облучаемого LWFA электронными пучками.....	28
2.1 Введение.....	28
2.2 Подбор оптимальной электронной.....	29
2.3 Генерация рентгеновского излучения из твердотельного конвертора.....	34
2.4 Выводы.....	37
3 Численное моделирование ускорения электронов в протяженных мишенях околосубкритической плотности в режиме DLA.....	38
3.1 Введение.....	38
3.2 Параметры 3D PIC– моделирования взаимодействия лазерных импульсов с плазмой околосубкритической плотности электронов .....	40
3.3 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA пикосекундными лазерными импульсами в протяженных мишенях околосубкритической плотности...41	
3.4 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA пикосекундными лазерными импульсами в протяженных мишенях околосубкритической плотности.....43	
4 Исследование источника жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера.....	45
4.1 Общая схема генерации излучения.....	45
4.2 Интенсивность источника жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов .....	47
4.3 Динамика электронов в поле модулированного лазера.....	48
4.4 Спектрально– угловое распределение излученной энергии.....	50
4.5 Заключение.....	51
5 Исследование начальной стадии формирования электромагнитных полей протяжённой мишени под действием короткого интенсивного лазерного импульса.....	53
5.1 Основные физические явления, сопровождающие воздействие короткого интенсивного лазерного импульса с протяжённой мишенью.....	53
5.2 Генерация распространяющихся электромагнитных импульсов при облучении протяжённой мишени.....	55

5.3 Генерация квазистационарных магнитных полей при облучении протяжённой мишени .....	64
5.4 Заключение.....	65
6 Анализ эффективности излучения, генерируемого рециркулирующими электронами в тонких мишенях.....	66
7 Моделирование ТГц излучения из твердотельных мишеней, облучаемых петаваттными лазерными импульсами.....	73
7.1 Генерация терагерцового излучения на границе вакуум– мишень: аналитическое исследование .....	75
7.2 Численное моделирование.....	79
8 Численное моделирование инжекции и ускорения электронов в расширяющейся плазме околосубкритической плотности в режиме DLA .....	83
9 Разработка и подготовка экспериментальной схемы и методов исследования ускорения электронов в режимах DLA и самозахвата света.....	90
10 Анализ эффективности генерации вторичного излучения в предельно сходящейся лазерной волне дипольной конфигурации.....	95
11 Поиск оптимальных конфигураций магнитной системы, системы формирования ионного пучка, нейтроногенерирующей мишени макета нейтронного генератора ИПФ РАН.....	104
12 Анализ перспектив применения нейтронного D– D генератора ИПФ РАН для исследований в области борнейтронозахватной терапии онкологических заболеваний.....	121
12.1 Исторические сведения о развитии метода и физические основы нейтронозахватной терапии.....	121
12.2 Радиобиологические основы БНЗТ.....	122
12.3 Типы современных источников нейтронного излучения.....	125
13 Сквозные расчеты PIC – GEANT4 получения нейтронов с помощью фотоядерных реакций.....	127
14 Подготовка эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов.....	133
14.1 Оптическая схема эксперимента.....	134
14.2 Системы для создания мишеней околосубкритической плотности.....	138
15 Разработка макета спектрометра МР и ЭУФ излучения для имиджинга лазерного факела на основе многослойных асферических зеркал нормального падения.....	143
16 Подготовка криогенно– кластерного экспериментального модуля. Теоретические и экспериментальные исследования криогенных газово– кластерных потоков.....	163

16.1 Введение.....	163
16.2 Математическая модель газовой струи с кластерообразованием и результаты расчетов.....	165
16.3 Экспериментальное исследование взаимодействия с газовой– кластерными средами.....	168
16.3.1 Криогенно– кластерный экспериментальный модуль.....	168
16.3.2 Экспериментальное измерение размеров кластеров, формируемых криогенно– кластерным модулем.....	169
16.4. Заключение.....	171
17 Подготовка эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.....	172
17.1 Подготовка оптической системы для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.....	173
17.2 Подготовка газовой системы для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.....	175
18 Разработка аналитических и численных моделей для описания ускорения электронов в плазменных каналах при наличии возмущений.....	178
18.1 Основные проблемы, связанные с формированием сгустков высокой яркости при лазерно– плазменном ускорении.....	178
18.2 Моделирование возбуждения плазменных колебаний в канале коротким импульсом лазера.....	180
18.3 Формирование кинетических когерентных структур в максвелловской плазме....	186
18.4 Заключение.....	191
19 Разработка элементов электродинамических систем для нагрева плазмы.....	192
20 Сравнительный анализ эффективности препаратов для бор– нейтронозахватной терапии.....	196
20.1 Методы определения концентрации изотопа бора в биологических тканях.....	196
20.2 Борсодержащие соединения для задач бнзт.....	198
21 Численное моделирование получения медицинских изотопов лазерными методами..	200
21.1 Получение медицинских изотопов для ОФЭКТ на основе фотоядерных реакций, инициированных лазерно– ускоренными электронами.....	200
21.2 Производство ПЭТ радионуклидов на основе лазерного ускорения протонов/дейтронов.....	202
22 Разработка тонкопленочных мишеней.....	216
23 Оптимизация контраста лазерного импульса стенда PEARL.....	218



23.1 Предварительные технические решения для оптимизации контраста лазерного импульса стенда PEARL.....	218
23.2 Предварительные технические решения для модуля повышения контраста лазерного импульса стенда PEARL с помощью метода спектральной фильтрации.....	219
23.3 Предварительные технические решения повышения контраста лазерного импульса стенда PEARL с помощью нелинейного интерферометра.....	220
24 Технология нелинейного временного сжатия лазерного импульса.....	222
24.1 Актуальность технологии.....	222
24.2 Физические основы технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.....	223
24.3 Требования на параметры лазерного излучения и оптических элементов, применяемых в технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.....	223
24.3.1 Требования на основные параметры лазерной установки.....	223
24.3.2 Требования на параметры вакуумной системы.....	224
24.3.3 Требования на пространственный профиль пучка в ближней зоне, пиковую мощность пучка и на параметры нелинейных оптических элементов.....	224
24.3.4 Требования на трассу распространения лазерного пучка.....	225
24.3.5 Требования на параметры дисперсионных зеркал.....	226
24.3.6 Требования на параметры деформируемого зеркала.....	226
24.4 Определение параметров нелинейного элемента и дисперсионных зеркал.....	227
24.5 Описание технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.....	229
24.6 Результаты использования технологии.....	230
24.7 Перспективы использования технологии.....	230
24.7.1 Перспективы использования технологии для задач ускорения ионов.....	230
24.7.2 Перспективы использования технологии нелинейного сжатия для задач генерации бетатронного излучения из кильватерной волны с лазерным драйвером.....	231
24.7.3 Перспективы использования технологии нелинейного сжатия для задач генерации сверхширокополосных импульсов инфракрасного излучения из кильватерной волны с лазерным драйвером.....	232
25 Разработка программы дополнительного образования «Лазерно– плазменные источники синхротронного излучения» по направлению магистратуры 03.04.01	

«Прикладные математика и физика» и аспирантуры 03.06.01 «Физика и астрономии».....	233
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	234
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	240

## ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

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  
Еуск – ускоряющий градиент  
Нпик – максимальная напряженность магнитного поля  
I – ток пучка  
LPWA – laser plasma wake– field acceleration  
PWA – plasma wake– field acceleration  
SPIONs – суперпарамагнитные наночастицы оксида железа  
W – энергия пучка  
 $\beta_{\phi}$  – фазовая скорость волны

## ВВЕДЕНИЕ

ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ, ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ЛАЗЕРНЫЙ КОНТРАСТ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, БЕТАТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ИМПУЛЬС, БЫСТРЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ, ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА, КИЛЬВАТЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, ТОРМОЗНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, PIS МОДЕЛИРОВАНИЕ, ГАЗОВЫЕ КЛАСТЕРЫ,

В последнее время все больше внимания уделяется созданию источников мощного электромагнитного излучения, вызываемого релятивистски движущимися с ускорением электронами (получившее название синхротронного излучения, т.к. впервые наблюдалось на синхротронах). Обладая уникальными свойствами, такими как большая мощность, острая направленность, широкий диапазон спектра, синхротронное излучение широко используется в материаловедении и кристаллографии (для структурного и химического анализа на основе спектроскопии и рентгеновской рефлектометрии), в микролитографии (для получения элементов микросхем), биологии (например, для исследования структуры биополимеров), медицине (например, ангиографии) [1]. С появлением источников синхротронного излучения, основанных на лазерах на свободных электронах, открывается возможность для исследования сверхбыстрых и высокочувствительных молекулярных и атомных процессов с высоким и недоступным ранее пространственным и временным разрешением. Вместе с тем, большинство современных источников синхротронного излучения, базирующихся на ускорительных технологиях, представляют собой огромные дорогостоящие установки, не способные в полной мере удовлетворить потребности во всех возможных областях исследований и применений. В этой связи, в 2000-х годах в связи с развитием технологии получения мощных сверхкоротких лазерных импульсов стали развиваться разнообразные подходы к генерации излучения синхротронного типа на новых, лазерных принципах ускорения частиц, позволяющих перейти к более компактным установкам. Лазерные методы ускорения электронов показали свою перспективность для получения качественных пучков электронов высоких энергий. Приводя к самым высоким градиентам ускорения, лазерные импульсы способны ускорять электроны до высоких энергий от сотен МэВ до десятков ГэВ на мм-см длинах, демонстрируя принципиальную возможность создания эффективных и более компактных источников синхротронного излучения. В настоящее время, продолжающиеся во всем мире исследования направлены

на обоснование возможности их использования для практических применений, например, для гамма-радиографии в плотных средах.

Простейшей, наиболее надежной и легко реализуемой схемой источника синхротронного излучения, основанного на принципах лазерного ускорения электронов, является так называемое “бетатронное излучение”: лазерно-плазменное бетатронное излучение возникает в процессе ускорения электронов в кильватерной волне, создаваемой в плазме фемтосекундным лазерным импульсом. На ускоряемые электроны в кильватерной волне действует поперечная сила, приводящая к колебаниям электронов около оси кильватерной волны. Такие колебания называются бетатронными, а излучение, генерирующееся в результате этих колебаний и имеющее синхротронную природу, часто именуется бетатронным излучением. Спектр и пиковая яркость этого излучения соответствует синхротронам третьего поколения, а микронные размеры бетатронного источника делают его пригодным для применения в задачах рентгеновской фазоконтрастной микроскопии. В данном отчете представлены детальные численные расчеты оптимального режима кильватерного ускорения электронов и генерации бетатронного излучения для параметров лазерного стенда PEARL. В соответствии с полученными численными результатами на стенде PEARL была разработана и начала реализовываться экспериментальная схема для генерации синхротронного излучения в режиме кильватерного ускорения электронов. Для диагностики этого излучения, а также излучения других типов лазерных рентгеновских источников в рамках проекта разработан и протестирован макет спектрометра экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. Кроме того, для лазерного стенда PEARL была разработана технология нелинейной временной компрессии лазерных импульсов, что позволило существенно увеличить пиковую мощность лазерного излучения и его пиковую интенсивность на мишени. Такой прогресс в генерации сверхкоротких лазерных импульсов ультрарелятивистской интенсивности должен привести к заметному прогрессу в технологии лазерного ускорения заряженных частиц. Детальные численные расчеты этих новых режимов ускорения также представлены в настоящем отчете. Кроме того, технология нелинейной компрессии была расширена за счет одновременного увеличения контраста лазерного импульса, что оказывается чрезвычайно важным, например, для проведения экспериментов по взаимодействию лазерных импульсов ультрарелятивистской интенсивности с тонкими твердотельными фольгами. В рамках проекта были предложены экспериментальные схемы, позволяющие одновременно использовать на лазерном стенде PEARL и нелинейную временную компрессию лазерных импульсов, и систему нелинейного увеличения контраста.

Важной практической задачей в настоящее время является поиск путей увеличения яркости и жесткости лазерно-плазменных источников синхротронного излучения. Главным препятствием на этом пути долгое время выступала альтернатива: либо лазерное получение достаточно высокого заряда электронных пучков, но недостаточно высоких энергии и качества пучка, либо ускорение электронов до высоких энергий с хорошей коллимированностью, но в малом количестве, тогда как для большинства практических приложений требуются пучки высокоэнергетичных электронов с большим зарядом и малой расходимостью. Например, упомянутая выше классическая схема ускорения электронов полем кильватерной волны из плазмы разреженного газа, позволяющая ускорять электроны до рекордных, вплоть до мульти-ГэВных, энергий, позволяет получить заряд ускоренных частиц лишь пК уровня. В связи с этим стоит вопрос об исследованиях других механизмов ускорения, обеспечивающих генерацию большого числа электронов при взаимодействии лазерного импульса с плотными газами и низкоплотными мишенями с плотностями близкими к критической плотности. Повышение плотности мишени естественным образом приводит к большему числу электронов, вовлеченных во взаимодействие с лазерным импульсом, но при этом оно должно обеспечивать малую расходимость генерируемого пучка и его энергию, от суб- до мульти-100 МэВных энергий и существенное увеличение жесткости и яркости лазерного рентгеновского источника. Недавно была показана возможность эффективного ускорения большого числа электронов при распространении лазерного импульса в режиме релятивистского самозахвата в однородной среде околоскритической плотности. В данном отчете показана возможность реализации такого режима в плазме при наличии реально существующего градиента плотности, численно промоделировано ускорение электронов в мишенях околоскритической плотности в режиме, близком к прямому лазерному ускорению. В рамках выполнения первого этапа настоящего проекта, на субпетаваттном лазере PEARL и тераваттном лазере МГУ-ФИАН были выполнены работы по расчету и подготовке экспериментальной схемы для проведения экспериментов по лазерному ускорению электронов в мишенях околоскритической плотности. В том числе, были разработаны газовые мишени для этого типа экспериментов: сверхплотные газовые струи и тонкостенные газовые капсулы, технология производства которых основана на разработанной в ИПФ РАН технологии выращивания пленок субмикронной толщины. В рамках проекта был также подготовлен и рассчитан криогенно-кластерный экспериментальный стенд, который станет основой для экспериментальных работ по созданию эффективного радиографического источника, основанного на взаимодействии

мощных лазерных импульсов со средами с высоким содержанием кластеров микронных размеров.

В рамках первого этапа выполнения проекта, численно исследован процесс торможения лазерно-ускоренного пучка электронов в твердотельном конверторе. В частности, изучены характеристики тормозного гамма-излучения и продемонстрирована возможность получения на его основе яркого источника гамма-излучения, с энергией от нескольких десятых до десятков ГэВ; кроме того, с использованием GEANT4-моделирования исследовано возбуждение фотоядерных реакций для производства нейтронов за счет, преимущественно,  $(\gamma, n)$ -реакций, хотя некоторый вклад и других каналов также учитывался. Достаточно эффективное преобразование энергии электронов в гамма-лучи с высокой жесткости, порядка 10 МэВ, хорошо подходит для фото-производства ядерных нейтронов через гигантский дипольный резонанс (ГДР). Когерентное возбуждение облучаемых ядер приводит к сравнительно большому сечению рассеяния. Как правило, фотоядерное сечение меньше типичного ядерного сечения из-за электромагнитной природы взаимодействия. Тем не менее, при резонансной энергии она сравнима по порядку величины с геометрическим сечением ядерных реакций, что компенсирует слабость электромагнитного взаимодействия. Отчет демонстрирует использование лазерного метода ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата мощных лазерных импульсов для получения нейтронов за счет фотоядерных реакций и одновременно открывает возможность применения такого метода для фотоядерной наработки изотопов, например, для ядерной фармакологии. Это иллюстрируется рядом конкретных примеров фотоядерной наработки медицинских изотопов. При этом, исходя из того, что для выяснения практических перспектив последнего, требуется его сравнение с типично обсуждаемым лазерным методом на основе ядерных реакций, инициируемых ускоренными ионами, в отчете также представлены результаты многомерных численных расчетов эффективности наработки медицинских радионуклидов протонами и дейтронами.

Существуют и другие подходы к генерации жесткого электромагнитного рентгеновского излучения. Один из них может быть основан на взаимодействии релятивистских электронов с периодическим полем лазера. Эта задача также рассмотрена в рамках выполнения проекта, в частности, построена теория, описывающая спектральные и угловые характеристики излучения, возбуждаемого при взаимодействии электронов с периодически модулированным лазерным импульсом, а также получены условия, определяющие когерентное усиление интенсивности жесткого излучения. С другой стороны, разработка сразу нескольких многоканальных лазерных систем в ведущих



лазерных лабораториях мира (включая российский проект экзаваттного лазера XCELS) выдвинул на передний план необходимость проведения расчетно-теоретических исследований для обоснования использования подобных лазерных систем в качестве эффективных источников вторичных излучений; этой перспективной тематике посвящен один из разделов настоящего отчета.

В рамках проекта обсуждается генерация электромагнитного излучения и в существенно более мягких диапазонах частот. Так, обсуждается использование многократных осцилляций большого числа лазерно-нагретых электронов вокруг тонкой фольги для генерации излучения в диапазоне частот от дальнего ультрафиолета до мягкого рентгена. Воздействие мощного лазерного излучения на твердотельную мишень приводит к ускорению большого числа электронов внутри фокального объема нагреваемой мишени. Большинство этих электронов не способно ее покинуть, запираясь полем разделения заряда. Эти электроны, отрываются от мишени и формируют двойной слой. Захваченные электрическим полем в двойном слое электроны разворачиваются и начинают осциллировать вокруг фольги, проходя сквозь нее. Как показано в отчете, это вызывает синхротронное излучение в диапазоне частот от ультрафиолетового до мягкого рентгеновского. Прохождение электронов через границу вакуум-фольга приводит к еще одному виду излучения – переходному, которое приходится на терагерцовый диапазон, в котором сейчас идет интенсивный поиск механизмов, позволяющих получать сверхширокополосные импульсы рекордной интенсивности, недоступной «традиционным» источникам ТГц излучения, например, с помощью синхротронных ускорителей или преобразования короткоимпульсного лазерного излучения в нелинейно-оптических кристаллах. Исследованы также характеристики электромагнитных импульсов, распространяющихся вдоль поверхности лазерно-облученной мишени и обнаружено, что при использовании кольцевых мишеней возможна эффективная конверсия энергии лазерного импульса в ТГц излучение.

Значительное внимание в рамках проекта было также уделено разработке уникального непрерывного D-D нейтронного генератора, основанного на использовании мощных современных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн, что позволяет поддерживать в магнитной ловушке источника плазму с плотностью более чем на порядок превышающей данный показатель в традиционных ЭЦР ионных источниках. Разработанные на первом этапе выполнения проекта магнитные системы и системы формирования ионного пучка позволяют получать рекордные плотности пучков ионов дейтерия для бомбардировки нейтроногенерирующих мишеней. Отметим, что разработка мощного компактного дешевого D-D генератора нейтронов с регулируемым

энергетическим спектром представляет несомненный интерес для бор-нейтронзахватной терапии онкологических заболеваний и нейтронографии на быстрых нейтронах. В отчете обосновываются характеристики компактных источников нейтронного излучения, требующиеся для успешного внедрения метода нейтронзахватной терапии в клиническую практику, а также проводится анализ эффективности используемых в настоящее время препаратов для бор-нейтронзахватной терапии.

## **1 Численная оптимизация режимов синхротронной генерации электронов, ускоренных в кильватерной плазменной волне**

В связи с развитием технологии получения мощных сверхкоротких лазерных импульсов в последнее время много внимания уделяется вопросам исследования возможности генерации электромагнитного излучения в труднодоступных диапазонах при взаимодействии лазерных импульсов с газовыми мишенями. Лазерный импульс при взаимодействии с газом приводит к его полной ионизации и возбуждает в полученной плазме кильватерную волну. В случае генерации сильно нелинейной кильватерной волны позади лазерного импульса образуется плазменная полость, в которую могут захватываться электроны плазмы. Эти электроны ускоряются до больших энергий, при этом сильные поперечные поля в плазме выступают в роле ондулятора и приводят к поперечным бетатронным колебаниям электронов и генерации бетатронного излучения в синхротронном режиме в направлении движения электронов. За счет большой энергии частиц длина волны этого излучения может соответствовать рентгеновскому и гамма-диапазнам. Кроме того, нелинейное взаимодействие лазерного импульса с плазмой приводит к изменению его спектра и генерации излучения в более низкочастотных диапазонах, например, в длинноволновом инфракрасном (ИК) или терагерцовом.

Существенную роль при взаимодействии лазерного импульса с плазмой играют длительность и поперечный размер импульса. Поперечный размер достаточно легко управляется за счет применения параболических зеркал с различным фокусным расстоянием. При сильно нелинейном взаимодействии наибольшую стабильность обеспечивает согласованный поперечный размер, соответствующий компенсации дефокусировки за счет плазменной нелинейности. При этом сильное рассогласование может иметь преимущества для ускорения электронов [2]. Длительность импульса, особенно в сторону уменьшения, более сложно регулировать. Метод chirпированного усиления импульсов позволяет получать импульсы с характерной длительностью порядка нескольких десятков фемтосекунд, но дальнейшее уменьшение длительности невозможно из-за требований к ширине полосы усиления активной среды. В то же время, такие длительности могут быть неоптимальны для задач генерации излучения при взаимодействии с плазмой. Так, в одном из наиболее успешных экспериментов по генерации инфракрасного излучения при таком взаимодействии [3] изначальный импульс длительностью 40 фс необходимо было укорачивать в предварительном плазменном компрессоре до 10 фс, чтобы добиться более высокой эффективности конверсии. Вместо использования такого рода сложных мишеней можно добиться укорочения изначального импульса за счет использования метода компрессии после компрессора (compression after

compressor approach, CafCA), основанного на уширении спектра импульса при его взаимодействии с нелинейным элементом (пластинкой из специального пластика). Одни из наиболее выдающихся результатов с использованием такого метода были получены на установке PEARL в ИПФ РАН [4].

При помощи трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках было проведено исследование возможности генерации длинноволнового ИК– излучения при взаимодействии лазерного импульса, соответствующего возможностям установки PEARL при сжатии методом CafCA, с разреженной плазмой. Линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны 910 нм, размером пятна 16 мкм, длительностью 20 фс и энергией 10 Дж (что соответствовало пиковой мощности порядка 500 ТВт) взаимодействовал с газовой струей диаметром 1 мм и концентрацией электронов  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (для данной концентрации согласованный размер пятна равняется 12 мкм). При такой большой мощности лазерного импульса газ полностью ионизируется еще на фронте импульса, а в результирующей плазме возбуждается кильватерная волна, в которую захватываются электроны плазмы (рисунок 1.1). Для генерации ИК излучения ускоренные электроны не представляют интереса.

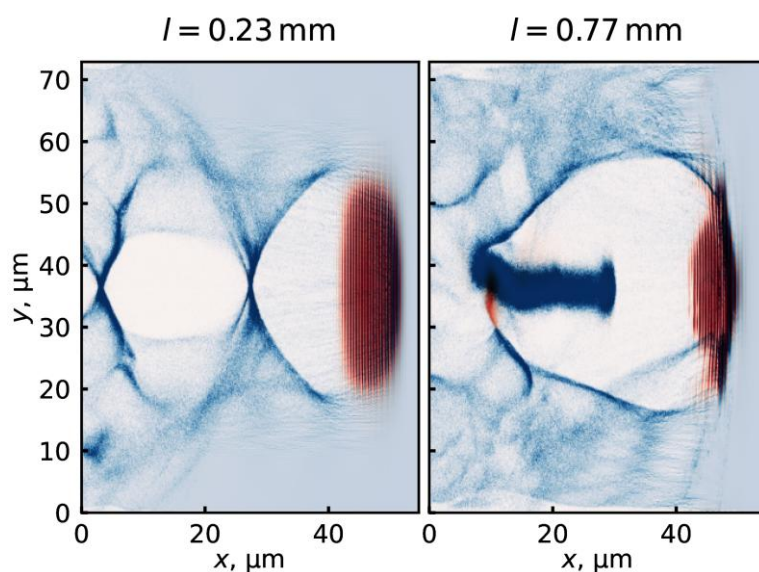


Рисунок 1.1 – Распределение интенсивности лазерного поля (красным) и концентрации электронов в кильватерной волне (синим) в плоскости  $xu$  для длин распространения импульса 0.23 и 0.77 мм.

За счет нелинейных эффектов, связанных с локальным изменением плазменной частоты из– за релятивистского изменения эффективной массы электрона и локального изменения концентрации, спектр лазерного импульса по мере его распространения в плазме уширяется и сдвигается в более низкочастотную область (рисунок 1.2). В том

числе генерируется излучение в диапазоне длин волн от 5 до 10 мкм, соответствующем длинноволновому ИК диапазону. Доля энергии ЭМ поля в этом диапазоне достигала более 1% от изначальной энергии лазерного импульса, что по порядку величины совпадает с результатами экспериментов [3]. Расчет доли энергии для длин волн более 10 мкм невозможен без использования более продвинутых методов моделирования и анализа данных, так как в этой области излучаемое электромагнитное поле не получается отфильтровать от полей кильватерной волны и собственных полей ускоренного электронного сгустка. Сравнение с результатами моделирования для импульса с длительностью 60 фс (соответствующей установке PEARL без дополнительного сжатия) показало, что эффективность генерации ИК излучения в этом случае уменьшается примерно на порядок, что подтверждает необходимость использования лазерного импульса с более короткой длительностью.

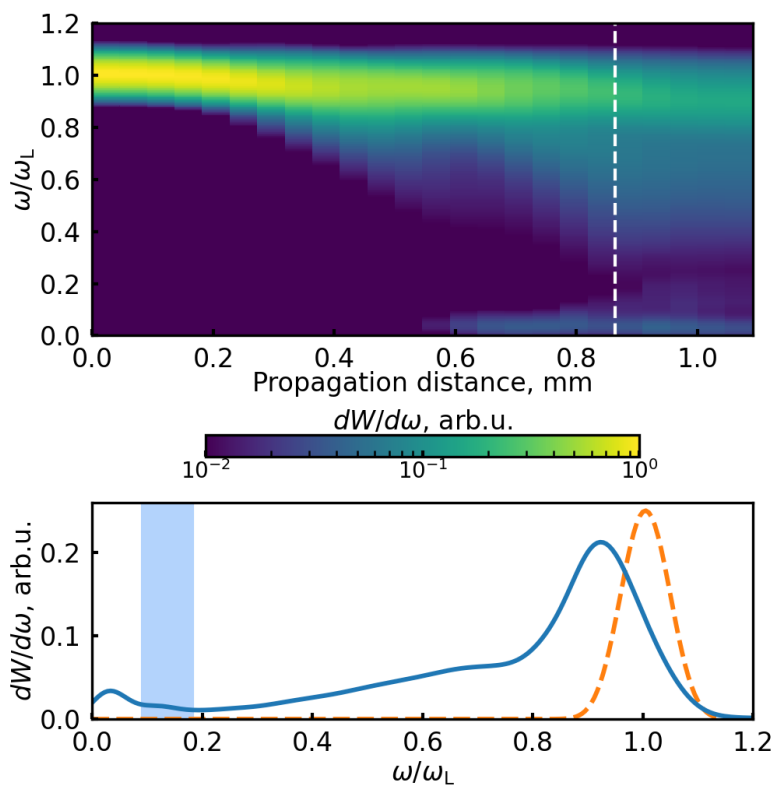


Рисунок 1.2 (сверху) – Спектр электромагнитного поля в зависимости от длины распространения и (снизу) мгновенный спектр для длины распространения, показанной вертикальной линией на верхнем Рисунке. Закрашенная область соответствует диапазону длин волн от 5 до 10 мкм.

Также при помощи численного моделирования методом частиц в ячейках было проведено исследование генерации бетатронного излучения при взаимодействии короткого лазерного импульса с плазмой. Для этого исследования использовался аналогичный лазерный импульс с длиной волны 910 нм и энергией 10 Дж,

соответствующий возможностям лазерной установке PEARL. Моделирование проводилось для трех размеров пятна (16, 24 и 32 мкм) и четырех длительностей (10, 20, 40 и 60 фс). В качестве мишени также использовалась струя газа с концентрацией электронов в плазме  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Генерация бетатронного излучения в рентгеновском диапазоне происходит за счет поперечных бетатронных колебаний захваченных ускоряемых электронов (рисунок 1.1). Поскольку для эффективной генерации оптимально ускорить электроны до наибольшей возможной энергии, длина мишени была увеличена до 3 мм. При такой длине мишени все рассмотренные лазерные импульсы практически полностью поглощались к концу моделирования.

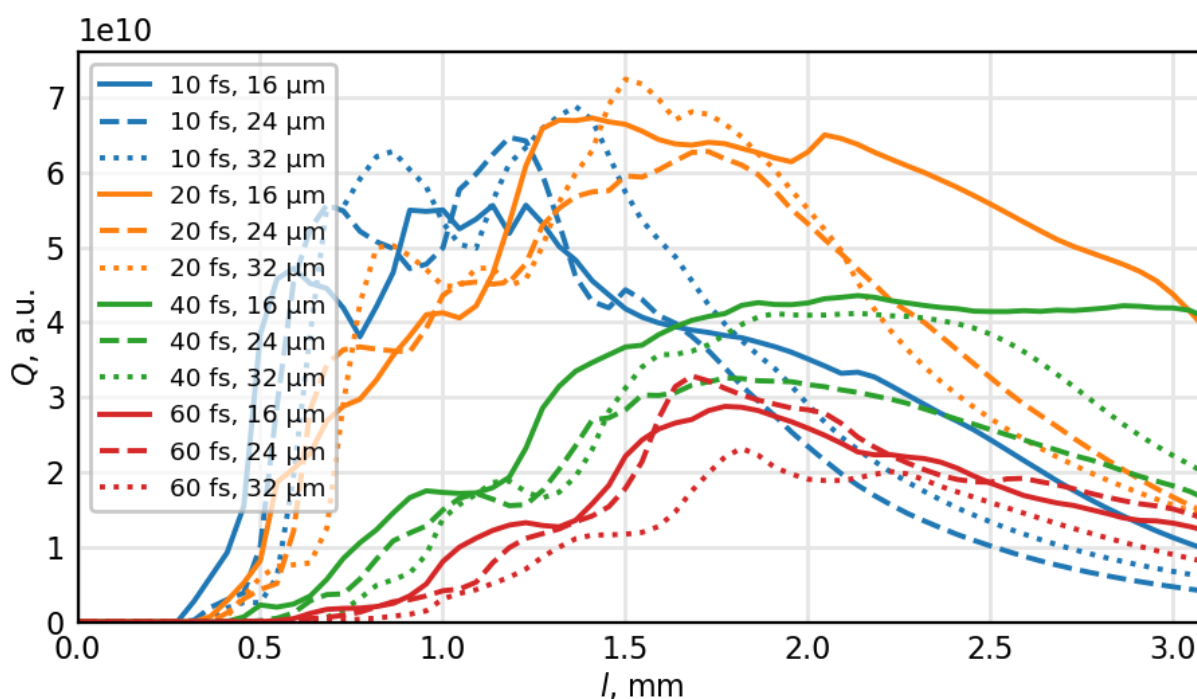


Рисунок 1.3 – Полный заряд электронов с энергией больше 50 МэВ в зависимости от пройденного лазерным импульсом расстояния для различных параметров импульса.

На рисунке 1.3 показана зависимость заряда захваченного электронного сгустка (захваченными считались электроны с энергией более 50 МэВ) от пройденного лазерным импульсом расстояния для разных параметров. Видно, что более короткий лазерный импульс приводит к более раннему захвату электронов. Так же к несколько более раннему захвату приводит более сфокусированный лазерный импульс, поскольку лазерному импульсу с широкой перетяжкой требуется большее время на переход в согласованный режим. При этом максимальный заряд зависит в основном только от длительности импульса, но не сильно зависит от степени его фокусировки. Большой заряд достигался для длительностей 10 и 20 фс, но существенно снижался при длительности 40 и 60 фс. Таким образом, наибольший заряд электронов и более ранний захват обеспечивают более

короткие импульсы, сфокусированные до меньшего размера перетяжки. Отсюда можно ожидать, что такие же параметры будут оптимальны и для генерации синхротронного излучения.

Численная сетка в моделировании неспособна разрешить длины волн в рентгеновском диапазоне, поэтому синхротронное излучение моделировалось вероятностным образом при помощи метода Монте– Карло: для каждого электрона в квантовоэлектродинамическом (КЭД) пределе рассчитывались вероятности излучения высокоэнергичных фотонов во внешнем поле. При этом динамика фотонов не рассчитывалась, а фотоны сразу после излучения удалялись с сохранением информации о их энергии, поскольку при рассматриваемых интенсивностях лазерного поля фотоны не участвуют во вторичных КЭД реакциях. Был проведен анализ спектров излучаемых фотонов. На рисунке 1.4 показаны полные энергии излученных фотонов в различных диапазонах для рассмотренных лазерных импульсов. Видно, что несколько более ранний захват электронов для малой перетяжки (рисунок 1.3) приводит к существенному росту излученной энергии, особенно в области больших энергий фотонов, что объясняется более высокой энергией электронов. При этом оптимальными с точки зрения излучаемой энергии оказываются более короткие импульсы с длительностью 10 и 20 фс. Импульс длительностью в 10 фс быстрее излучает фотоны с высокой энергией, поэтому для него подходит более короткая мишень, однако импульс с длительностью 20 фс обеспечивает несколько большую итоговую конверсию в рентгеновское излучение. Импульсы большей длительности (особенно 60 фс) приводят к захвату меньшего числа частиц, чем объясняется их меньшая эффективность.

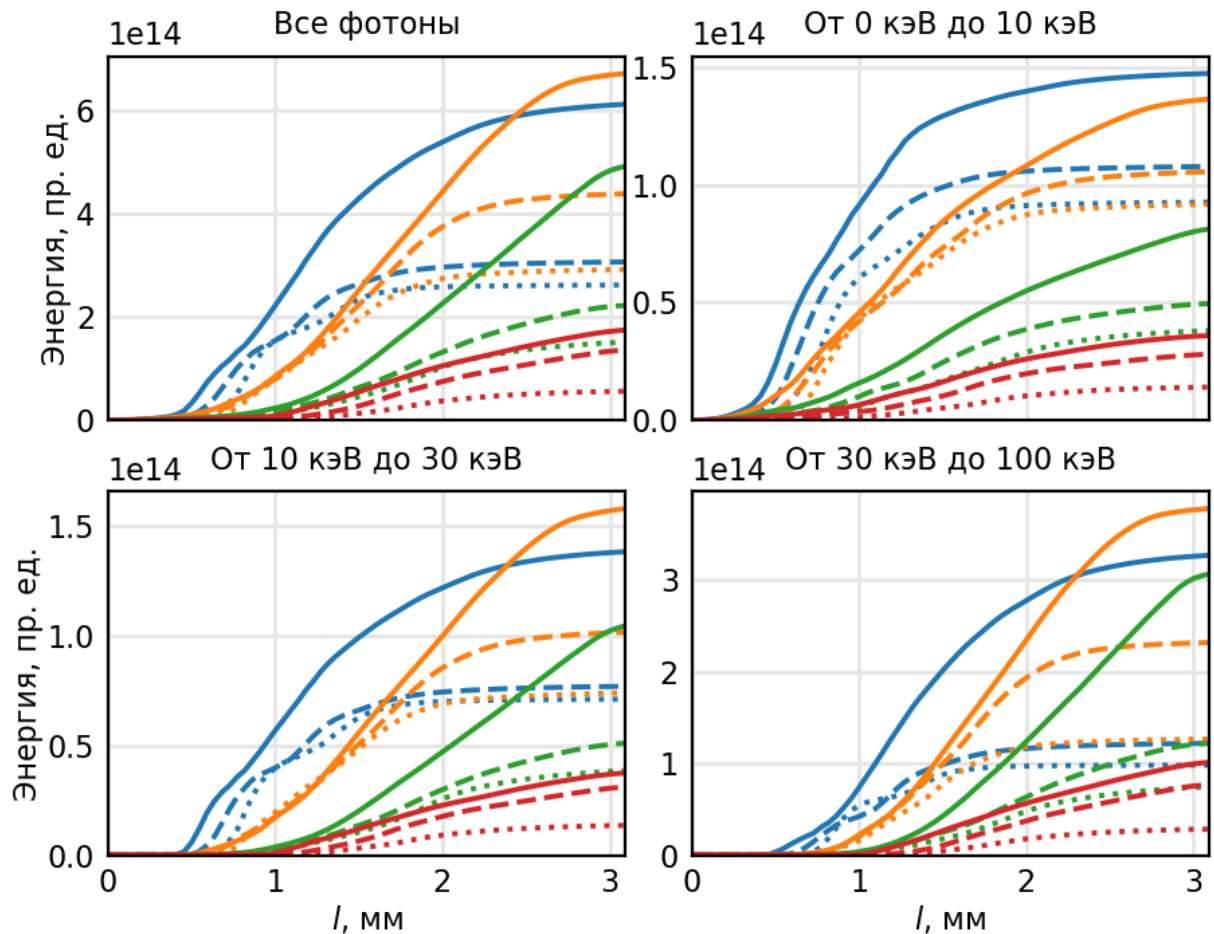


Рисунок 1.4 – Зависимость полной энергии излучения в различных диапазонах энергий отдельных фотонов (соответствующих диапазонам частот) от пройденного лазерным импульсом расстояния для различных параметров импульса. Линии соответствуют линиям на рисунке 1.3

Указание на то, что использование сверхкоротких импульсов благоприятно для генерации бетатронного излучения можно получить из теории подобия [5]. Как следует из численного моделирования, в результате взаимодействия с плазмой достаточно быстро устанавливается самосогласованный режим распространения лазерного импульса в плазме, когда поперечный размер лазерного импульса,  $R_0$ , принимает значение

$$R_0 \approx 2\sqrt{a_0} \frac{c}{\omega_p}, \quad (1.1)$$

где  $a_0$  – нормированная напряженность лазерного поля,  $c$  – скорость света,  $\omega_p$  – электронная плазменная частота. Энергия лазерного импульса пропорциональна лазерной интенсивности, квадрату поперечного размера импульса и его длительности  $T_0$ :

$$W \propto a_0^2 R_0^2 T_0. \quad (1.2)$$



Аналогично для лазерной мощности можно написать  $P \propto a_0^2 R_0^2$ . Из условия сохранения мощности импульса по мере его распространения в плазме  $a_0 R_0 = a_m R_m \propto P \approx \text{const}$  находим [2]:

$$a_m \approx \left( \frac{a_0 R_0 \omega_p}{2c} \right)^{2/3} \propto \left( \frac{Wn}{T_0} \right)^{1/3}, \quad (1.3)$$

где  $n$  – концентрация плазмы. Из теории подобия следует, что энергию ускоренных электронов можно оценить следующим образом [5]

$$\gamma \approx \frac{2}{3} a_m \frac{n_c}{n} \propto \left( \frac{W}{T_0} \right)^{1/3} n^{-2/3}. \quad (1.4)$$

Тогда для мощности бетатронного излучения [6] получается следующий скейлинг

$$P_b \approx \frac{e^2 \omega_p^4}{12 c^3} \gamma^2 r_b^2 \propto \left( \frac{W}{T_0} \right)^{2/3} n^{2/3} r_b^2, \quad (1.5)$$

где  $r_b$  – амплитуда бетатронных колебаний. Из полученного результата следует, что мощность бетатронного излучения растет с уменьшением длительности импульса, что согласуется с результатами численного моделирования.

Существенной проблемой, однако, для реализации эффективного ускорения электронов может оказаться наличие у импульсов, полученных методом СаfСА предвестника на фемтосекундных временах. Так, теоретический анализ, проведённый в работе [4], показал, что перед основным импульсом с опережением порядка 20 фс следует импульс с приблизительно той же длительностью и интенсивностью около пяти раз меньше (рисунок 1.2(с) в статье). В связи с этим нами было проведено исследование влияния подобного предимпульса на процесс ускорения ионов и генерации ими бетатронного излучения. Перед основным импульсом на длине волны 910 нм, длительностью 11 фс, энергией 10 Дж, сфокусированным в пятно диаметром 30 мкм, с опережением 20 фс запускались импульсы длительностью 11 фс с различными амплитудами вплоть до 0,44 от амплитуды основного импульса (что соответствовало интенсивности на уровне 0,2). Полученные в результате взаимодействия на длине 3 мм распределения электронной плотности, спектры излучённых фотонов и ускоренных электронов приведены на рисунке 1.5.

$t = 10.0\text{ps}$

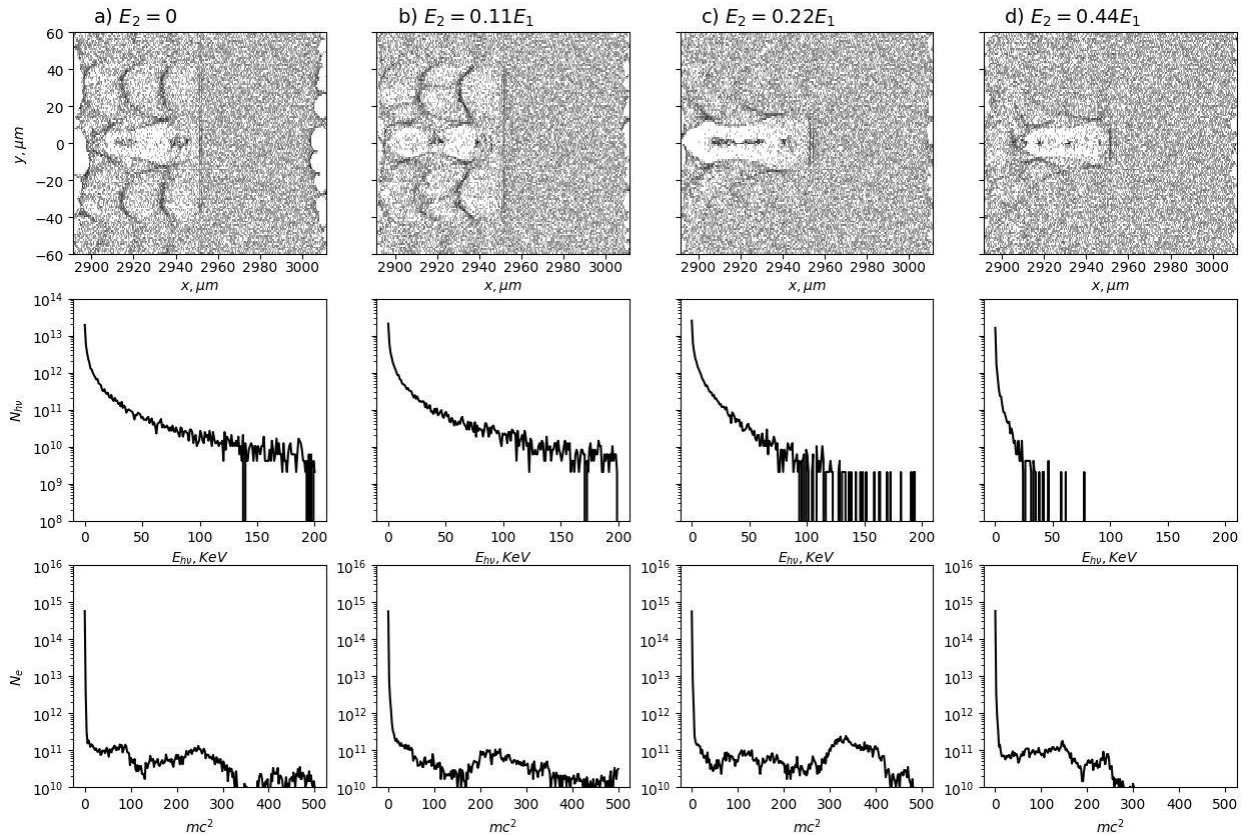


Рисунок 1.5 – Пространственное распределение концентрации электронов (верхний ряд), спектра фотонов (средний ряд) и спектра электронов (нижний ряд) для различных амплитуд фемтосекундного предвестника (соответствующее отношение амплитуд предвестника и основного импульса приведены сверху столбцов).

Из приведённых графиков видно, что влияние предвестника с амплитудой порядка 0,1 от основной незначительно, однако с дальнейшим ростом его энергии происходит значительное изменение динамики ускорения и ухудшение параметров бетатронного излучения. И для случая отношения амплитуд равного 0,44 результат оказывается даже хуже, чем при использовании традиционных импульсов длительностью 50 фс (здесь не показаны).

Чтобы понять причины такого поведения, были построены зависимости продольного распределения концентрации электронов на оси от времени. Они приведены на рисунке 1.6

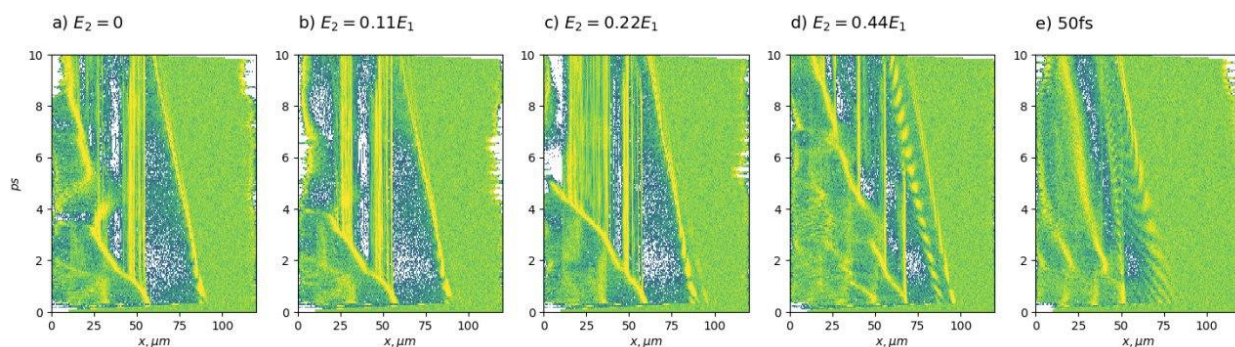


Рисунок 1.6 – Зависимость концентрации электронов от продольной координаты и времени для различных амплитуд фемтосекундного предвестника и для случая одиночного импульса длительностью 50 фс (самая правая панель).

Из этих графиков видно, что основной причиной нарушения динамики ускорения является интерференция между плазменными волнами, генерируемыми предвестником и основным импульсом. Если при малых амплитудах предвестника его влияние на генерируемую плазменную волну незначительно, то при больших амплитудах возбуждаемая им волна значительно возмущает волну, возбуждаемую основным импульсом, что, в частности приводит к эффективному уменьшению размера ускорительной полости и, как следствие, значительному снижению эффективной длины дефазировки ускоряемого электронного пучка. Так, при относительной амплитуде предвестника 0,44 захваченный изначально электронный пучок достигает переднего края полости через 6 пс после начала взаимодействия, то есть через приблизительно 2 мм трассы, а те электроны, которые видны в конце расчёта, начинают своё эффективное ускорение только в момент времени порядка 3 пс, то есть тоже пролетают порядка 2 мм. При этом сама полость оказывается меньше по размеру, и как следствие, в ней генерируется более слабые ускоряющие поля.

Таким образом, в исследованиях было показано, что компрессия лазерного импульса при помощи метода CafCA позволяет добиться увеличения эффективности генерации как длинноволнового ИК излучения, так и бетатронного излучения в рентгеновском диапазоне. Существенной проблемой, требующей особого внимания, однако, при этом является наличие у лазерных импульсов значительных по величине предвестников на фемтосекундных временах.

## **2 Численное исследование параметров характеристического излучения из твердотельного конвертора, облучаемого LWFA электронными пучками (МИФИ ,договор № К 98-11 от 15.11.2021)**

### **2.1 Введение**

Яркие источники рентгеновского излучения на основе классических ускорителей имеют множество важных применений в материаловедении [7], медицине [8,9], геологии [10], радиографии материалов [11] и задачах неразрушающего контроля в промышленности [12]. 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 (100 MeV/m [13]), 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 [14]. 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 [15], разбросом по энергии  $\Delta E_e/E_e \sim 1-15\%$  и зарядом  $Q \sim 100$  пКл.[16]–[18].

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 [19]–[22] 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 [22]. Мощность бетатронного излучения можно значительно увеличить, используя более длинные лазерные импульсы [23]–[25] или специально подобранные профили плотности [26], [27].

Обратное комптоновское рассеяние возникает в результате рассеяния лазерных фотонов на встречном электронном пучке. В результате энергия фотонов увеличивается на величину  $\Delta E_L \sim 4\gamma_e 2E_L$  [28]–[30], где  $\gamma_e$  – гамма фактор электрона,  $E_L$  – энергия рассеивающихся 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 ( $490 < \gamma_e < 685$ ) 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 [31]. В данной работе проводилось сравнение рентгеновского излучения, полученного в случае прямого облучения мишени лазерным импульсом и излучения, возникающего за счет взаимодействия лазерно-ускоренных в газовой струе электронов с конвертером, аналогичным мишени из первого случая. Было показано, что рентгеновский источник, основанный на LWFA электронах имеет на порядок лучшие как угловые характеристики, так и общий выход рентгеновского излучения. В 2005 году продемонстрировано применение такого источника для рентгенографии сложных и плотных объектов с субмиллиметровым разрешением [32]

В настоящей работе 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  $I_L = 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_0 \approx 0.77$ ), 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) [33]. 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 [34]. Квантовые эффекты, рождение электрон-позитронных пар и синхротронное излучение в коде EPOCH моделируется методами квантовой электродинамики также с использованием метода Монте-Карло [35] и [36].

## **2.2 Подбор оптимальной электронной плотности.**

Был проведен численный подбор плотности плазмы, оптимальной для максимальной конвертации энергии лазерного импульса в кильватерные электроны. Как показано в работах [37]–[40], максимальная амплитуда кильватерной волны (и

соответственно максимальное ускорение электронов) возникает при длительности импульса  $ctL \simeq \lambda_p/2$  ( $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$  – плазменная длина волны) и достаточно сильно зависит от формы импульса. Поскольку плазменная частота  $\omega_p = (4\pi N_e \cdot e^2/m_e)^{1/2}$ , то, выражая отсюда электронную плотность  $N_e = \omega_p^2 m_e / 4\pi e^2$ , находим ее связь с длительностью лазерного импульса:

$$N_e = \frac{m_e}{4e^2} \tau_L^{-2} \approx 8.9 \cdot 10^{14} \tau_{L[\text{пс}]}^{-2} \text{ см}^{-3}. \quad (1)$$

Для рассматриваемых в настоящей работе лазерных параметров оптимальная плотность плазмы, оцененная по формуле ((1), составляет примерно  $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому при проведении численных расчетов был рассмотрен диапазон электронных плотностей  $10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Остальные параметры расчета задавались следующим образом. Считалось, что лазерный импульс имеет гауссову форму в пространстве (полуширина  $d = 10$  мкм) и во времени ( $\tau_L = 45$  фс.). Лазерная интенсивность при входе импульса в плазму составляла  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$  ( $a_0 = 0.77$ ), лазерный импульс был слабо сфокусирован (точка фокуса находилась на расстоянии 1 см в плазме). Область моделирования (110 мкм вдоль распространения лазерного импульса и 60 мкм поперек) была разбита на  $4400 \times 600$  ячеек, размер одной ячейки составлял  $25 \times 100$  нм. Вся область моделирования была заполнена гелиевой плазмой с постоянной плотностью, кроме первых 10 микрон вдоль оси распространения лазерного импульса, где плотность экспоненциально спадала до нуля, чтобы избежать резких возмущений плазмы при входе в нее лазерного импульса. В расчетах использовался метод “движущегося окна” (moving window), в котором область моделирования сдвигалась вместе с лазерным импульсом. Исследовался электронный спектр при прохождении лазерного импульса в слое плазмы толщиной  $\sim 300$  мкм. На рис. 1 приведены характерные электронные спектры для различных значений электронной плотности плазмы, а в таблице 1 приведены коэффициенты конверсии для трех диапазонов электронных энергий: 10– 100 кэВ, 0.1– 1 МэВ,  $> 1$  МэВ.

Таблица 1 – конверсия лазерного излучения в горячие электроны для различной электронной плотности плазмы

Электронная плотность $N_e$ [ $\text{см}^{-3}$ ]	конверсия в электроны %		
	10– 100 эВ	0.1– 1 эВ	$> 1$ МэВ
$10^{17}$	0,00193276	0,0007852	0

$2 \times 10^{17}$	0,00539291	0,0016179	0
$5 \times 10^{17}$	0,01571649	0,003698	0
$10^{18}$	0,02826087	0,0059783	4,51E- 06
$2 \times 10^{18}$	0,06163328	0,0154083	0
$5 \times 10^{18}$	0.1267	0.03648	0
$10^{19}$	0,23904382	0,0726506	4,92E- 05
$5 \times 10^{19}$	3,51535036	3,8434497	2,43731
$10^{20}$	5,86029067	4,8288795	12,1894

Из таблицы видно, что с ростом электронной плотности коэффициент конверсии монотонно растет. С другой стороны, групповая скорость лазерного импульса меньше для большей плазменной плотности. Например, в линейном режиме распространения лазерного импульса групповая скорость  $v_g/c = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}$ , поэтому электроны при ускорении быстрее дефазированы относительно кильватерной волны и тем самым набирают меньшие энергии. Также из-за захвата электронов в разных периодах волны и коротких длинах дефазировки на выходе получается широкий энергетический спектр электронов. Поскольку в настоящей работе нас интересует повышение коэффициента конверсии в жесткое рентгеновское излучение, то недостатки высокой плотности являются несущественными.

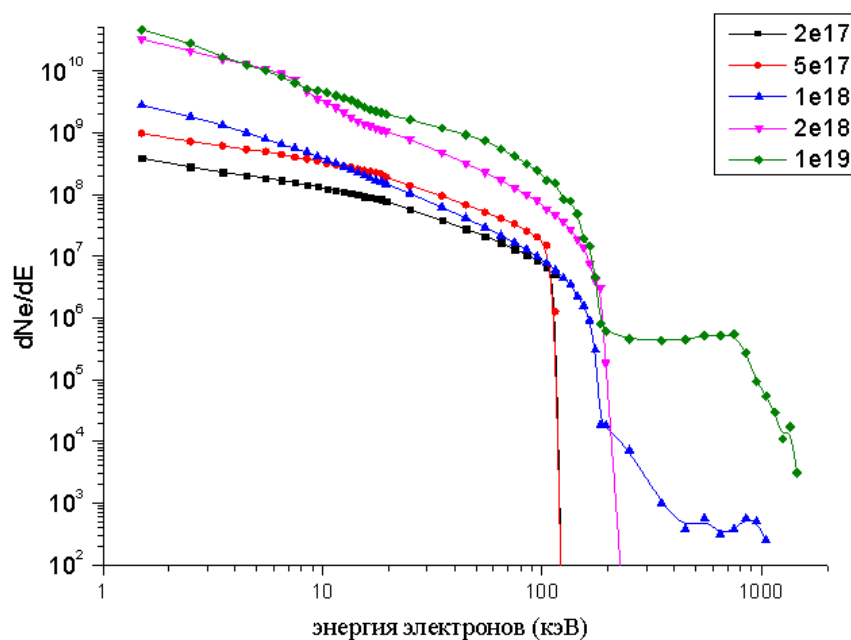


Рисунок 2.1 – электронный спектр для лазерной интенсивности  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и различных электронных плотностей плазмы

Из рисунка 2.1 видно, что резонансная плотность согласно PIC– расчету составляет  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что всего лишь в два раза больше оценки, полученной по формуле (1). С другой стороны, из этого же рисунка видно, что при плотности  $\geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  мы также получаем горячий хвост в электронном спектре, причем число горячих электронов в этом случае оказывается даже на несколько порядков выше. В связи с этим было проведено дополнительное исследование прохождения лазерного импульса через плазму с плотностью  $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . На рисунке 2.2 приведен электронный спектр для различных времен моделирования (100, 400, 500, 700 фс), на рисунке 2.3 дано угловое распределение электронов с энергией  $> 1 \text{ МэВ}$ , а на рисунке 2.4 приведены снимки области моделирования для данных времен.

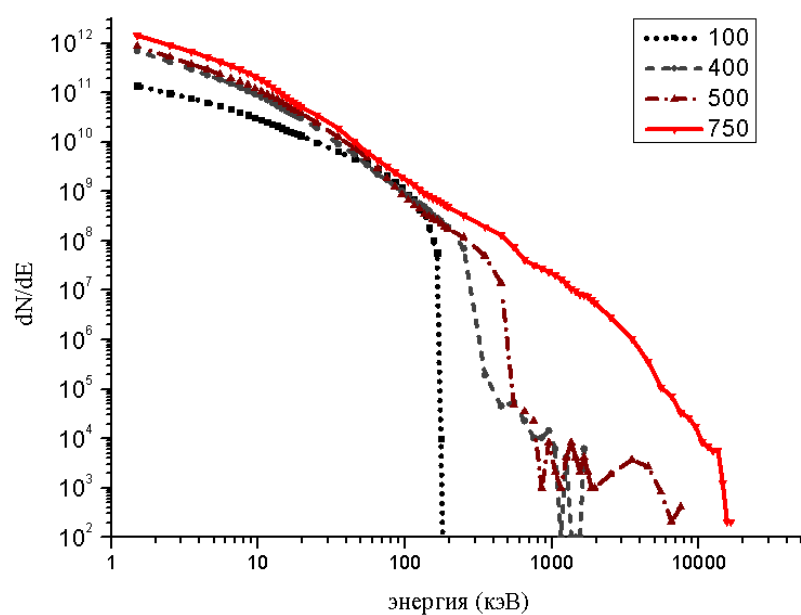


Рисунок 2.2 – электронный спектр для различных времен моделирования (100, 400, 500, 700 фс)



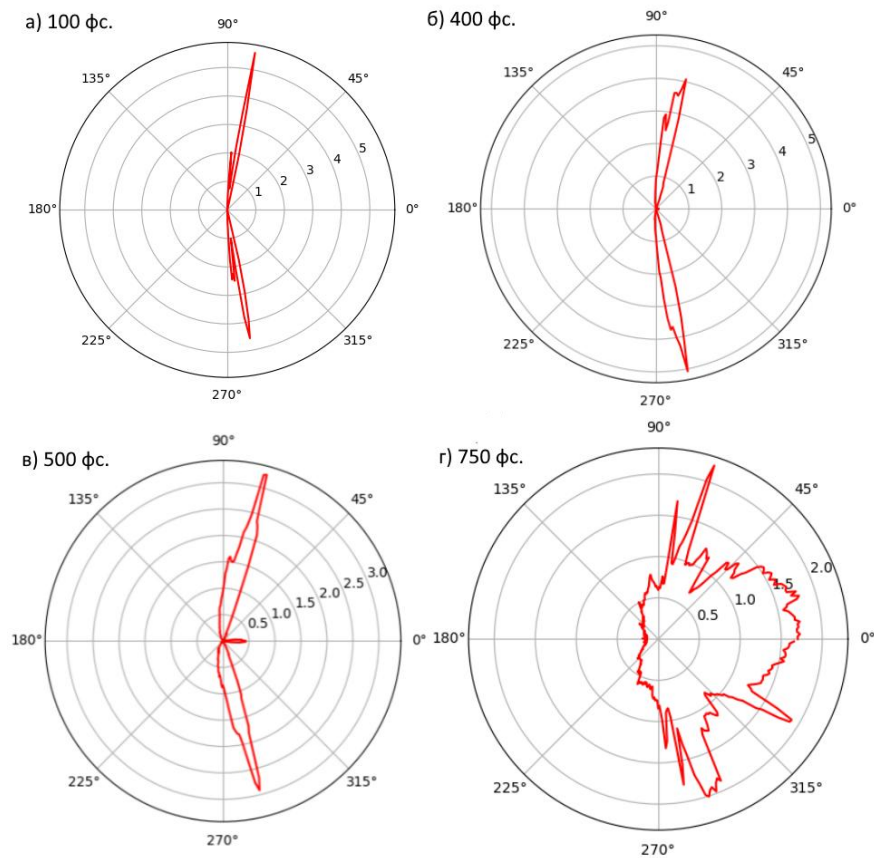


Рисунок 2.3 – угловое распределение электронов с энергией  $> 1$  МэВ

В данном случае возникает явление самомодуляции [41]–[42], т.е. при длине лазерного импульса  $L > \lambda_p$  и интенсивности, достаточной для релятивистской самофокусировки, возникает самомодуляция импульса в присутствии кильватерной волны, генерируемой внутри лазерного импульса. В результате лазерный импульс разделяется на более короткие импульсы с длиной  $L \sim \lambda_p$ . В областях повышенной электронной плотности лазерный импульс рассеивается, а в областях пониженной — дополнительно фокусируется. Увеличение амплитуды лазерного импульса, в свою очередь, способствует генерации кильватерной волны большей амплитуды и порождает большие вариации плотности. Данный режим носит название SMLWFA (Self-Modulated Laser Wake Field Acceleration) и обладает рядом важных преимуществ – длительность лазерного импульса не нужно согласовывать так, чтобы  $L \sim \lambda_p$  (как в LWFA), а при большей плотности способна генерироваться кильватерная волна с большей амплитудой.

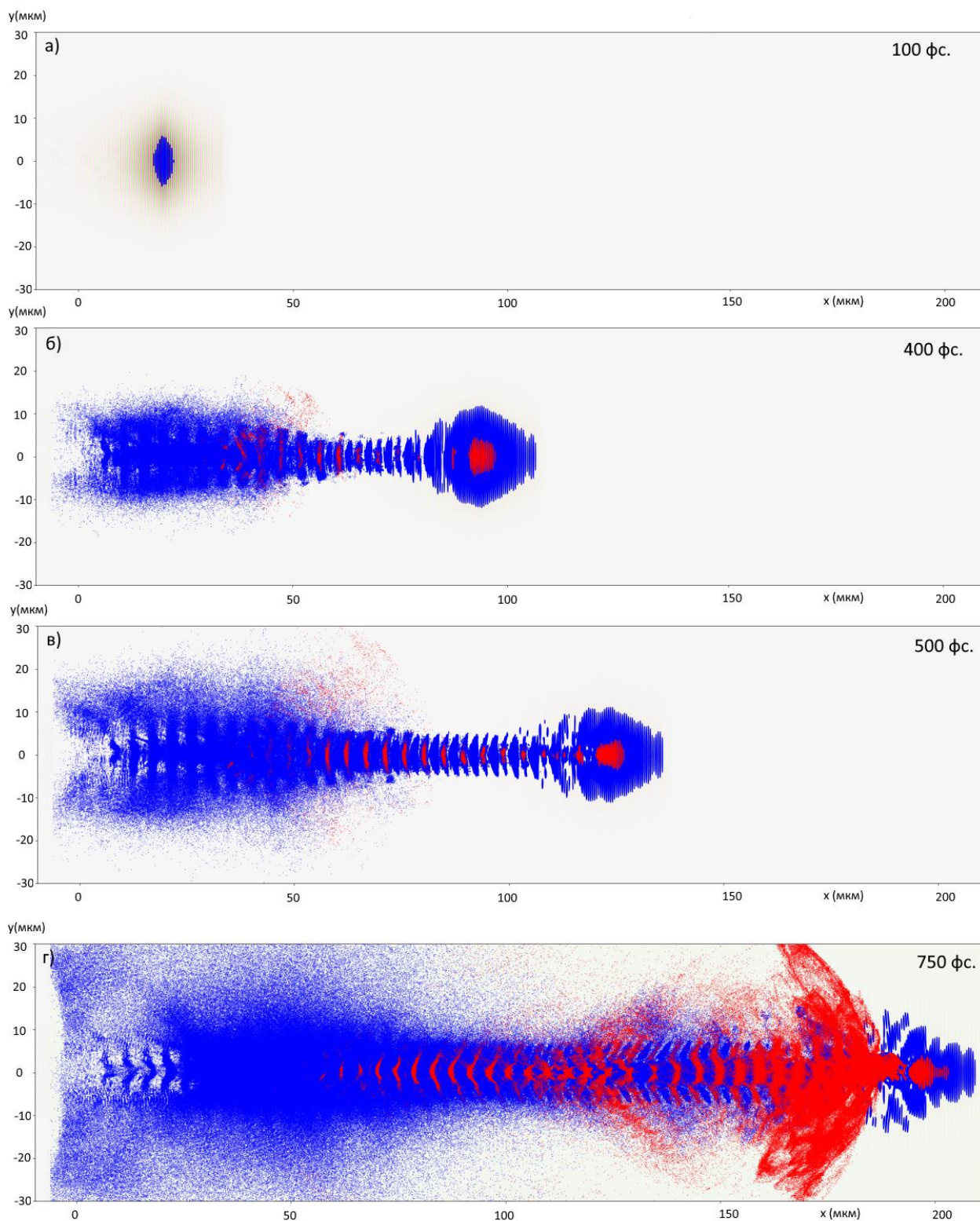


Рисунок 2.4 – пространственное распределение горячих электронов (синим цветом изображены электроны с энергией от 0.1 до 1 МэВ, красным – с энергией > 1 МэВ) для различных времен моделирования: 100 фс. (а), 400 фс (б), 500 фс (в), 700 фс (г).

### 2.3 Генерация рентгеновского излучения из твердотельного конвертора

Если на пути горячих электронов, рассмотренных выше, разместить твердотельную мишень, то пролетая сквозь нее, они будут тормозиться кулоновскими силами атомного

ядра и генерировать тормозное рентгеновское излучение. Поскольку сечение рассеяния пропорционально квадрату заряда атомных ядер  $Z$  мишени– конвертора, то для увеличения выхода рентгеновского излучения оптимально использовать конверторы из материалов с большими зарядами ядер  $Z$ .

Было проведено численное моделирование взаимодействия электронного пучка, генерируемого в плазме с электронной плотностью  $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , с вольфрамовым конвертором. В качестве конвертора использовалась вольфрамовая фольга толщиной 2 или 10 мкм, расположенная на расстоянии 100 и 200 мкм от начала распространения лазерного импульса в плазме. На рисунке 2.5 изображен рентгеновский спектр, полученный в результате расчетов.

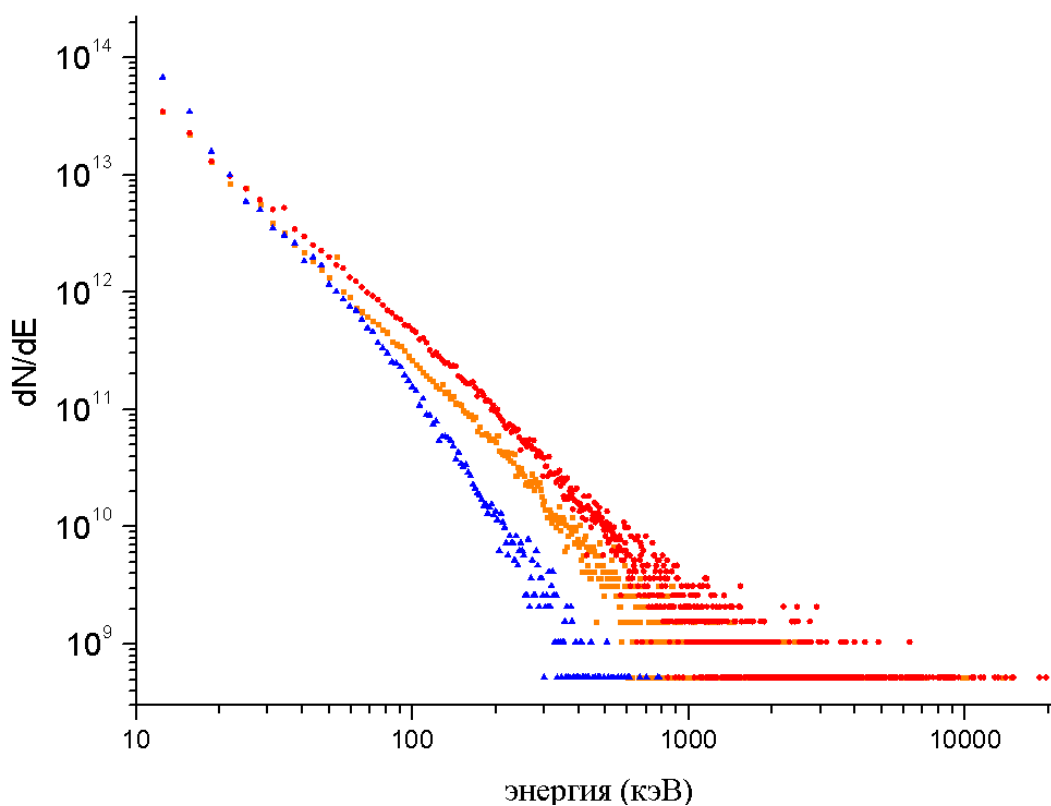


Рисунок 2.5 – спектр рентгеновских фотонов. Синие точки – 2мкм вольфрамовая фольга в 100 мкм от лазерного импульса, оранжевые и красные – 2мкм и 10 мкм вольфрамовая фольга в 200 мкм от лазерного импульса

Из рисунка 2.5 видно, что самый слабый рентгеновский спектр получился от конвертора, стоящего в плазме на расстоянии 100 мкм от начального лазерного импульса. Это объясняется тем, что пройдя 100 мкм в плазменной среде лазерный импульс еще не успел существенно самофокусироваться (рисунок 2.4) и начать активно разогревать плазменные электроны. Самый интенсивный спектр наблюдается от фольги толщиной в 10 микрон, временная зависимость выхода рентгеновских квантов из которой показана на рисунке 2.6. Рентгеновские фотоны были проинтегрированы в 2 диапазонах энергий 0.1– 1 МэВ и  $> 1$  МэВ. Длительность рентгеновского высвета составила  $\approx 70$  фс. для фотонов  $> 1$

МэВ и  $\approx 200$  фс для фотонов 0.1– 1 МэВ. Подобное короткое время высвета обусловлено малой толщиной конвертера – горячие электроны быстро его пролетают, и уходят в вакуум. На рисунке 2.7 также изображена угловая зависимость для рассматриваемых диапазонов энергий. Видно, что фотоны излучаются по большей части вперед в конус с раствором  $\sim 90^\circ$ .

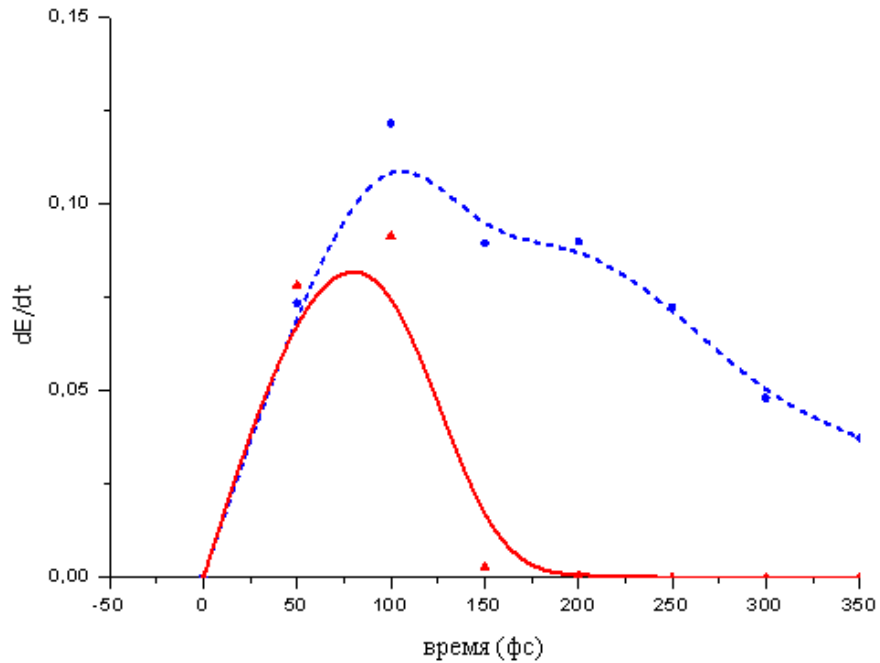


Рисунок 2.6 – временная зависимость выхода рентгеновских квантов для 10 микронной вольфрамовой фольги. Красная линия соответствует интегральной энергии фотонов  $> 1$  МэВ, синяя – энергии фотонов в диапазоне 0.1– 1 МэВ

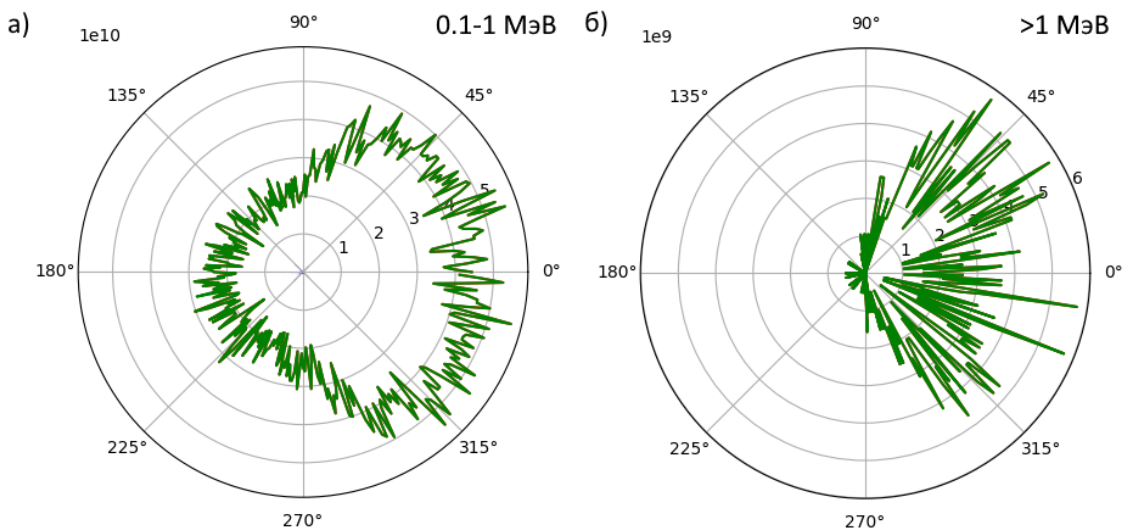


Рисунок 2.7 – угловое распределение фотонов а) с энергией 0.1 – 1 МэВ, б) с энергией  $> 1$  МэВ

## 2.4 Выводы

Был проведен численный подбор плотности плазмы, оптимальной для максимальной конвертации энергии лазерного импульса в кильватерные электроны. В результате расчетов оптимальная электронная плотность была определена как  $5 \times 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

При данной плотности было проведено численное моделирование взаимодействия полученного электронного пучка, с вольфрамовым конвертором. Из полученной угловой зависимости для энергии фотонов  $> 100 \text{ кэВ}$  видно, что фотоны излучаются по большей части вперед в конус с раствором  $\sim 90^\circ$ . Численно рассчитанный коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в фотоны диапазона  $0.1 - 1 \text{ МэВ}$  составил  $\approx 1.3 \times 10^{-4}$ , а в фотоны  $> 1 \text{ МэВ}$   $\approx 4.2 \times 10^{-5}$ . Отметим, что его можно поднять как минимум в несколько раз, используя более толстую фольгу в качестве конвертора, но тогда пропорционально увеличится длительность рентгеновского высвета.

### **3 Численное моделирование ускорения электронов в протяженных мишенях околокритической плотности в режиме DLA**

(МИФИ ,договор № К 98-11 от 15.11.2021)

#### **3.1 Введение**

В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в изучении механизмов и реализации ускорения электронов до релятивистских энергий с помощью интенсивных импульсов лазерного излучения. Электроны играют важную роль начиная с самой первой стадии взаимодействия лазера с веществом и обуславливают создание лазерных источников жесткого излучения и высокоэнергетических частиц. Существуют различные механизмы передачи лазерной энергии электронам с высокой энергией в зависимости от параметров лазера и типа мишени, от мишеней с твердотельной плотностью с резкой границей до протяженных газовых мишеней с низкой плотностью. При взаимодействии с твердотельными мишенями механизм сильно зависит от градиентов преплазмы на поверхности мишени и может быть вакуумным нагревом [43], резонансным поглощением в критической плотности, пондеромоторным или (JxB) механизмом ускорения [44, 45], стохастическим нагревом [46– 49] и т. д.

Взаимодействие лазера с газовыми мишенями низкой плотности обеспечивает эффективное ускорение электронов до высоких энергий в кильватерных полях, генерируемых в плазменных каналах [50– 52]. Значительные результаты были достигнуты при генерации моноэнергетических электронных пучков с энергиями от сотен МэВ до нескольких ГэВ в экспериментах по взаимодействию релятивистских лазерных импульсов с газовыми струями низкой плотности и капиллярной плазмой. Тем не менее, заряд, переносимый этими электронными пучками, не превышает десятков пКл, что недостаточно для рентгенографии HED– образцов в экспериментах с высоким уровнем фонового излучения.

Одна из возможностей увеличения заряда электронного пучка выше нано– кулоновского (нКл) уровня, сохраняя энергию электронов на уровне от десятков до сотен МэВ, заключается в использовании преимущества релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой докритического и околокритического уровней плотности (NCD) [53– 56]

Одна из первых теоретических работ, в которых обсуждается ускорение частиц в релятивистских лазерных каналах, генерируемых в плазме, близкой к критической, основана на результатах 3D PIC– моделирования [57]. Моделирование продемонстрировало эффекты каналирования и филаментации релятивистского лазерного импульса в NCD– части расширяющейся плазмы и генерации сильного тока

высокоэнергетических электронов, 10– 100 МэВ, которые имеют больцмановское распределение энергии с эффективной температурой, которая, среди прочего, зависит от интенсивности лазерного импульса и длины области NCD плазмы. Этот сильный электронный ток сопровождается созданием гигантского азимутального квазистатического магнитного поля. Механизм ускорения электронов в плазме NCD имеет сложную природу, так как он включает в себя множество физических процессов одновременно. В [15] авторы предлагают механизм прямого взаимодействия лазерной энергии с горячими электронами, который происходит в релятивистских лазерных каналах. Эта связь требует сильных самогенерируемых статических электрических и магнитных полей, которые удерживают быстрые электроны в релятивистских каналах. Электроны испытывают поперечные бетатронные колебания, обеспечивающие эффективный обмен энергией, когда бетатронная частота становится близкой к доплер-сдвинутой частоте лазера [15]. Эффективные температуры электронов, полученные численно для случая взаимодействия релятивистского лазера с расширяющейся плазмой, описываемого экспоненциальным профилем электронной плотности с масштабом  $L = 30$  мкм, составили 4,5 МэВ для  $I_L = 10^{19}$  Вт / см<sup>2</sup> и 14 МэВ для  $I_L = 10^{20}$  Вт / см<sup>2</sup>.

После А. Пухова [57] расширенный анализ взаимодействия релятивистского лазерного импульса с докритической плазмой был проведен А. Арефьевым и В. Худиком и др. [58, 59]. Они исследуют процессы прямого лазерного ускорения (DLA) релятивистских электронов, совершающих бетатронные колебания в плазменном канале, и роль поперечных и продольных квазистатических электрических полей. В [59] аналитически получен универсальный скейлинг для максимально достижимой энергии электронов.

К настоящему времени проведено лишь несколько экспериментов, демонстрирующих преимущества обсуждаемого механизма ускорения электронов [60, 61]. Поэтому численное моделирование ускорения электронов в протяженных мишенях околоскритической плотности в режиме DLA играет важную роль в определении параметров лазерных источников релятивистских электронов и создании на их основе эффективных источников рентгеновского излучения.

Ниже приведены результаты полномасштабного 3D– PIC моделирования взаимодействия релятивистски– интенсивных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности с плазмой околоскритической плотности. Обсуждаются зависимости энергетических и угловых характеристик электронов, ускоренных в режиме DLA, от параметров лазерного излучения и мишени.

### 3.2 Параметры 3D PIC– моделирования взаимодействия лазерных импульсов с плазмой околосубкритической плотности электронов.

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околосубкритической плотности электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC– кода VLPL [62] для параметров лазера и геометрии взаимодействия, отвечающих проводимым и планируемым экспериментам.

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  $C_{12}H_{16}O_8$ . Начальная концентрация электронов варьировалась от 0.5 до 2.0 критических концентраций  $n_{cr} = m\omega_L^2 / (4\pi e^2)$  где  $m$  и  $e$  – масса покоящегося электрона и его заряд, а  $\omega_L$  – частота лазера. 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 мкм, а вдоль осей  $Oy$  и  $Oz$  размеры выбирались от 0.15 мкм до 0.5 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 600 мкм, а поперечные размеры от 35 до 100 мкм.

Параметры пикосекундного лазерного импульса отвечали типичным условиям экспериментов с использованием петаваттного класса лазеров [60]. В частности, характерный размер FWHM пятна сфокусированного импульса составлял 15 мкм, длительность импульса 700 фс, интенсивность  $I_0 = 4.4 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> (безразмерная амплитуда лазерного импульса  $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_L) = 5.7$ , где  $E_y$  – амплитуда напряженности электрического поля лазерного импульса,  $\omega_L$  – его частота.).

Для фемтосекундного лазерного импульса параметры лазера и геометрия взаимодействия, отвечала планируемым экспериментам на установке PEARL [63]. Энергия сфокусированного лазерного импульса, который предполагался гауссовым по времени и по радиусу, составляло 15 Дж. При этом 7.5 Дж локализовано в FWHM пятне (круглая область с диаметром, равным диаметру фокального пятна по поперечному сечению) с диаметром  $D_{FWHM} = 4.12$  мкм. Длительность импульса  $\tau_{FWHM}$  составляла 60 фс, что соответствует пиковой интенсивности  $I_0 = 1.2 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и безразмерной амплитуде лазерного импульса  $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_L) = 30$ .



### 3.3 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA пикосекундными лазерными импульсами в протяженных мишенях околоскритической плотности.

Расчеты, проведенные для параметров излучения, типичных для лазерных установок петаваттного уровня мощности (при FWHM длительности импульса 700 фс), продемонстрировали образование протяженного плазменного канала при распространении пикосекундного импульса в плазме с околоскритической концентрацией электронов. На рисунке 2.1 показано распределение концентрации электронов  $n_e$  (нормированной на критическую  $n_{cr}$ ) для двух моментов времени, отвечающих  $ct = 150$  and  $550 \text{ мкм}$  ( $c$  – скорость света,  $t = 0$  соответствует моменту времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней границе мишени). Чтобы учесть разлет плазмы навстречу лазерному импульсу до начала взаимодействия основного пикосекундного интенсивного лазерного импульса с плазмой, начальная концентрация электронов (вместе с концентрацией нейтрализующих ионов) была неоднородной с комбинацией линейного профиля возрастающей плотности и плато плотности ( $n_e = (0,1 + 0,9 (x - 10) / 250) n_{cr}$  для  $x < 260 \text{ мкм}$  и  $n_e = n_{cr}$  для  $x \geq 260 \text{ мкм}$ ). рисунок 3.1 отчетливо демонстрирует процессы самофокусировки, филаментации и бифуркации интенсивного лазерного импульса по мере его распространения и образования плазменного канала.

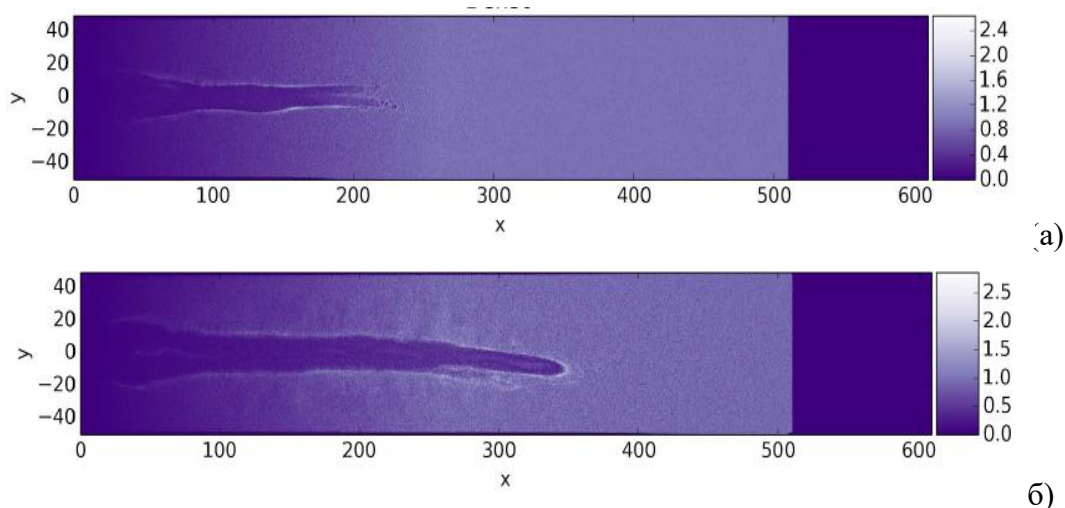


Рисунок 3.1 – Распределение в плоскости  $(x, y)$  концентрации электронов  $n_e$  (нормированной на критическую  $n_{cr}$ ). (а)  $ct = 150 \text{ мкм}$ ; (б)  $ct = 550 \text{ мкм}$  ( $c$  – скорость света,  $t = 0$  – момент времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней границе мишени).

Динамика формирования квазистатического магнитного поля в процессе распространения лазерного импульса в плазме с околоскритической концентрацией электронов показана на рисунке 3.2. Это магнитное поле, ориентированное в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса, вместе с

квазистатическим радиальным электрическим полем, обусловленным пондеромоторным выталкиванием электронов лазерным импульсом, обеспечивает прямое лазерное ускорение (DLA) релятивистских электронов в плазменном канале.

Спектр ультррелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 3.3.

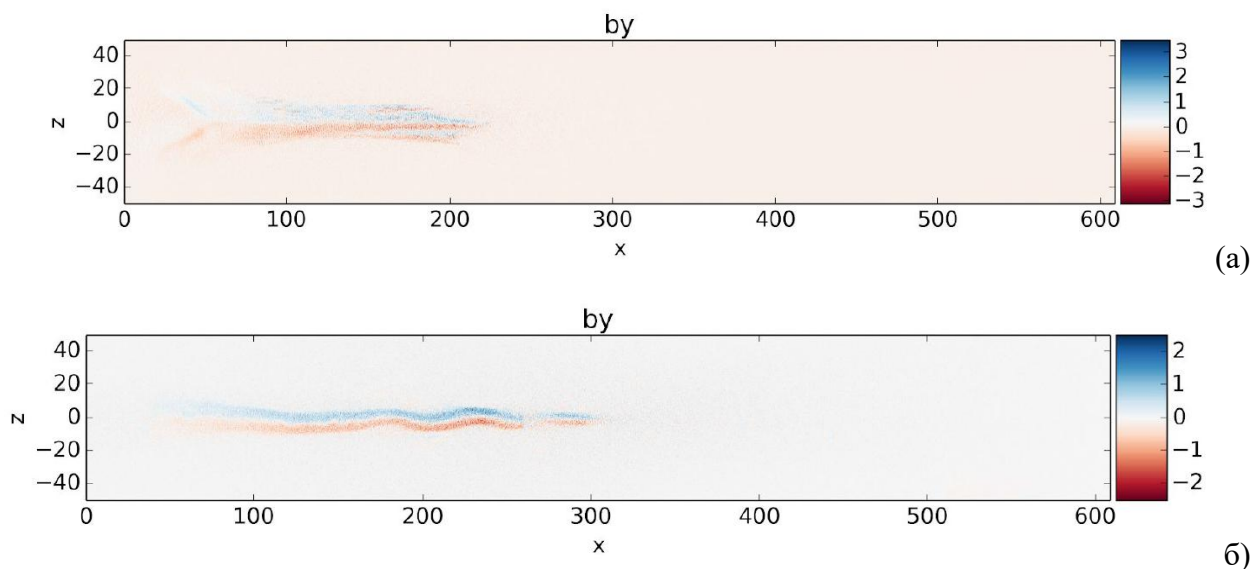


Рисунок 3.2 – Распределение в плоскости  $(x, z)$  квазистатического нормированного магнитного поля  $b_y$ . (а)  $ct = 150$  мкм; (б)  $ct = 550$  мкм ( $c$  – скорость света,  $t = 0$  – момент времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней границе мишени)

Полученный в PIC моделировании спектр ультррелятивистских электронов в области энергий, превышающих 20 МэВ, может быть с хорошей точностью аппроксимирован экспоненциальным распределением с эффективной температурой 16 МэВ. При этом заряд электронов, ускоренных до энергий, превышающих 10 МэВ, достигает 0.5 мКл, а эффективность передачи энергии лазера таким электронам составляет 21%.

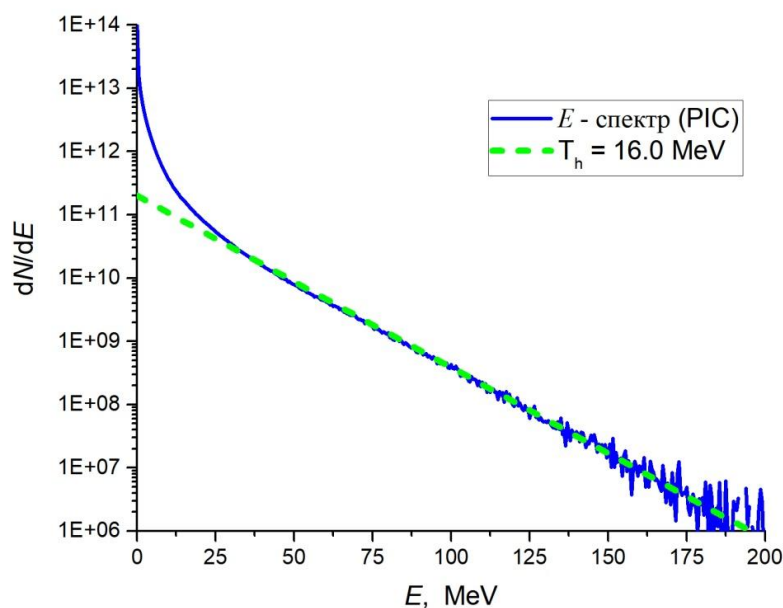


Рисунок 3.3 – Энергетический спектр лазерно– ускоренных электронов. Сплошная (синяя) кривая – полученный в PIC моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса.

### 3.4 Результаты моделирования ускорения электронов в режиме DLA фемтосекундными лазерными импульсами в протяженных мишенях околокритической плотности.

Использование фемтосекундных высокоинтенсивных лазерных импульсов открывает новые возможности для ускорения электронов до ультррелятивистских энергий в режиме DLA с использованием протяженных мишеней околокритической плотности и создания на их основе ярких источников рентгеновского излучения [63].

На рисунке 3.4 показаны результаты моделирования энергетических спектров ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области за все время взаимодействия  $ct = 200$  мкм ( $c$  – скорость света,  $t$  – время, отсчитываемое от момента, когда максимум лазерного импульса находится на левой границе мишени).

Количество ускоренных электронов и их распределение по энергии практически совпадает (в пределах 10%) вплоть до энергии  $\approx 70$  МэВ для обеих концентраций электронов мишени  $n_e = 1.0 n_{cr}$  и  $2.0 n_{cr}$ . Однако для энергий, превышающих 100 МэВ, количество ускоренных электронов в менее плотной мишени ( $n_e = 1.0 n_{cr}$ ) в несколько раз превышает это количество для мишени с удвоенной плотностью ( $n_e = 2.0 n_{cr}$ ). При этом для менее плотной мишени ( $n_e = 1.0 n_{cr}$ ) спектр электронов для энергий, превышающих 20 МэВ, может быть аппроксимирован двухтемпературным распределением с  $T_1 \approx 9$  МэВ и

$T_2 \approx 27$  МэВ, а для  $n_e = 2.0 n_{cr}$  – с температурами  $T_1 \approx 6$  МэВ и  $T_2 \approx 17$  МэВ (в диапазоне энергий, превышающих 10 МэВ).

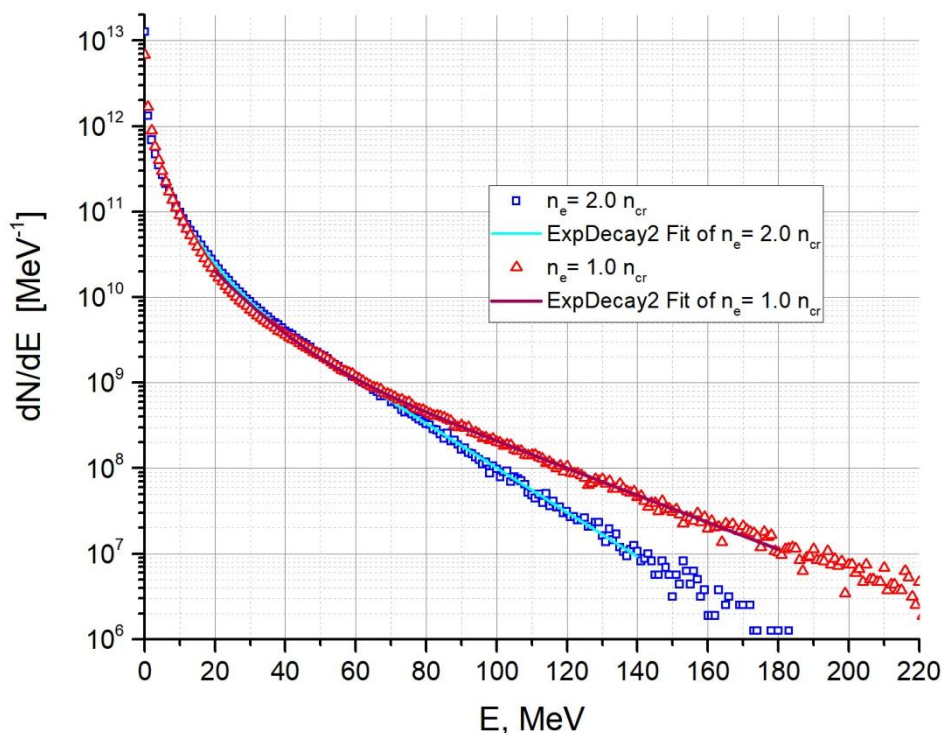


Рисунок 3.4 – Энергетические спектры электронов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом. Красные треугольники – для концентрации плазмы  $1.0 n_{cr}$ ; синие квадраты – для концентрации плазмы  $2.0 n_{cr}$ ; Сплошные линии – двухтемпературные аппроксимации спектров, полученных в в PIC моделировании.

Результаты численного моделирования для параметров лазерного комплекса PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов из мишени околоритической плотности с концентрация электронов равной  $1n_c$  и  $2n_c$ . В обоих случаях энергетический спектр ускоренных электронов простирается до 150 – 200 МэВ. При этом заряд электронов с энергией выше пондеромоторной ( $\geq 11$  МэВ), составляет 100 нКл для обеих плотностей мишени с концентрацией электронов  $n_e = (1.0$  и  $2.0) n_{cr}$ .

## 4 Исследование источника жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера

(МИФИ договор № К 98 - 11 от 15.11.2021)

### 4.1 Общая схема генерации излучения

Равномерно движущиеся релятивистские электроны, попадая в периодическое поле лазерной волны, испытывают ускорение вследствие отклонения траектории под действием силы Лоренца. Период колебаний электронов сопоставим с периодом модуляции лазерного импульса. Если лазерный импульс модулирован с малым периодом, то периодическое ускорение электронов может приводить к возбуждению когерентного тормозного излучения в рентгеновском диапазоне частот. Тогда интенсивность излучения пропорциональна квадрату количества периодов лазерного импульса.

Для определенности рассмотрим ситуацию, когда направление движения электронов противоположно направлению распространения лазерной волны. Возбуждение излучения схематично изображено на рисунке 4.1 выходящие из инжектора электроны ускоряются до релятивистских энергий, попадают в периодическое поле лазера, и приобретая ускорение, испускают рентгеновское излучение.

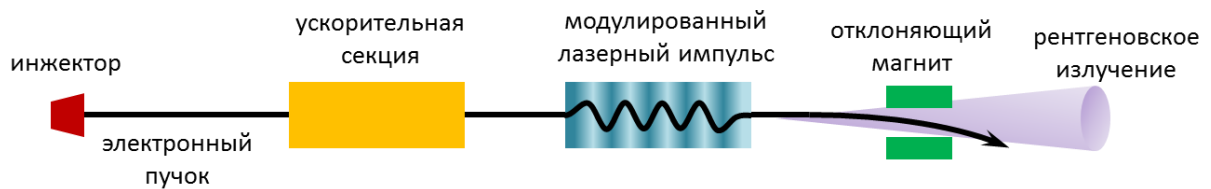


Рисунок 4.1 – Схема источника жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера

Число испущенных фотонов  $N_{\text{ph}}$  зависит от числа осцилляций электронов во внешнем поле  $N_{\text{oscillations}}$ , то есть пропорционально полной длительности лазерного импульса  $T_L$ :

$$N_{\text{ph}} = f(N_{\text{oscillations}}) \propto T_L. \quad (4.1)$$

Увеличение время взаимодействия лазера с электронами приводит к возникновению некогерентного излучения. Наоборот, уменьшение времени взаимодействия приводит к синхронизации цугов волн, испущенных с разных участков

траектории. Эти эффекты аналогичны когерентным эффектам в излучении от сгустков заряженных частиц [64]. В соответствии с общепринятыми представлениями в таком случае интенсивность излучения  $I$  от  $N$  источников представляет собой произведение интенсивности излучения от одного источника  $I_0$  на форм– фактор:

$$I = I_0 (N + N^2 F), \quad (4.2)$$

где форм– фактор содержит слагаемое некогерентное по числу источников  $N$  и когерентное слагаемое, которое квадратично по числу источников  $N^2$ . Когерентное слагаемое зависит от структуры источника через структурный фактор  $F$ . В физике излучения от сгустков населенность играет роль  $N$ , а в рассматриваемой схеме за число  $N$  принимается число осцилляций электронов в поле:  $N = N_{\text{oscillations}}$ . Для подключения когерентных эффектов и необходим малый период модуляции лазерной волны. Предложенная схема основана на физических процессах, аналогичных тем, что происходят в ондуляторе и лазерах на свободных электронах.

В качестве первого приближения можно рассматривать поле лазерной волны с высокой поперечной когерентностью как поле плоской волны:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi_0), \quad (4.3)$$

где  $\omega$  – частота волны,

$\mathbf{k}$  – ее волновой вектор,

$\mathbf{E}_0$  – амплитуда,

$\varphi_0$  – начальная фаза.

Модулированный лазерный импульс можно различными способами. Для простоты, следуя работе [65], будем описывать его импульсом с периодически зависящей от времени амплитудой

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(t) \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi_0), \quad (4.4)$$

где  $\mathbf{E}_0(t + t_0) = \mathbf{E}_0(t)$ ,  $t_0$  – временной период модуляции лазера, и  $\mathbf{E}_0(t) = \text{const}$  при  $0 \leq t \leq t_0$ . То есть, вместо волны с модулированным профилем можно использовать набор коротких лазерных импульсов, каждый из которых описывается полем плоской волны.

## 4.2 Интенсивность источника жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов

Интенсивность испущенного излучения определяется спектрально–угловым распределением энергии излучения, которое определяется по формуле:

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = cr^2 |\mathbf{E}^{rad}(\mathbf{r}, \omega)|^2, \quad (4.5)$$

где  $\mathbf{E}^{rad}(\mathbf{r}, \omega)$  – фурье–образ поля излучения,

$c$  – скорость света в вакууме,  $r$  – расстояние до точки наблюдения.

Поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  на далеких расстояниях выражается из уравнений Максвелла как

$$\mathbf{E}^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = -i \frac{(2\pi)^3}{\omega} \frac{e^{ikr}}{r} [\mathbf{k}, [\mathbf{k}, \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)]]. \quad (4.6)$$

где  $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$  – плотность тока. Эта плотность тока для одного электрона имеет вид:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = e\mathbf{v}(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)), \quad (4.7)$$

где  $e$  – заряд электрона,

$\mathbf{v}$  – его скорость,

$\mathbf{R}(t)$  – траектория,

$\delta$  – дельта–функция.

Вычисляя фурье–образ плотности тока (4.7) и подставляя в выражение (4.6), получаем выражение для поля излучения:

$$\mathbf{E}^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{ie\omega}{2\pi c^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{-ik\mathbf{R}(t)} e^{i\omega t} [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{v}(t)]]. \quad (4.8)$$

Электрон колеблется во внешнем поле ограниченное время  $Nt_0$ . Остальное время, до и после влета в лазерный импульс, он летит с постоянной скоростью. Тогда спектрально–угловое распределение излучения ускоренных электронов принимает вид:

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \int_0^{Nt_0} dt e^{i\omega t} e^{-ik\mathbf{R}(t)} [\mathbf{n}, \mathbf{v}(t)] \right|^2. \quad (4.9)$$

Здесь  $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c$ ,  $\mathbf{n}$  – единичный волновой вектор.

Движение электронов внутри периодического лазерного импульса можно представить в виде совокупности поступательного прямолинейного движения вдоль основной оси с постоянной скоростью и периодического ускоренного движения. Тогда для траектории и скорости выполняются следующие соотношения [66]:

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_{0x} + \mathbf{v}'(t), \quad \mathbf{v}'(t) = \mathbf{v}'(t + t_0), \quad (4.10)$$

$$\mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0 + \mathbf{v}_{0x}t + \mathbf{R}'(t), \quad \mathbf{R}'(t) = \mathbf{R}'(t + t_0). \quad (4.11)$$

Здесь  $\mathbf{R}_0$  – координаты электронов в начальный момент времени, т.е. в момент начала взаимодействия с модулированным лазерным импульсом. Для таких функций скорости и траектории выражение (4.9) можно представить в виде:

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{n=0}^{N-1} \int_{t_0 n}^{T+t_0 n} dt e^{i\omega t} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}(t)} [\mathbf{n}, \mathbf{v}(t)] \right|^2. \quad (4.12)$$

Здесь  $T$  – длительность одного микроимпульса лазера. Эта величина может отличаться от  $t_0$  из-за особенностью организации периодически модулированного лазерного импульса. Таким образом, спектрально–угловая плотность энергии излучения, возникающего при взаимодействии электронов с модулированным лазерным импульсом, сводится к решению задачи аналогичной задаче о движении электронов в поле лазерной волны и последующим аккуратным суммированием.

### 4.3 Динамика электронов в поле модулированного лазера

Задача о динамике электронов в модулированном лазерном импульсе является довольно трудоемкой для точного решения. Однако, ее решение можно упростить, рассматривая модулированный лазерный импульс в виде суммы отдельных импульсов.

Чтобы найти координаты и скорость электрона в электромагнитном поле лазерного луча, необходимо решить систему уравнений движения:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}, \mathbf{H}], \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = e\mathbf{v}\mathbf{E}, \quad (4.13)$$

где  $\mathbf{p}$ – приобретенный импульс электрона,

$\mathbf{v}$ – скорость электрона,

$\varepsilon$ – его энергия,

$\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – электрическое и магнитное поля лазерного импульса.

Волновая функция, описывающая движение электрона в поле плоской волны, была рассчитана Волковым строго исходя из уравнения Дирака [67]. Позже решение для



импульса было получено Ритусом на языке четыре векторов [68] (см. также Болотовского [4.6]):

$$p_\mu = p_{0\mu} - \frac{e}{c} A_\mu + k_\mu \left( \frac{e}{c} \frac{pA}{kp} - \frac{e^2}{c^2} \frac{A^2}{2kp} \right), \quad (4.14)$$

где  $p_\mu = (\varepsilon/c, \mathbf{p})$ ,

$$p_{0\mu} = (\varepsilon_0/c, \mathbf{p}_0),$$

$\mathbf{p}_0$  совпадает с импульсом электронов в отсутствии внешнего поля,  $\mathbf{A}_\mu = (0, \mathbf{A})$ ,

где  $\mathbf{A}$  векторный потенциал:

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A},$$

$$\mathbf{E} = -(1/c) \partial A / \partial t, \quad k_\mu = (\omega_0/c, k_0),$$

$$pA = -\mathbf{p}_0 \mathbf{A},$$

$$kp = -\mathbf{k}_0 \mathbf{p}_0 + \varepsilon_0 \omega_0 / c^2.$$

Аналогичное решение можно получить, решая уравнения (4.13) классическими методами, как это было сделано в [66, 65].

Пусть внешняя волна распространяется вдоль оси  $z$ . Тогда волновой вектор есть  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{e}_z \omega_0 / c$ , а векторный потенциал можно записать в виде [69]  $\mathbf{A} = \mathbf{e}_x A_0 \cos(\omega_0 t - k_{0z} z)$ , где  $A_0$  – амплитуда, а электрическое и магнитное поля равны

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x A_0 k_0 \sin(\omega_0 t - k_0 z), \\ \mathbf{H} &= \mathbf{e}_y A_0 k_0 \sin(\omega_0 t - k_0 z). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Введем параметр мощности лазера  $a_0 = eA_0 / (mc^2)$ , где  $m$  – масса электрона. Во избежание нелинейных эффектов ниже рассмотрим случай  $a_0 \ll 1$ , это означает, что члены, пропорциональные  $a_0^2$ , будут в дальнейшем исключены из рассмотрения. Второе используемое приближение:  $\Delta p_z \ll p_z$ , где  $\Delta p_z$  – дополнительный импульс, индуцированный электромагнитным полем:  $\Delta p_z = p_z - p_{0z}$ . Принимая во внимание эти два приближения, можно записать выражения для траектории электрона:

$$\mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0 + \mathbf{v}_x t - \frac{a_0 c}{\gamma_0 \omega_0} \frac{\sin(t\eta) - t\eta}{1 - \beta_{0z}} \left\{ 1, 0, \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} \right\}, \quad (4.16)$$

где  $\eta \approx \omega_0(1 - \beta_{0z})$ ,  $\beta_{0x,z} = v_{0x,z}/c$ . Далее, найдем вектор скорости электрона во внешнем поле:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{0x} - \frac{a_0 c}{\gamma_0} (\cos(t\eta) - 1) \left\{ 1, 0, \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} \right\}. \quad (4.17)$$

Таким образом, получены выражения для скорости и траектории электрона в поле лазерного импульса как функции времени. Подставляя полученные функции в выражение (4.12), производя интегрирование и суммирование, получим спектрально–угловое распределение излученной энергии.

#### 4.4 Спектрально–угловое распределение излученной энергии

В результате вычисления функций скорости и траектории электронов при взаимодействии с лазерным импульсом, вместо выражения (4.12) получаем:

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{n=0}^{N-1} e^{iD} \int_{t_0 n}^{T+t_0 n} dt e^{iB \sin \eta t} e^{iAt} (\mathbf{H} + \mathbf{K} \cos \eta t) \right|^2, \quad (4.18)$$

где введены обозначения:

$$A = \omega - \omega(\mathbf{n}\mathbf{v}_0 c^{-1} + a_0 \gamma_0^{-1} [n_x + n_z \beta_{x0}/(1 - \beta_{0z})]), \quad (4.19)$$

$$B = \omega [n_x + n_z \beta_{x0}/(1 - \beta_{0z})] a_0 \gamma_0^{-1} \omega_0^{-1} (1 - \beta_{0z})^{-1}, \quad (4.20)$$

$$\mathbf{K} = \frac{a_0 c}{\gamma_0} \left[ \frac{\beta_{x0}}{(1 - \beta_{0z})} (\mathbf{e}_y n_x - \mathbf{e}_x n_y) - (\mathbf{e}_y n_z - n_y \mathbf{e}_z) \right], \quad (4.21)$$

$$\mathbf{H} = [\mathbf{n}, \mathbf{v}_0] - \mathbf{K}, \quad D = -\mathbf{n}\mathbf{R}_0 \omega/c. \quad (4.22)$$

Интегрирование удобно проводить, воспользовавшись разложением экспоненты по функциям Бесселя

$$e^{ix \sin y} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{isy} J_s(x). \quad (4.23)$$

где  $J_s(x)$  – функция Бесселя  $s$ -го порядка. В результате, из выражения (4.18) получаем

$$\begin{aligned} \frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} &= \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{s=-\infty}^{\infty} F(s, t_0) \frac{\sin(T(A + s\eta)/2)}{(A + s\eta)/2} \times \right. \\ &\times e^{\frac{iNt_0 - t_0 + T}{2}(A + s\eta)} \left[ \mathbf{H} J_s(B) + \frac{\mathbf{K}}{2} (J_{s-1}(B) + J_{s+1}(B)) \right] \Big|^2, \end{aligned} \quad (4.24)$$

где фактор  $F(s, t_0)$  определяет когерентные эффекты за счет модуляции лазерного импульса

$$F(s, t_0) = \frac{\sin(N(A + s\eta)t_0/2)}{\sin((A + s\eta)t_0/2)}. \quad (4.25)$$

Действительно,  $F(s, t_0)$  пропорционален  $N$ , и, будучи возведенным в квадрат, станет пропорционален  $N^2$ . Это значение показывает максимально возможный коэффициент усиления излучения. Для достижения такого усиления должен быть выполнен ряд условий, например, период модуляции лазерного импульса должен быть мал и т.д. Фактор (4.25) также определяет условия на параметры задачи, при которых возможно наблюдение усиленного в  $N^2$  раз излучения:

$$\omega = \frac{2m\pi - s\omega_0 t_0 (1 - \beta_{0z})}{t_0 \left[ 1 - \frac{\mathbf{nv}_0}{c} - \frac{a_0}{\gamma_0} \left( n_x + n_z \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} \right) \right]}, l = 0, \pm 1, \dots \quad (4.26)$$

При  $l = 0$  интенсивность излучения наибольшая, что следует также из условия максимальности отношения синуса к его аргументу в выражении (4.24):

$$\omega = \frac{-s\omega_0 (1 - \beta_{0z})}{1 - \frac{\mathbf{nv}_0}{c} - \frac{a_0}{\gamma_0} \left( n_x + n_z \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} \right)}. \quad (4.27)$$

В этом случае эти два фактора одновременно максимальны и, следовательно, может наблюдаться максимальное усиление излучения на этих частотах. Значение этих частот может лежать в рентгеновском диапазоне, что зависит от конкретных параметров задачи: периода модуляции лазерной волны, мощности лазера, начальной энергии электронов, а также угла наблюдения излучения.

#### 4.5 Заключение

В ходе выполнения работ по первому этапу проекта были проведены следующие работы и получены следующие основные результаты:

- 1) Предложена принципиальная схема источника жесткого электромагнитного рентгеновского излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера.
- 2) Построена теория, описывающая спектральные и угловые характеристики излучения, возбуждаемого при взаимодействии электронов с периодически модулированным лазерным импульсом.

3) Получены условия, определяющие когерентное усиление интенсивности излучения, получены выражения для частот, на которых возможно наблюдение квадратичное по числу периодов лазерного импульса интенсивности излучения. Показано, что значение этих частот зависит от конкретных параметров задачи: периода модуляции лазерной волны, мощности лазера, начальной энергии электронов и угла наблюдения излучения.

## **5 Исследование начальной стадии формирования электромагнитных полей протяжённой мишени под действием короткого интенсивного лазерного импульса ( МИФИ договор № К 98 - 11 от 15.11.2021)**

### **5.1 Основные физические явления, сопровождающие воздействие короткого интенсивного лазерного импульса с протяжённой мишенью**

При воздействии мощного лазерного излучения на протяжённую мишень твердотельной плотности, в области взаимодействия развивается сценарий перекачки энергии излучения лазерного импульса, в значительной степени, в электронные степени свободы. Основными каналами поглощения являются прямое ускорение электронов, резонансное поглощение, развитие различных нелинейных процессов, в зависимости от интенсивности излучения, его пространственно– временных и спектральных характеристик, геометрии взаимодействия. При этом, как правило, при интенсивностях, превышающих значение  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, существенная доля поглощённой энергии переходит в надтепловые быстрые электроны. Особенностью, связанной с малой длительностью импульса, является его резкий фронт, что приводит к практически мгновенному образованию положительно заряженной области размером порядка радиуса пятна фокусировки. Длительность импульса можно считать малой, если она мала по сравнению с характерными размерами облучаемой мишени  $L$ . Тогда выполняется неравенство  $t_p \lesssim L/c$ , где  $c$  – скорость света, при этом разрядный импульс оказывается достаточно хорошо локализованным на пространственных масштабах мишени. В соответствии с указанным неравенством, пикосекундный импульс является коротким для мишени с пространственным размером порядка 300 мкм.

В случае достаточно интенсивного лазерного импульса с резким фронтом, конкретный механизм генерации надтепловых электронов часто оказывается несущественным для ряда последующих явлений. Около созданной области с положительным потенциалом в динамическом режиме формируется квази– монополярный импульс разрядного электронного тока, возбуждающий в самосогласованном режиме электромагнитные поля. В результате, в случае простой линейной геометрии, вдоль поверхности мишени может распространяться локализованный электромагнитный импульс, связанный с переносом отрицательного заряда в область взаимодействия. Скорость распространения такого импульса, согласно данным численных расчётов и некоторым экспериментальным данным, с большой точностью равна скорости света в вакууме.

Продемонстрируем распространение разрядного импульса с помощью численного моделирования. Рассмотрим взаимодействие с мишенью, представляющей собой длинный

прямой провод толщиной, равной длине волны лазера, состоящей из плазмы с электронной плотностью в 10 раз больше критической плотности, с массой ионов  $A = 4896 m_e$ , где  $m_e$  — масса электрона и зарядом  $Z = 10 e$ , где  $e$  — заряд электрона. Интенсивность лазерного импульса с длиной волны 1 мкм была равна  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Рассмотрим два возможных случая: в первом случае лазерный импульс фокусируется в точке, удаленной от свободного конца провода на 5 мкм ( $x_{\text{фок.}} = 31,4$  мкм), а во втором случае фокусируется в точности на свободном конце провода ( $x_{\text{фок.}} = 36,4$  мкм). Результаты моделирования представлены на рисунке 5.1.

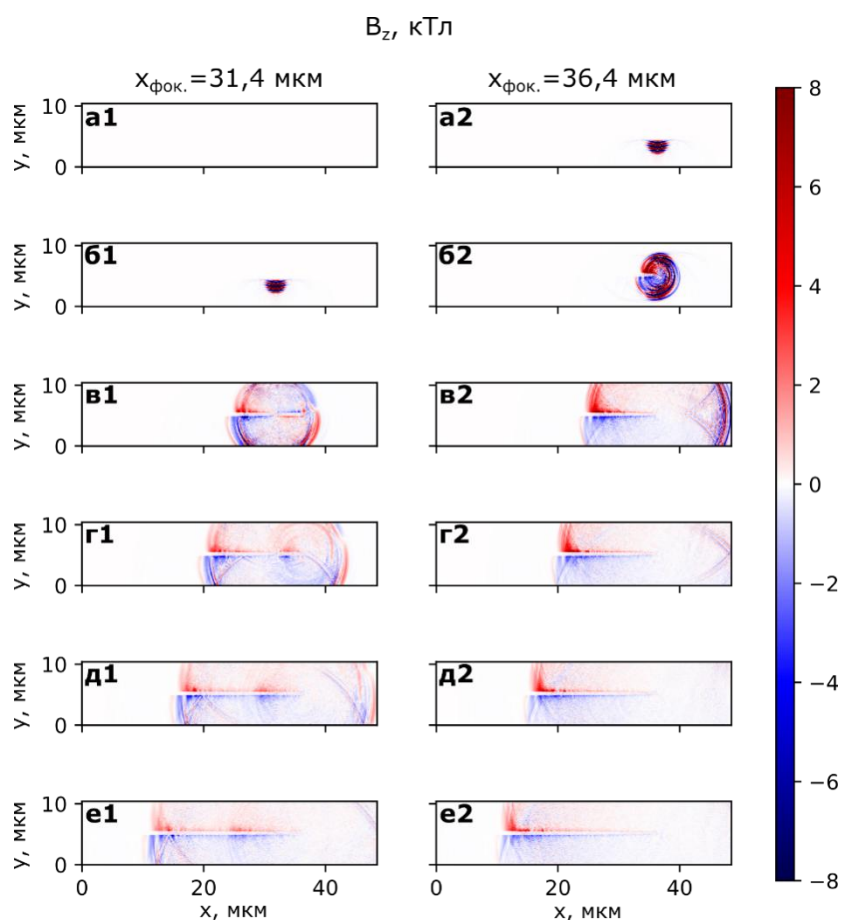


Рисунок 5.1 – Результаты двумерного расчета типа "частица в ячейке" – магнитное поле, создаваемой при облучении длинного тонкого провода.

Колонка 1 соответствует результату, полученному при фокусировке лазерного импульса в точку на расстоянии 5 мкм от свободного конца мишени ( $x_{\text{фок.}} = 31,4$  мкм); колонка 2 соответствует результату, полученному при фокусировке лазерного импульса в точности на свободном конце мишени ( $x_{\text{фок.}} = 36,4$  мкм). Графики а, б, в, г, д и е отвечают разным моментам времени: 15 фс, 31 фс, 46 фс, 61 фс, 77 фс и 92 фс с начала взаимодействия.

Для большей наглядности, лазерный импульс в первом случае вводится в расчетную область с задержкой, необходимой для того, чтобы учесть дополнительное расстояние, которое должен пройти разрядный импульс, чтобы достичь точки фокусировки во втором случае. Как можно видеть, в первом случае непосредственно после воздействия лазерного импульса (рисунок 5.1, панель в1) наблюдается две разрядные волны – первая распространяется от конца проводника налево, а другая идет в противоположном направлении – направо по направлению к свободному концу. Когда эта волна достигает свободной грани провода, она отражается (рисунок 5.1, панель г1) и начинает догонять основную волну (рисунок 5.1, панели д1 и е1). В результате, форма импульса искажается и у него появляется второй выраженный пик.

При необходимости получения компактного разрядного импульса рассмотренный эффект появления второго пика является нежелательным, он усложняет временной профиль импульса, а, следовательно, и его спектр, делая его в меньшей степени монохроматичным. Кроме того, амплитуда основной волны уменьшается, так как часть лазерной энергии уходит на создание вторичной паразитной волны. В случае, когда лазерный импульс фокусируется непосредственно на свободном конце мишени (рисунок 5.1, панели а2 и б2), возбуждается лишь одна разрядная волна, которая распространяется налево вдоль провода. Несмотря на то, что в данном случае почти 50% лазерной энергии не взаимодействуют с мишенью, итоговая амплитуда разрядной волны оказывается даже несколько больше, чем в первом случае.

## **5.2 Генерация распространяющихся электромагнитных импульсов при облучении протяжённой мишени**

Возбуждаемые в результате воздействия короткого лазерного импульса на мишень разрядные импульсы можно использовать, например, для создания импульсных магнитных полей или источников излучения низкой частоты  $10^{11} - 10^{13}$  Гц. Покажем, возможность такой генерации на модели кольцевой мишени. Как следует из приведённых оценок, ожидаемая эффективность преобразования может составлять нескольких процентов.

Рассмотрим взаимодействие с мишенью, схематичное изображение которой представлено на рисунке 5.2. Лазерный импульс высокой интенсивности направляется на свободный конец мишени, что приводит к образованию плазмы и генерации горячих электронов. В результате высвобождения этих электронов в вакуум в области взаимодействия формируется сильный положительный потенциал. Так как время протекания данной стадии достаточно мало, зазор между свободным концом кольца и противоположным концом остается открытым, и возбужденный лазером разрядный

импульс распространяется вдоль кольца по направлению от свободного конца провода. Как было отмечено ранее, для достаточно короткого лазерного импульса, разрядный импульс хорошо локализован на масштабе мишени.

Интересной особенностью рассмотренной схемы является то, что за время прохождения импульсом кольца горячая плазма из области взаимодействия расширяется и может заполнить собой зазор между двумя концами кольца, замкнув таким образом контур с током. В результате на втором и на последующих оборотах часть импульса продолжает распространяться по кольцу. Достаточно компактный разрядный импульс, распространяющийся вдоль кольца, может создавать излучение в узком спектральном диапазоне, центральная частота которого определяется как величина, обратная времени одного прохода разрядным импульсом периметра кольца. Поскольку скорость распространения разрядного импульса близка, хоть и несколько меньше, скорости света, центральная частота создаваемого антенной излучения будет определяться формулой  $\omega_0 \sim \frac{2\pi c}{P} = c/a$ , где  $a$  – радиус кольцевой мишени.

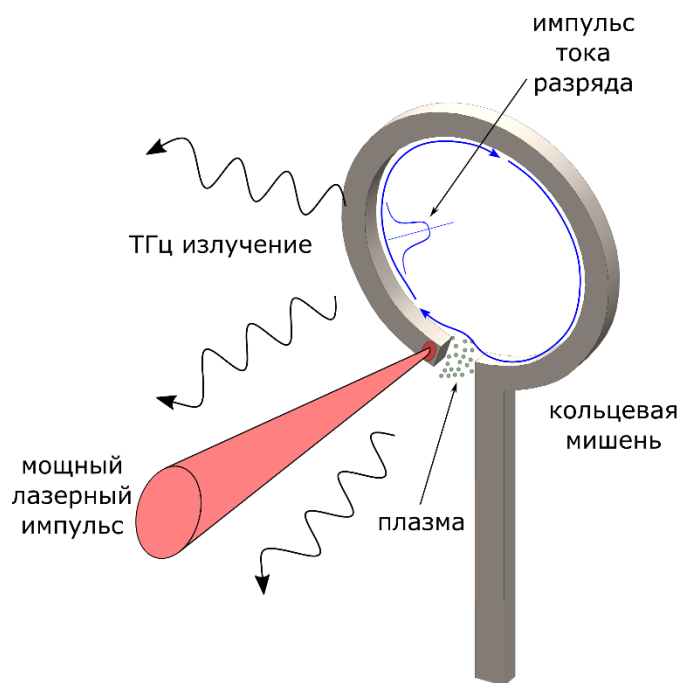


Рисунок 5.2 – Схема взаимодействия с рассмотренной кольцевой мишенью.

Процесс генерации и распространения разрядного импульса в кольцевой мишени был проанализирован численно на основе двумерных симуляций типа «частица в ячейке»,



проведенных при помощи открытого кода Smilei [70]. Было исследовано несколько мишеней, различных по геометрии и материалу. Мишень **(а)** имеет внешний диаметр 68 мкм, толщина кольца составляет 5,6 мкм, а величина зазора между свободным концом и противоположным концом – 0,8 мкм; параметры мишени **(б)** соответствуют параметрам мишени **(а)**, но величина зазора увеличена до 4 мкм; мишень **(в)** имеет внешний диаметр 41 мкм, а величина зазора для неё составляет 0,8 мкм.

На начальном этапе симуляции мишень инициализируется как плазма, состоящая из электронов и ионов с зарядом  $Z = 10e$  и атомной массой  $A = 4896$ , что соответствует атомной массе меди, умноженной на фактор 76,5, введенный с целью частичной компенсации сниженных по сравнению с твердотельными значениями ионной и электронной плотности. Кроме того, были проведены расчеты для мишеней из условного «алюминия» ( $A = 27 \times 76,5$ ) и условного «золота» ( $A = 197 \times 76,5$ ) с целью проверки того, как масса ионов влияет на скорость расширения плазмы вблизи области взаимодействия и, впоследствии, на распространение разрядного импульса через зазор. Электронная плотность плазмы в расчете составляла 10 критических, ионная плотность была равна критической плотности плазмы для длины волны лазерного импульса накачки. Размер расчетной области составлял  $85,6 \text{ мкм} \times 112 \text{ мкм}$ , при этом она содержала  $5376 \times 7008$  ячеек с 10 частицами каждого вида на ячейку. Разрешение по времени в симуляции составляло  $1,84 \times 10^{-2}$  фс. Лазерный импульс с длиной волны 800 нм и длительностью 24 фс фокусировался на свободном конце незамкнутого кольца в пятно диаметром 8 мкм (ширина по уровню  $1/e^2$ ). Значение интенсивности в максимуме было установлено на уровне  $10^{21} \text{ Вт/см}^2$ .

Результаты симуляции, проведенной для условно медной мишени типа **(а)** представлены на рисунке 5.3. Согласно приведенным данным, воздействие лазерного импульса приводит к созданию мощной разрядной волны, которая распространяется вдоль периметра мишени, что можно видеть на графике для компоненты магнитного поля  $B_z$  в моменты времени 0,36 пс и 0,72 пс. В то же время, происходит резкое возрастание электронной плотности в зазоре между свободным концом кольца и противоположным концом, что можно увидеть на рисунке 5.3 на графике электронной плотности для момента времени 0,72 пс. Когда основной разрядный импульс достигает противоположного конца кольца, он разделяется на две части, что видно на рисунке 5.3, график  $B_z$  для момента времени 1,08 пс. Первая часть уходит вдоль по ножке мишени вниз, а вторая пересекает промежуток, который к этому моменту заполняется расширяющейся плазмой и становится проводящим. Прошедший промежуток импульс продолжает распространяться вдоль кольца. Результаты расчёта для последующих

моментов времени показывают, что процесс повторяется на последующих циклах, хотя и амплитуда разрядного импульса уменьшается с каждым оборотом.

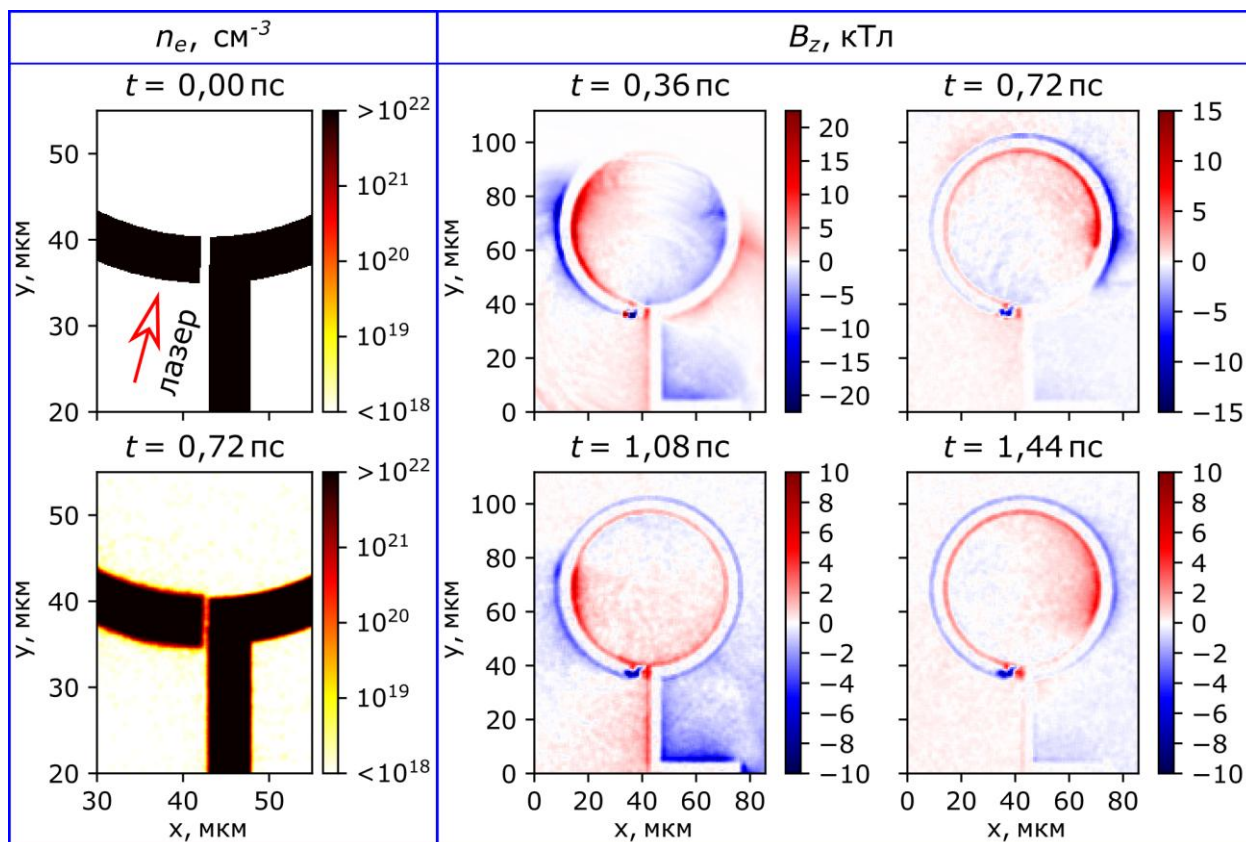


Рисунок 5.3 – Результаты двумерных расчётов типа "частица в ячейке" для условно "медной" мишени с диаметром 68 мкм и величиной зазора 0,8 мкм.

Для исследования временной эволюции разрядного импульса в кольцевых мишенях с различной геометрией, составом и различной интенсивностью лазерного драйвера вблизи границы кольца был выбран небольшой сегмент, рассчитано среднее магнитное поле в этом сегменте в зависимости от времени и определен соответствующий данным величинам магнитного поля полный электрический ток в сечении кольца. В первой группе расчётов было исследовано влияние размера зазора на распространение разрядного импульса. С этой целью были рассмотрены мишени типа (а) и (б) с зазорами 0,8 мкм и 4 мкм, интенсивность лазерного импульса была в обоих случаях одинаковой и составляла  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Полученный результат, представленный на рисунке 5.4 (а), свидетельствует о том, что разрядный импульс продолжает распространяться в сформированном замкнутом контуре, и за пиком от основной разрядной волны следуют другие пики, которые наблюдаются через приблизительно одинаковые временные промежутки. Амплитуда разрядного импульса существенно уменьшается в течении первых трех осцилляций, но затем процесс выходит на стационарный уровень, и импульс распространяется в

замкнутом контуре, не претерпевая значительных изменений. Колебания, в особенности на более поздних стадиях, в случае мишени **(а)** носят более выраженный характер, в то время как для мишени **(б)** их амплитуда быстро убывает до уровня, который приблизительно в два раза меньше, чем в случае мишени **(а)**. Такой результат объясняется тем, что в случае большего зазора электронная плотность и проводимость плазмы в нем меньше, и таким образом меньшая часть полного тока продолжает распространяться вдоль периметра кольца.

В следующей группе расчетов были рассмотрены мишени с одинаковым размером зазора – 0,8 мкм, но с разными массами ионов и плотностями плазмы – условно “алюминия”, “меди” и “золота”. Полученные для них результаты представлены на рисунке 5.4 (б). Различная масса ионов в этом случае приводит к различной скорости разлета плазмы вблизи зазора, что влияет на условия распространения через этот зазор разрядного импульса. В заключительной группе расчетов был исследован процесс формирования и распространения разрядной волны для различных интенсивностей лазерного импульса. Результаты приведены на рисунке 5.4 (в). В данном случае значение интенсивности  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> оказывается наиболее оптимальным для создания осциллирующей по периметру кольца разрядной волны. Более низкое значение интенсивности ( $4,0 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) не способно обеспечить достаточную скорость разлета плазмы для замыкания зазора, что приводит к существенному снижению амплитуды разрядного импульса каждый раз, когда он проходит через зазор. Более высокие значения интенсивности ( $2,5 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>) с одной стороны генерируют более высокие электрические токи, но с другой стороны создают слишком большое облако плотной плазмы, препятствующее распространению разрядной волны без существенных потерь и дисперсии.

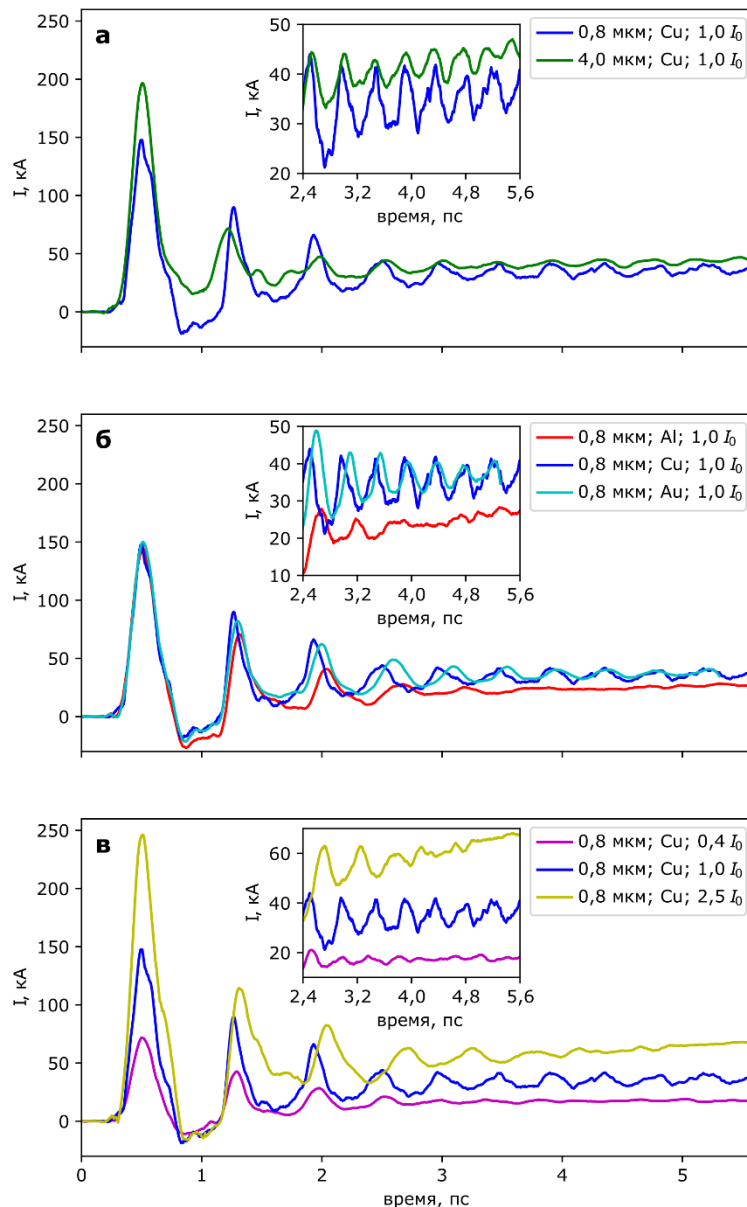


Рисунок 5.4 – Зависимость полного электрического тока в фиксированном сечении кольца от времени для (а) "медных" мишеней с зазорами 0,8 мкм и 4,0 мкм, облучаемых лазерными импульсами с интенсивностью  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>; (б) мишеней из "алюминия", "меди" и "золота" с величиной зазора 0,8 мкм и интенсивностью лазерного драйвера  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>; (в) "медных" мишеней с зазором 0,8 мкм, облучаемых лазерными импульсами с интенсивностью  $1,0 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $2,5 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим кратко свойства излучения, возникающего при облучении условно "медных" кольцевых мишеней с зазором 0,8 мкм лазерными импульсами с интенсивностью  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выражение для мощности, излучаемой током, осциллирующим в круговом витке, можно получить аналитически посредством вычисления векторного потенциала по плотности электрического тока в кольце. В волновой зоне выражение будет иметь вид:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{cR} \int \mathbf{I} \left( \mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}{c} \right) d^3r \quad (5.1)$$

где  $\mathbf{A}$  – векторный потенциал излученной волн,

$\mathbf{I}$  – электрический ток в системе,

$\mathbf{R}$  – радиус– вектор до точки наблюдения.

Преобразование Фурье для  $R \gg r$  приводит к выражению следующего вида:

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{e^{ikR}}{cR} \int \mathbf{I}_\omega(\mathbf{r}) e^{-ikr} d^3r \quad (5.2)$$

где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор.

В предположении одиночного импульса тока, распространяющегося вдоль кольца  $I(\omega t - \varphi)$ , где  $\varphi$  – полярный угол, формула для спектральной плотности мощности на единицу телесного угла  $\frac{dP_\omega(\Omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{cR^2}{4\pi^2} |[\mathbf{k}, \mathbf{A}_\omega]|^2$  будет иметь вид:

$$\frac{dP_\omega(\Omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{a^2 k^2 I_\omega^2}{8\pi c} \times \{ (J_0(\chi) + J_2(\chi))^2 + \cos^2\theta (J_0(\chi) - J_2(\chi))^2 \} \quad (5.3)$$

где  $J_s(\chi)$  – функции Бесселя порядка  $s$ ,  $\chi = ka \sin\theta$  и  $\theta$  – угол отсчитанный от направления оси кольца. Излучаемая волна имеет круговую поляризацию, за противоположные ее компоненты отвечают слагаемые  $J_0(\chi)$  и  $J_2(\chi)$ . Для оценки амплитуды электрического поля на расстоянии  $R$  может быть использована формула:

$$E_\omega = \sqrt{\frac{4\pi c}{R^2} \frac{dP_\omega}{d\Omega}} \quad (5.4)$$

Далее приведена оценка мощности и амплитуды электрического поля излучения на основе выражений (5.1)– (5.4). Максимальное значение мощности в соответствии с формулой (5.3) будет наблюдаться вдоль оси мишени, где параметр  $\chi = 0$ . В этом случае  $J_0(\chi) = 1$ ,  $J_2(\chi) = 0$ , и уравнение (5.3) преобразуется к виду:

$$\frac{dP_\omega(\Omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{a^2 k^2 I_\omega^2}{4\pi c} \quad (5.5)$$

В случае монохроматического распределения  $I_\omega$  представляет собой дельта– функцию

$\delta(\omega - \omega_0)$ , и выражение (5.5) можно проинтегрировать по всем частотам, что даст в результате:

$$\frac{dP_\omega(\Omega)}{d\Omega} = \frac{a^2 k^2 I_{\omega=\omega_0}^2}{4\pi c} \quad (5.6)$$

Для того, чтобы получить суммарный спектр мощности излучения, угловое распределение плотности мощности было проинтегрировано по телесному углу. В данном случае был использован весь сигнал, представленный на рисунке 5.4 (синяя кривая), а не отдельные периоды, что учитывает изменение профиля разрядного импульса, а также смещение центральной частоты. Полученное в результате распределение изображено на рисунке 5.5 синей кривой. Данный график был получен для “медной” мишени с диаметром 68 мкм. Для сравнения, красной кривой на том же Рисунке изображено распределение, полученное по результатам отдельной симуляции с мишенью диаметром 41 мкм. Как видно, в случае мишени меньшего диаметра центральная частота смещается от значения  $f_1 = 1,4$  ТГц до значения  $f_2 = 2,3$  ТГц. Отношение этих двух величин  $\frac{f_1}{f_2} \approx 0,61$ , что приблизительно соответствует отношению размеров мишеней  $\frac{d_2}{d_1} = 0,60$ , так как последние определяют время одного оборота разрядного импульса в контуре. Таким образом, подбор размера мишени позволяет подобрать частоту, которая будет соответствовать максимуму спектральной плотности мощности излучения.

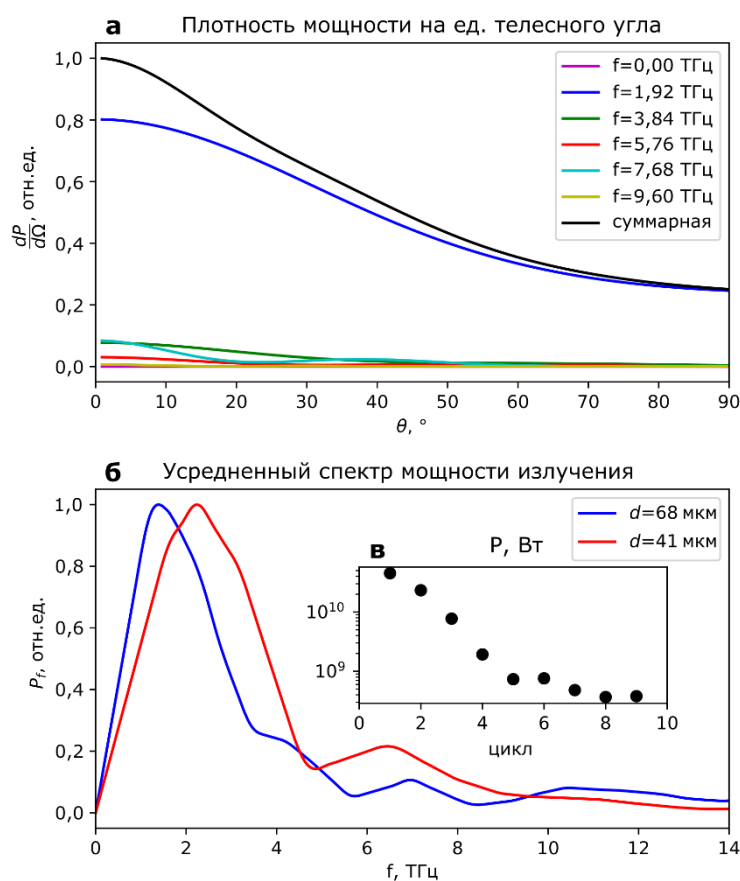


Рисунок 5.5 аналитические оценки свойств излучения, создаваемого при облучении кольцевых мишеней лазерными импульсами с интенсивностью  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. (а) Плотность мощности на единицу телесного угла для различных частотных компонент; результат соответствует условно “медной” мишени с диаметром 68 мкм и величиной зазора 0,8 мкм. (б) Спектр мощности ТГц излучения для условно “медных” мишеней с величиной зазора 0,8 мкм и диаметрами 68 мкм и 41 мкм; спектр усреднен по первым 10 и 6 периодам соответственно. (в) Полная мощность, излучаемая разрядным импульсом на каждом обороте (цикле); результат получен для условно “медной” мишени с диаметром 68 мкм и зазором 0,8 мкм.

Оценка полной излучаемой мощности получена интегрированием ее спектра по всем частотам. Результат представлен на рисунке 5.5 в логарифмическом масштабе. На первом обороте полная мощность, излучаемая разрядным импульсом в полупространство, превышает 40 ГВт. В течении нескольких последующих циклов излучаемая мощность экспоненциально спадает, но затем выходит на приблизительно стационарный уровень. В относительно поздние моменты времени около 5,6 пс излучается порядка 0,4 ГВт. Такое спадание излучаемой мощности объясняется потерями вблизи зазора, где часть разрядного импульса уходит вниз по ножке на каждом обороте. Исходя из этого, можно сделать вывод, что высокую выходную мощность излучения можно поддерживать более длительное время при модификации условий распространения разрядного импульса в области зазора и ножки мишени. Распространяющийся по длинному прямому проводу

разрядный импульс, создаваемый при облучении провода мощным лазерным импульсом, также может излучать в ТГц диапазоне [71– 74]. В данном случае проблема замыкания контура, а также потерь вблизи соединения мишени с ножкой неактуальна, однако угловое распределение излучения и его спектр будут более широкими.

### 5.3 Генерация квазистационарных магнитных полей при облучении протяжённой мишени

Как было показано выше, при прохождении короткого разрядного импульса по достаточно протяжённой мишени он оказывается хорошо локализованным, что позволяет использовать это явление для генерации вторичного электромагнитного излучения. Ключевым моментом в этой схеме является замыкание контура, по которому распространяется импульс. Как следует из результатов расчётов, представленных на Рисунке 5.4, в некоторых условиях в области взаимодействия греющего импульса с мишенью может образоваться сильно диспергирующая плазменная среда, приводящая к расплыванию разрядного импульса в несколько раз. Похожая ситуация возможна и в случае облучения мишеней короткими интенсивными лазерными импульсами в случае  $t_p \sim L/c$  или  $t_p > L/c$ , то есть если разрядный импульс исходно плохо локализован на пространственных размерах мишени.

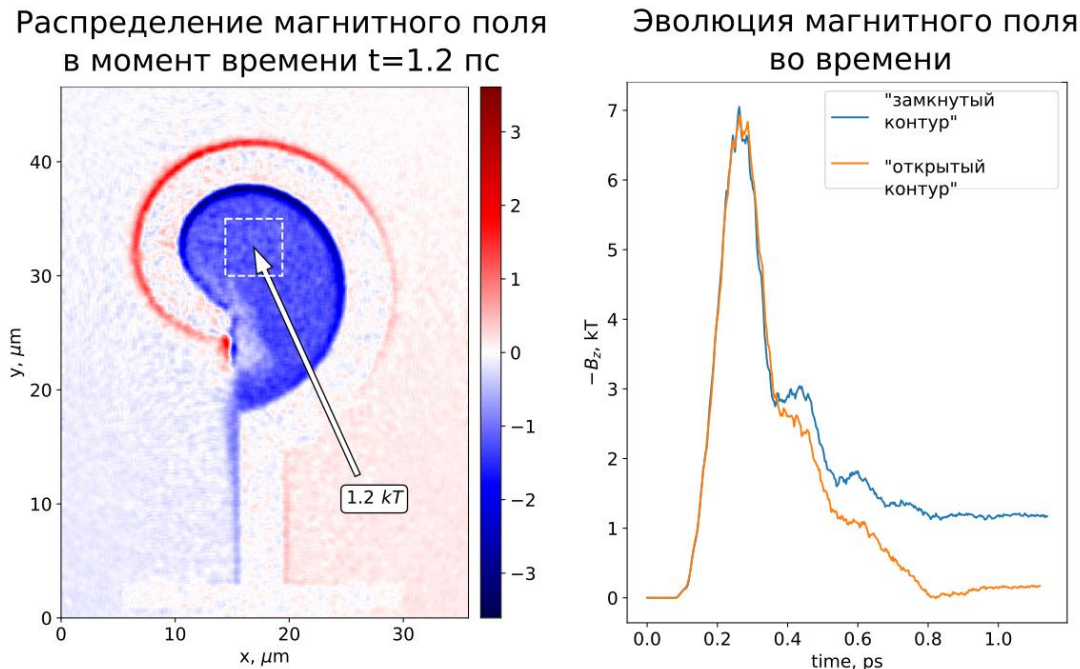


Рисунок 5.6 – Результаты расчёта, демонстрирующего пример использования разрядного импульса в кольцевой мишени для создания квазистационарного магнитного поля.

В этом случае в системе может сформироваться самосогласованная система ток – магнитное поле, время жизни которой определяется резистивными потерями и



гидродинамическим расширением системы. Для формирования такой структуры по-прежнему необходимо замыкание контура с током. Пример расчёта, демонстрирующего формирование самосогласованной структуры магнитное поле – ток приведён на рисунке. 5.6 Слева на данном Рисунке изображено распределение магнитного поля в случае замыкания контура с разрядным током. Подобная структура существует в расчёте в течение по крайней мере десятков пс, что позволяет использовать её для приложений, связанных, например, с управлением потоками заряженных частиц. На правой панели на рисунке 5.6 показана важность замыкания контура с током для формирования квазистационарного магнитного поля. В случае «открытого» контура магнитное поле уменьшается и к моменту времени 1 пс практически отсутствует. Если же в системе формируется замкнутый токовый контур, то магнитное поле уменьшается до значения в несколько сотен Тесла и остаётся в этом диапазоне в течение нескольких десятков пс.

Существенным параметром в подобных процессах является интенсивность разрядного импульса и материал рассматриваемой протяжённой мишени. При достаточно мощных электромагнитных полях вблизи поверхности мишени, может происходить существенный нагрев электронной подсистемы этими полями. Кроме того, при достаточно быстром расширении нагретой электронной подсистемы и уменьшении её плотности, возможно «вмораживание» поверхностных магнитных полей, что приводит к истощению распространяющегося импульса.

#### **5.4 Заключение**

В ходе выполнения работ по первому этапу проекта были проведены следующие работы и получены следующие основные результаты:

- 1) Определены основные параметры и процессы, протекающие в протяжённой мишени при воздействии на неё короткого интенсивного лазерного импульса.
- 2) Проведено моделирование возбуждения разрядного электромагнитного импульса в протяжённой мишени при различных параметрах взаимодействия.
- 3) В модельном приближении получены пространственно–временные распределения электромагнитных полей, индуцированных в кольцевой мишени под действием короткого интенсивного лазерного импульса.

## **6 Анализ эффективности излучения, генерируемого рециркулирующими электронами в тонких мишенях**

(ФИАН договор № К 98 – 10 от 03.11.2021)

Большое число работ по лазерно– плазменной физике высоких энергий посвящено исследованию различных механизмов ускорения частиц (электронов и ионов) в различных мишенях, облучаемых мощными лазерными импульсами, а также сопутствующим эффектам, таким как генерация вторичного синхротронного излучения, тормозного излучения и др. При ускорении электронов часть из них получает недостаточную энергию, чтобы преодолеть потенциальный барьер, возникающий в процессе разделения заряда у поверхности мишени, и покинуть ее. Такие частицы под действием кулоновской силы возвращаются в плазменную мишень, испытывая рециркуляцию (рисунок 6.1), если мишень достаточно тонкая. В зависимости от соотношения параметров мишени, таких как плотность и толщина, и параметров лазерного импульса, таких как интенсивность и длительность, может наблюдаться рециркуляция частиц как с передней (в случае полу бесконечной толщины мишени) [75] так и с задней (в случае тонкой мишени) поверхности мишени [76]. Хотя такие частицы имеют сравнительно небольшую энергию, они могут играть важную роль в лазерно– плазменных взаимодействиях. Так в работе [77] было показано, что рециркулирующие МэВ– ные электроны могут способствовать ускорению протонов до мульти МэВ– ных энергий. Рециркулирующие электроны участвуют в генерации тормозного излучения внутри самой мишени, так и синхротронного излучения при возвращении к ее поверхности [78, 79]. Кроме того, в случае оптимизации параметров мишени и лазерного импульса можно достигнуть высокой степени конверсии энергии лазерного импульса в энергию рециркулирующих частиц, что было показано на примере лазерного импульса длительностью свыше 100 фс и плазменной мишени для увеличения коэффициента конверсии энергии лазерного пучка в энергию рециркулирующих электронов [80]. Хотя в настоящее время ведутся теоретические и экспериментальные исследования [80] по изучению процесса рециркуляции электронов, что подчеркивает актуальность таких исследований, они в основном затрагивают лазерные импульсы с энергией, превышающей несколько джоулей: сверхинтенсивные ультракороткие лазерные импульсы ( $\sim 30$  фс,  $\sim 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [76, 78]) или менее интенсивные длинные фемтосекундные лазерные импульсы ( $> 100$  фс [76, 77, 79]). Таким образом, исследование эффекта рециркуляции электронов в результате взаимодействия лазерных импульсов с другими характерными параметрами (меньшей энергией, длительностью и интенсивностью) и генерируемого вторичного излучения остается важной задачей, которой посвящена данная работа.

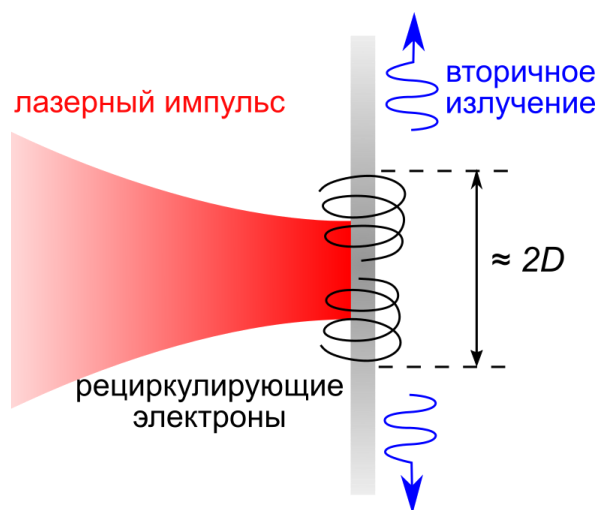


Рисунок 6.1 – Схема генерации вторичного излучения в процессе рециркуляции электронов в тонких мишенях после взаимодействия с лазерным импульсом ультракороткой длительности.

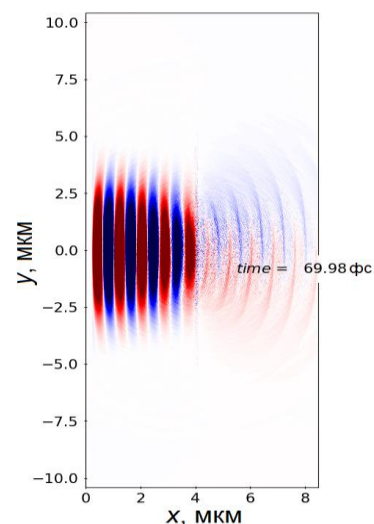


Рисунок 6.2 – Отражение лазерного импульса длительностью 15 фс,  $a_0 = 5$  от поверхности мишени плотностью  $130 n_{cr}$  и толщиной 0.12 мкм.

Для исследования генерации вторичного излучения рециркулирующими электронами были проведены трехмерные расчеты методом PIC- моделирования (particle-in-cell – «частица в ячейке») по ускорению электронов из однородной тонкой мишени сверхкритической плотности фемтосекундным лазерным импульсом. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с пятном фокусировки диаметром 8 мкм, определяемым по полувысоте интенсивности (FWHM) (что соответствовало радиусу  $R = 8 \text{ мкм} / (2\sqrt{\ln 2}) = 4.8 \text{ мкм}$  для гауссова распределения интенсивности вида  $I(r) = I_L \exp[-r^2/R^2]$ ). Безразмерная амплитудой поля  $a_0 = eE_L/m_e\omega c = 5.0$ , что отвечало максимуму интенсивности  $I_L = 5.3 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  для длины волны лазерного излучения  $\lambda = 2\pi c/\omega = 0.8 \text{ мкм}$ , где  $E_L$  – амплитуда лазерной волны,  $\omega$  – ее частота,  $e$ ,  $m_e$  – заряд электрона, масса,  $c$  – скорость света. Длительность лазерного импульса составляла 15 фс (FWHM), что обеспечивало короткое время взаимодействие частиц с лазерным импульсом и дальнейшую рециркуляцию электронов, которые получили энергию от лазерного импульса. Энергия лазерного импульса была около 600 мДж. Лазерный импульс по нормали падал на плазменную мишень, которая имела электронную плотность  $130 n_c$ , где  $n_c$  – критическая плотность плазмы, равная  $1.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , и толщину 0.12 мкм. На рисунке 6.2 показано распределение электрического поля в области взаимодействия, как видно из графика, лазерный импульс почти полностью отражался от поверхности ультратонкой мишени. Тем не менее, поскольку мишень была достаточно тонкой, часть излучения проходило сквозь нее.

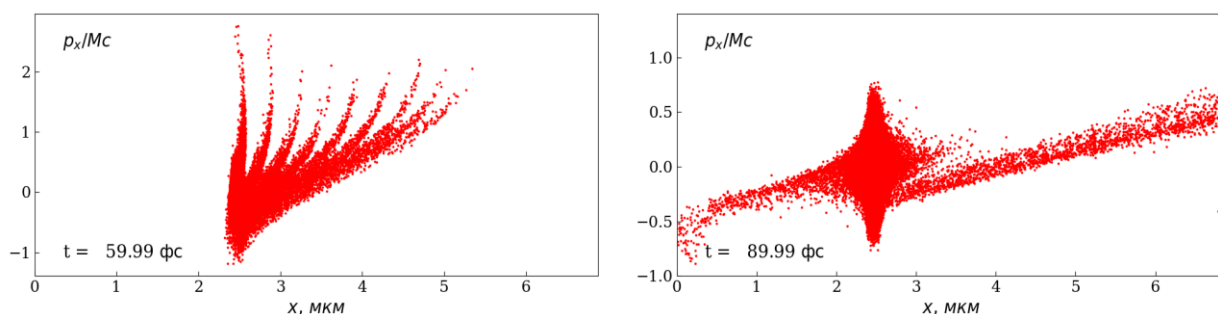


Рисунок 6.3 – Фазовая плоскость ( $P_x$  X) для электронов, ускоренных при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса длительностью 15 фс с ультратонкой мишенью толщиной 120 нм и плотностью  $130 n_{cr}$ .

При взаимодействии лазерного импульса с плазменной мишенью происходило ускорение электронных сгустков с задней поверхности мишени. Формирование таких сгустков ускоренных частиц отчетливо видно на фазовом портрете на рисунке 6.3 слева. Часть ускоренных частиц имели не достаточную энергию, чтобы покинуть область взаимодействия, и рециркулировали, возвращаясь обратно, что видно на рисунке 6.3 справа, где частицы с координатами, превышающими 2.5 мкм, имеют отрицательный импульс (то есть возвращаются обратно к мишени).

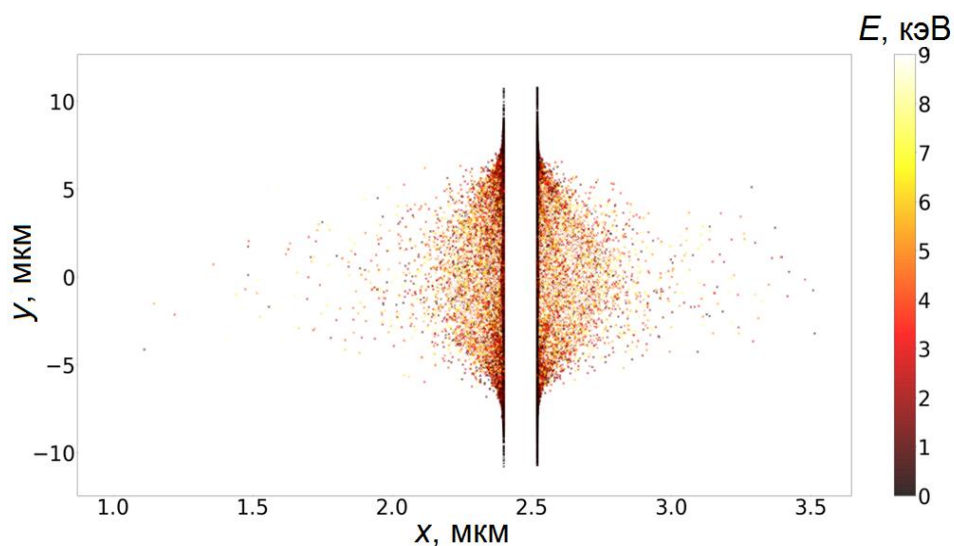


Рисунок 6.4 – Положение возвращающихся к мишени рециркулирующих частиц в заданный момент времени.

В отличие от сгруппированных ускоренных электронов, вылетающих с поверхности мишени в самом начале взаимодействия, возвращающиеся частицы оказываются практически не сгруппированными, что дает возможность предположить, что вторичное излучение, генерируемое такими частицами, будет практически некогерентным. Данный факт дает возможность вести расчет характеристик вторичного излучения ансамбля частиц, как алгебраическую сумму энергии и спектральной амплитуды излучения, генерируемого каждой отдельной частицей.

На рисунке 6.4 показаны положения частиц, возвращающихся как к передней, так и к задней поверхности мишени. Как видно из проведенного численного моделирования, в случае ультратонкой мишени рециркуляция электронов наблюдается как с задней, так и с передней ее поверхности. Пространственное распределение таких частиц имеет максимумы вблизи поверхностей мишеней. При удалении от них число таких частиц практически монотонно падает. В пространственном распределении рециркулирующих частиц также нельзя выделить сгруппированные сгустки электронов, что подтверждает возможность расчета вторичного излучения ансамбля рециркулирующих электронов как результат некогерентного излучения отдельных частиц.

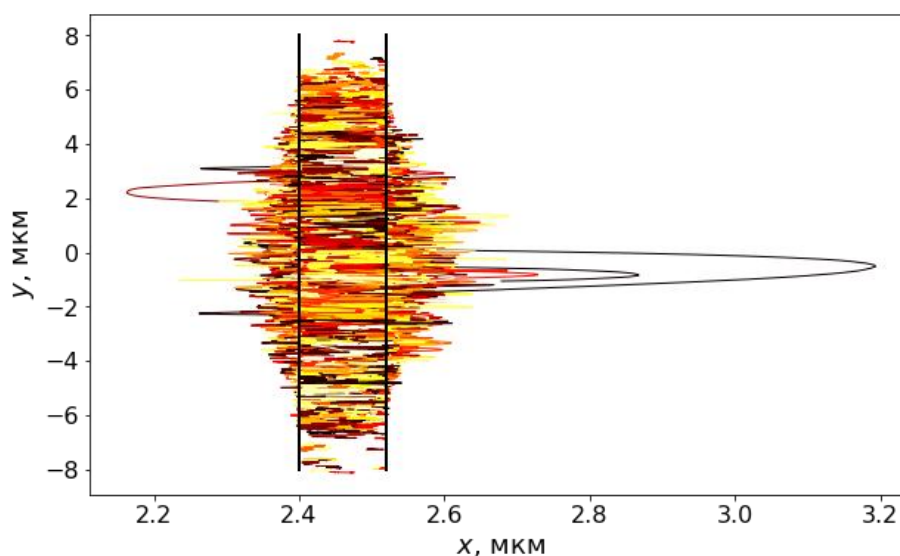


Рисунок 6.5 – Проекция траекторий электронов на плоскость  $XU$ , где ось  $x$  соответствует направлению распространения лазерного импульса, ось  $y$  – направлению поляризации.

Расчет вторичного излучения производился на основе 3000 траекторий электронов, которые были получены из PIC-моделирования. Частицы были выбраны случайно из тех, чей импульс менял свое направление вдоль направления распространения лазерного импульса (то есть из тех частиц, что рециркулировали относительно поверхности мишени). Электроны, чей импульс в течение движения не менял свое направление, были исключены из выборки. На рисунке 6.5 продемонстрированы траектории частиц в плоскости  $XU$ . Как видно из расчетов, наибольшую амплитуду рециркуляции имеют частицы, расположенные в основном ближе к центру лазерного импульса, где лазерный импульс достигает наибольшей интенсивности. Для рассмотренных параметров лазерного импульса и плазменной мишени частицы, расположенные на расстоянии, превышающем радиус лазерного импульса от его центра, за первоначальную границу мишени практически не вылетали и оставались внутри нее.

На рисунке 6.6 показано распределение максимальных энергий рециркулирующих частиц. В рассмотренном случае энергии электронов оказываются нерелятивистскими, из чего можно сделать вывод, что энергии излучаемых квантов будут так же невысокими, поэтому вторичное излучение, генерируемое внутри мишени, может сразу же поглотиться из-за высокой плотности плазмы. Таким образом, в ходе исследования были рассмотрены как полные траектории частиц, так и только внешние их части.

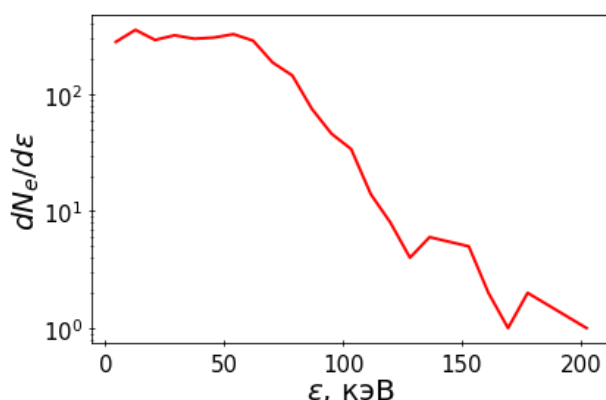


Рисунок 6.6 – энергетические спектры рециркулирующих электронов (максимальные энергии, достигаемые каждой частицей).

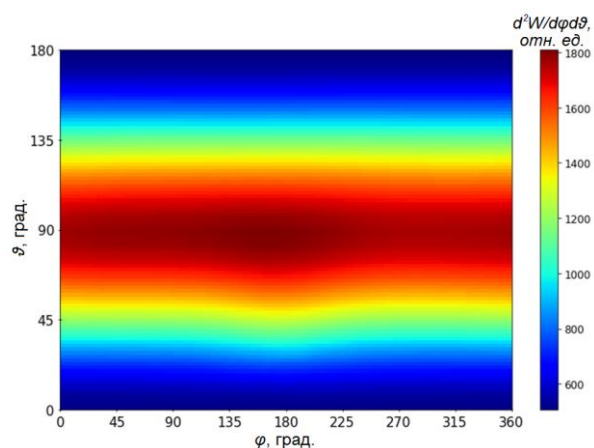


Рисунок 6.7 – Угловая зависимость энергии вторичного излучения, генерируемого рециркулирующими электронами вне тонкой мишени.

Мгновенная мощность вторичного излучения, генерируемого рециркулирующими электронами, может быть рассчитана на основе траекторий частиц по формуле:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 (\dot{\boldsymbol{\beta}}^2 - [\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]^2), \quad (6.1)$$

где  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$  – безразмерная скорость частицы,

$\gamma$  – гамма-фактор электрона.

На основе данного соотношения путем интегрирования по времени можно получить энергию, излучаемую частицей за все время взаимодействия. В предположении некогерентного (несинхронного) движения частиц энергия, излучаемая ансамблем рециркулирующих электронов, представляет собой алгебраическую сумму энергии вторичного излучения, генерируемого каждой отдельной частицей. На рисунке 6.7 представлено угловое распределение энергии, излучаемой ансамблем рециркулирующих электронов. Излучение в основном генерируется под углом 90 градусов к направлению распространения лазерного импульса с угловой шириной 90 градусов (от 45 до 135 градусов). Данный эффект обусловлен нерелятивистскими энергиями рециркулирующих частиц, когда вторичное излучение генерируется под углом 90 градусов к направлению движения электрона.

Спектры излучения, генерируемого рециркулирующими электронами, рассчитывалось на основе запаздывающих потенциалов, которые были преобразованы в хорошо известные соотношения для спектральной плотности мощности, излучаемой в единицу спектрального диапазона и единицу телесного угла:

$$\frac{d^2I}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} e^{i\omega\{t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c\}} dt \right|^2, \quad (6.2)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус– вектор электрона,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, указывающий направление наблюдения.

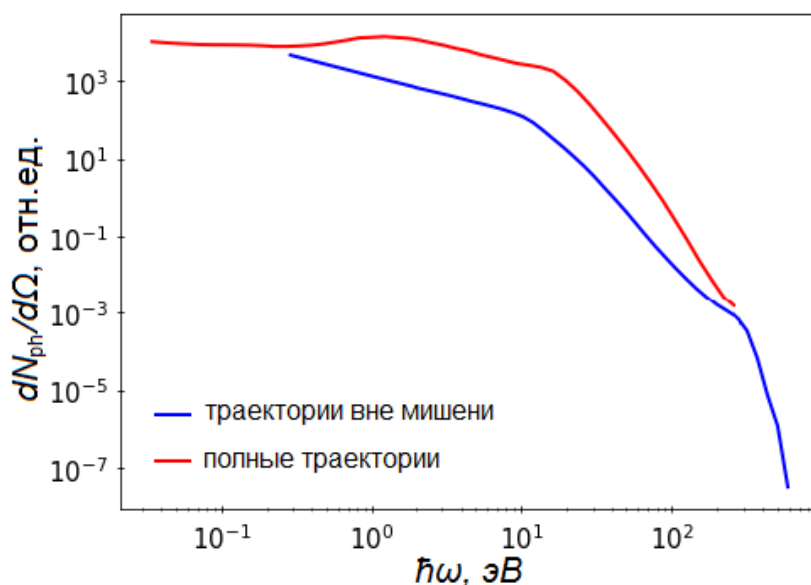


Рисунок 6.8 – Число фотонов, генерируемых рециркулирующими электронами, как на всей траектории движения каждой частицы (красный), так и вне мишени (синий).

На рисунке 6.8 показано число фотонов, излучаемых в единицу спектрального диапазона в направлении поляризации лазерного импульса под углом 90 градусов к направлению распространения лазерного импульса, где излученная энергия достигает максимума. Красная кривая соответствует излучению, генерируемому частицами на их полной траектории, в то время как синяя кривая отвечает излучению, генерируемому частицами, находящимися вне мишени. Для рассмотренных параметров моделирования вторичное излучение отвечает от  $10^{-2}$  до  $10^2$  эВ диапазону энергий фотонов. Излучение с энергиями меньше  $3 \times 10^{-1}$  генерируется только внутри мишени, а, в силу высокой плотности плазмы, предположительно не будет детектироваться снаружи. Таким образом, для рассмотренных параметров плазмы и лазерного импульса вторичное излучение соответствует ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому диапазону. Коэффициент конверсии из энергии электронов в энергию вторичного излучения может быть оценен как  $10^{-4}\%$ . За счет практически полного отражения лазерного импульса коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию рециркулирующих электронов довольно низок

(0.5%), однако он может быть значительно увеличен путем оптимизации параметров мишени и диаметра фокального пятна [79].

В ходе работы было проведено исследование рециркулирующих электронов и сопутствующего синхротронного излучения, возникающих при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса с фольгой сверхкритической плотности и толщиной 0.12 мкм. Было показано, что электроны рециркулируют как на задней, так и на передней поверхности мишени. Максимальные энергии таких частиц достигают 100 кэВ, а вторичное излучение, генерируемое под углом 90 градусов к направлению распространения лазерного импульса, отвечает ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому диапазону.



## **7 Моделирование ТГц излучения из твердотельных мишеней, облучаемых петаваттными лазерными импульсами**

( ФИАН договор № К 98 – 10 от 03.11.2021)

Терагерцовые импульсы с ультра– широким спектром [81– 87] являются объектом пристального внимания, что связано с большим количеством их возможных приложений в различных областях науки и техники [88– 91]. Терагерцовые импульсы, которые могут быть получены при взаимодействии короткого интенсивного лазерного импульса со сверхплотной плазмой [81], обладают максимальной энергией, что, в свою очередь, раздвигает границы возможных применений ТГц излучения в такие области, которые требуют высоких энергий генерируемых импульсов [88]. Наиболее широкий спектр характерен для полупериодного (униполярного) ТГц импульса. Электромагнитное излучение такого вида до сих пор часто называют “странными электромагнитными волнами” [92], хотя давно известно, что заряженные частицы могут излучать в виде униполярных импульсов (см. обзор [93] и цитированную в нем литературу). Строго говоря, такие полупериодные импульсы описывались только в теоретических моделях, да и то с использованием самых упрощенных из них. До сих пор не существует “прямых” измерений, подтверждающих регистрацию униполярных импульсов в экспериментах с электронами как в традиционных схемах ускорения [94], так и при лазер– плазменном взаимодействии. Одна из причин маловыраженного интереса к экспериментам по целенаправленному изучению именно униполярных источников излучения заключается в том, что нужны специальные детекторы, чтобы реагировать на быстро бегущее электромагнитное поле в свободном пространстве. С другой стороны, было предсказано, что такие мощные ТГц импульсы могут служить эффективным инструментом по управлению процессами адсорбции молекул на поверхности, сегнетоэлектрической поляризации и ориентации молекул [88]. Широкий спектр возможных применений при условии одновременной разработки соответствующих средств диагностики, например, с помощью электронной/протонной радиографии [95,96], вместе с адекватной теоретической поддержкой могли бы стать хорошим стимулом для продолжения работ по мощному источнику полупериодных импульсов. Новые источники терагерцового излучения с частотой в диапазоне от нескольких единиц до 15 терагерц могли бы быть полезны, так как в указанном диапазоне существующие лазерные источники ТГц диапазона на основе эффекта оптического выпрямления [83, 97] обычно не работают из– за сильного поглощения в кристаллах, а традиционные конструкции источников на основе ускорителей сталкиваются с трудностями в получении слишком коротких электронных сгустков, необходимых для этих частот. Однако последнее легко преодолевается с

помощью электронных сгустков, генерируемых при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой [81]. Широко обсуждаемые [81, 98] механизмы генерации ТГц излучения при взаимодействии коротких лазерных импульсов с плотной плазмой связаны с эффективным нагревом и выбросом электронов мишени. Большая часть нагретых лазером электронов оказывается запертыми электрическим полем в узком плазменном двойном слое на границе раздела мишень– вакуум. Разработанные модели разлета плазменного двойного слоя служат для описания ТГц излучения с частотой  $\lesssim 1$  ТГц в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса [81, 90, 99, 100]. Переходное излучение нагретых лазером электронов, покидающих мишень, рассматривается как еще один типичный механизм генерации излучения ТГц диапазона [101– 103]. Захваченные электрическим полем электроны в двойном слое испытывают как замедление/ускорение, так и полный разворот на пространственном масштабе, сравнимом с дебаевской длиной, вычисленной по температуре горячих электронов, что вызывает соответственно обратно– тормозное и синхротронное излучение. Эти механизмы излучения имеют эффективность, сравнимую с эффективностью переходного излучения, но относятся к оптическому диапазону с типичной частотой, близкой по порядку величины к частоте лазера, то есть их можно отнести к переизлучению лазерного света ускоренными лазером электронами. Сфокусировав свое внимание на новых перспективных источниках излучения экстремально– высокого терагерцового частотного диапазона (3– 15 ТГц) на основе фемтосекундных лазеров вплоть до петаваттной мощности, ниже рассмотрен наиболее адекватный для этих приложений механизм переходного излучения.

До сих пор все измерения ТГц импульсов проводились в дальней волновой зоне и для их интерпретации, формально требовалось теоретическое описание только асимптотических характеристик энергии и спектрально– угловых распределений волнового поля. Однако понять природу генерируемого ТГц импульса можно только с помощью строгой аналитической волновой теории без приближения дальней зоны для волнового поля. В данной главе представлено аналитическое решение уравнений Максвелла в ближней зоне для мишени с идеальной проводимостью и его сравнение с результатом численной модели для случая конечной проводимости мишени. Предложенная аналитическая модель (хотя и с некоторыми упрощениями для аналитических расчетов) наглядно демонстрирует, что когерентное переходное излучение электронного сгустка на границе мишень– вакуум имеет форму полупериодного терагерцового импульса, что также подтверждается проведенными численными расчетами.

## 7.1 Генерация терагерцового излучения на границе вакуум– мишень: аналитическое исследование

Рассмотрим в качестве исходных уравнения Максвелла для напряженностей электрического  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$  и магнитного  $\mathbf{H}(t, \mathbf{r})$  полей в вакууме, которые возбуждаются источником – сторонним током с плотностью  $\mathbf{j}(t, \mathbf{r})$ , связанных с движением зарядов с плотностью  $\rho$ , из металлической поверхности с бесконечной проводимостью, расположенной в плоскости  $z = 0$ ,

$$\begin{aligned} \text{crot}\mathbf{H} &= \partial_t \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{j}, \text{crot}\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{H}, \\ \text{div}\mathbf{H} &= 0, \text{div}\mathbf{E} = 4\pi \rho, \partial_t \rho + \text{div}\mathbf{j} = 0. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Вместо векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  удобно стандартным способом ввести вектор– потенциал  $\mathbf{A}(t, \mathbf{r})$  и электростатический потенциал  $\varphi(t, \mathbf{r})$ , связанные условием лоренцевской калибровки  $\text{div}\mathbf{A} + (1/c)\partial_t \varphi = 0$ , и задающие электрическое и магнитное поля в виде

$$\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{A}, \mathbf{E} = -\text{grad}\varphi - (1/c)\partial_t \mathbf{A}. \quad (7.2)$$

Если подставить (3.2) в (3.1), то получим уравнение для вектор– потенциала  $\mathbf{A}$

$$\partial_{tt} \mathbf{A} = c^2 \Delta \mathbf{A} + 4\pi c \mathbf{j}. \quad (7.3)$$

Теперь рассмотрим процесс возбуждения электромагнитного поля в вакууме ( $z > 0$ ) с помощью лазерно– индуцированного электронного тока  $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$ , инжектируемого из идеального проводника (плазмы), занимающего полупространство ( $z < 0$ ). Это ток наиболее энергичных электронов, которые ускоряются лазерным импульсом в направлении возрастания координаты вдоль оси  $z$  и имеют энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, создаваемого в приповерхностном слое плазмы. Пусть, для определенности, этот ток появляется при  $t = 0$ . В интересующем нас частном случае задачи с осевой симметрии, когда отличны от нуля  $z$ –компоненты вектор– потенциала  $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)$  и тока  $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$ , компоненты электрического,  $\mathbf{E} = (E_\rho, 0, E_z)$ , и магнитного,  $\mathbf{H} = (0, H_\phi, 0)$  полей (в цилиндрической геометрии  $\{\rho, \phi, z\}$ ) выражаются через  $A_z$  следующим образом

$$E_z = -\frac{1}{c} \partial_t A_z - \partial_z \varphi, E_\rho = -\partial_\rho \varphi, H_\phi = -\partial_\rho A_z, \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (7.4)$$

а сама величина  $A_z$  находится из более простого, чем (3.3), уравнения

$$\partial_{tt} A_z = c^2 \Delta A_z + 4\pi c j_z. \quad (7.5)$$

Решение уравнения (7.5) в свободном пространстве дается формулой:

$$A_z(t, \mathbf{r}) = \int_{\eta < ct} d^3 \mathbf{r}' j_z(t - \eta/c, \mathbf{r}') / (\eta c), \quad (7.6)$$

где  $\eta = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ , а интегрирование ведется по области  $\eta < ct$ .

Далее используется цилиндрическая симметрия задачи и факторизованная форма для плотности электрического тока  $j_z = Qv n_z(t, z) n_{\perp}(\rho)$ , где  $Q$  – полный заряд электронного сгустка, движущегося со скоростью  $v$ ,  $n_z$  – продольное (вдоль координаты  $Z$ ) распределение электронной плотности, зависящее  $z$  и  $t$ , а  $n_{\perp}$  – поперечное, зависящее только от  $\rho$  (в силу цилиндрической симметрии задачи), распределение электронной плотности. Тогда решение (3.5) можно записать следующим образом:

$$A_z = \frac{Qv}{c} \iint_{\sqrt{\rho'^2 + z'^2} < ct} dz' d\rho' \rho' N_{\perp}(\rho, \rho') \frac{n_z(t - \sqrt{\rho'^2 + z'^2}/c, z' + z)}{\sqrt{\rho'^2 + z'^2}}, \quad (7.7)$$

$$\text{где } N_{\perp}(\rho, \rho') = \int_0^{2\pi} d\chi n_{\perp} \left( \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 + 2\rho\rho' \cos\chi} \right). \quad (7.8)$$

Искомое решение должно удовлетворять граничному условию обращения в нуль тангенциальной компоненты электрического поля  $E_{\rho}$  на границе раздела вакуум– мишень,  $E_{\rho}|_{z=0} = 0$ . Это достигается с помощью, так называемого метода изображений, когда искомое поле представляется суперпозицией двух электромагнитных полей, структура которых в свободном пространстве имеет вид (7.7). Эти поля генерируются двумя токами  $j_z^+$  и  $j_z^-$ , имеющими заряды противоположного знака и движущимися от границы раздела вакуум– мишень в двух противоположных направлениях, что  $j_z^+ \equiv j_z$  с  $n_z^+ \equiv n_z(t, z)$  и  $j_z^- \equiv j_z(t, \rho, -z)$  с  $n_z^- \equiv n_z(t, -z)$ . Замена  $n_z$  на  $n_z^{\pm}$  в (3.7) позволяет получить в явном виде  $z$  – компоненты векторного потенциала,  $A_z^+$  и  $A_z^-$ , и, следовательно, искомое решение для электромагнитного поля в полупространстве  $z > 0$

$$\begin{aligned} E_z &= -(1/c) \partial_t (A_z^+ + A_z^-) - (c/v) \partial_z (A_z^+ - A_z^-), \\ E_{\rho} &= -(c/v) \partial_{\rho} (A_z^+ - A_z^-), H_{\phi} = -\partial_{\rho} (A_z^+ + A_z^-), \end{aligned} \quad (7.9)$$

где также учитывалось  $\phi^+ + \phi^- = (c/v)(A_z^+ - A_z^-)$ .

Для более наглядного представления решения (7.7) выберем конкретную пространственно– временную форму электронного сгустка, вводя  $n_z^{\pm}$  и  $n_{\perp}$ :

$$\begin{aligned} n_z^{\pm} &= \theta(\pm z) (\theta(vt \mp z) - \theta(v\tau \mp z)) / vt_0, \\ n_{\perp} &= \exp(-\rho^2/r_0^2) / (\pi r_0^2), \tau = t - t_0. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Здесь ступенчатая функция Хэвисайда  $\theta(t)$  соответствует упрощенной “прямоугольной” временной форме электронного сгустка с длительностью  $t_0$ , который имеет поперечное

гауссовское распределение с характерным радиусом  $r_0$ . Такой выбор  $n_z^\pm$  и  $n_\perp$  призван моделировать воздействие лазерного импульса с той же длительностью и размером пятна.

Учитывая этот выбор для плотности тока, можно записать  $N_\perp$  в следующем явном виде

$$N_\perp^{gs}(\rho, \rho') = \frac{2}{r_0^2} I_0\left(\frac{2\rho\rho'}{r_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2 + \rho'^2}{r_0^2}\right), \quad (7.11)$$

где  $I_0$  – модифицированная функция Бесселя, и представить  $A_z^\pm$  в интегральной форме

$$A_z^\pm = \frac{Q}{ct_0} \int_0^\infty \rho' d\rho' N_\perp^{gs}(\rho, \rho') [F^\pm(t) - F^\pm(\tau)], \quad (7.12)$$

$$F^\pm(t) = \theta(c^2 t^2 - z^2 - \rho'^2) \ln\left(\frac{vt \mp z + \sqrt{(vt \mp z)^2 + (1 - \beta^2)\rho'^2}}{(1 + \beta)\sqrt{z^2 + \rho'^2 \mp z}}\right),$$

где  $\beta = v/c$ . Использование формул (7.12) для вектор потенциала  $A_z^\pm$  в соотношениях (7.9) позволяет детально проанализировать структуру генерируемого электромагнитного поля.

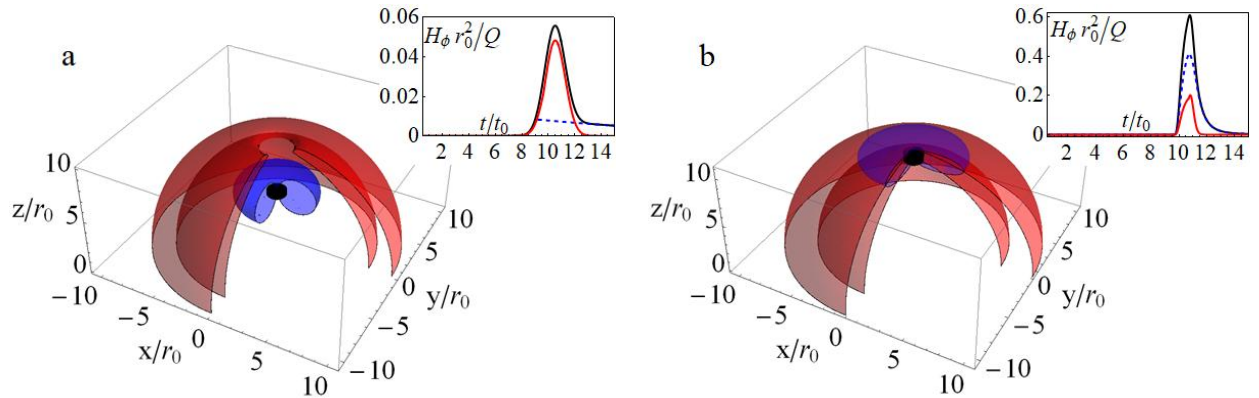


Рисунок 7.1 – Магнитная компонента  $H_\phi$  генерируемого электромагнитного поля, распространяющаяся в вакууме для  $v = 0.5c$  (а) и для  $v = 0.95c$  (б) в момент  $t = 10t_0$ . Электронный сгусток с размерами  $ct_0 = r_0$  показан черным цветом. Синие изоповерхности  $0.05 Q/r_0^2$  (а) или  $0.1 Q/r_0^2$  (б) соответствуют собственному полю, а красные  $0.02Q/r_0^2$  (а) или  $0.04Q/r_0^2$  (б), иллюстрируют поле излучения. На вставках показана временная форма магнитного импульса (черная кривая – полное поле, синяя пунктирная кривая – собственное поле и красная кривая – поле излучения) на расстоянии  $10r_0$  вдоль направления максимального излучаемого поля.

Электромагнитное поле (7.9) включает два вклада: во– первых, это собственное поле движущегося заряда и его изображения и, во– вторых, поле излучения. Эти вклады в структуру поля иллюстрируются Рисунок 7.1, где собственное поле движущегося заряда (и его изображения) показано синим цветом, а поле излучения – красным (на примере магнитного поля). Хорошо видна сферическая волновая структура, а также униполярная временная форма поля излучения (Рисунок 7.1).

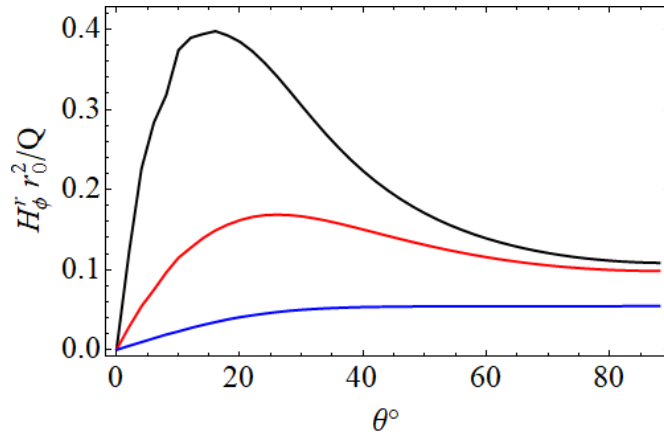


Рисунок 7.2 – Угловая зависимость магнитной компоненты компоненты  $H_\phi$  поля излучения при  $t = 10t_0$  для  $v = 0.5c$  (синяя кривая),  $v = 0.9c$  (красная кривая), и  $v = 0.99c$  (черная кривая).

Как показано на рисунке 7.2 амплитуда поля излучения увеличивается при увеличении скорости электронного сгустка. При относительно небольшой скорости сгустка  $v \lesssim 0.5c$  излучение распространяется преимущественно вдоль поверхности мишени, а для ультрарелятивистских электронов поток энергии электромагнитного поля сконцентрирован в основном вдоль направления, близком к направлению распространения электронного сгустка, лишь немного смещаясь от него в соответствии с классической теорией переходного излучения [104, 105]. Чем выше скорость электронного сгустка, тем меньше это угловое смещение. Вид спектра излучения униполярного импульса определяется пространственно–временной формой электронного сгустка.

Для обсуждаемой нами формы электронного сгустка, задаваемой функциями  $n_z^\pm$  и  $n_\perp$ , генерируется сверхширокополосное излучение со спектральной полосой  $\Delta\omega$  порядка  $\Delta\omega \simeq t_0^{-1} + c/r_0$  в полном согласии с расчетами электромагнитного поля переходного излучения в дальней зоне [104]. Полная энергия излучения электромагнитного поля при вылете релятивистского пучка электронов может быть оценена как  $E_R = (Q^2 / (\pi c t_0)) (3 \ln(E_e t_0 / (m c r_0)) - 1)$  [97], где  $E_e$  – энергия электронов, вылетающих из мишени.

## 7.2 Численное моделирование.

Для демонстрации влияния конечной проводимости мишени на генерацию терагерцовых импульсов, было проведено трехмерное моделирование численного решения уравнений Максвелла с помощью метода FDTD (конечных элементов во временной области).

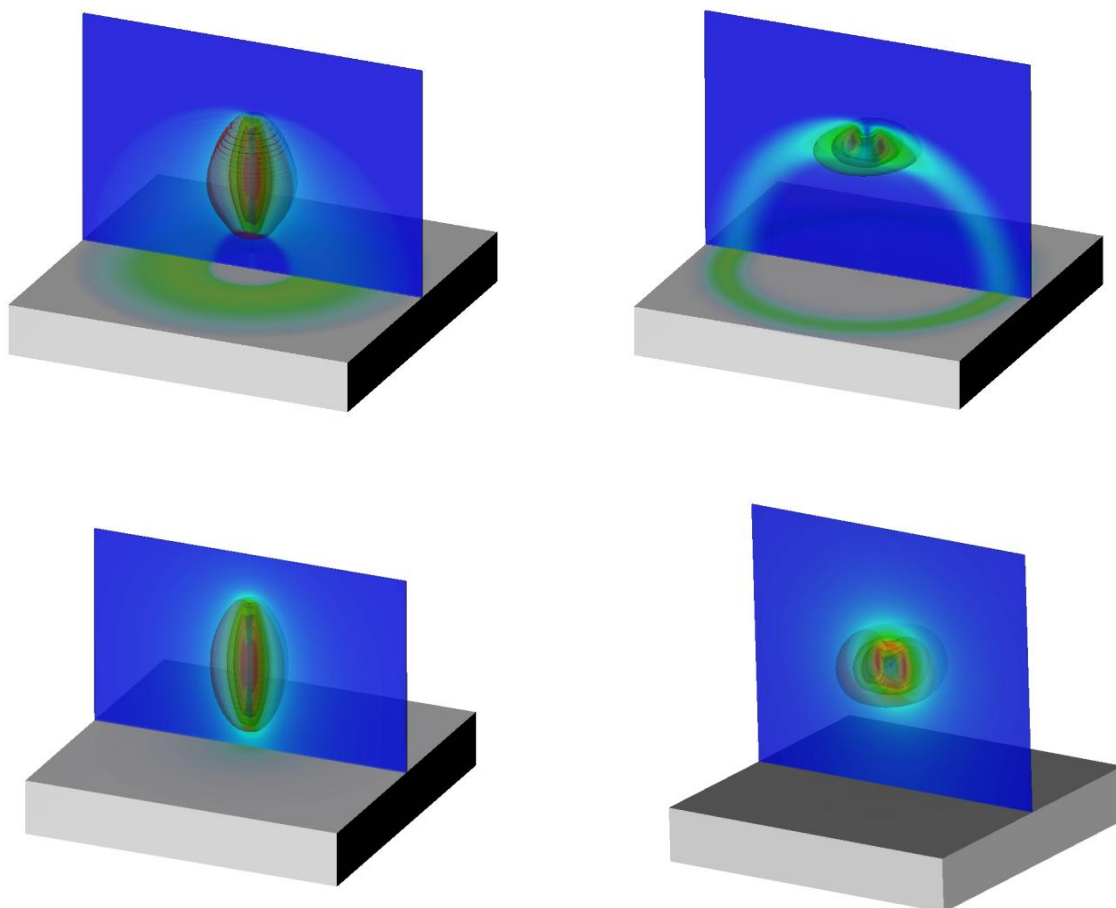


Рисунок 7.3 – Распределение магнитного (показано контурами) и электрического (цветом) полей при вылете из металлической мишени заряда с  $ct_0 = 3r_0$  (слева) и  $ct_0 = r_0$  (справа) со скоростью  $v = 0.95c$  в момент времени 570 фс (верхняя панель) и  $v = 0.2c$  в момент времени 2.4 пс (нижняя панель).

Моделирование проводилось в области с размером 600 ячеек по всем направлениям с пространственным размером одной ячейки в 1 мкм. Шаг по времени составлял 1 фс. В моделировании использовалась металлическая мишень с диэлектрической проницаемостью, описываемой стандартной моделью Друде,  $\epsilon = 1 + 4\pi\sigma(\omega)/\omega$ , где зависящая от частоты проводимость имела вид  $\sigma = \sigma_0 / (1 - i\omega/\nu)$ , со следующими заданными параметрами  $\sigma_0 = 10^{18} \text{ с}^{-1}$  и  $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Улетающей из мишени заряд имел гауссовский профиль плотности в обоих направлениях,  $z$  и  $\rho$ , с одинаковым характерным масштабом (для сравнения с результатами теоретической модели),  $ct_0 = r_0 = 20$  мкм. Был

также проведен расчет для  $ct_0 = 3r_0$ . Первый случай описывает воздействие на мишень лазера длительностью  $\sim 70$  фс, а второй отвечает лазерному импульсу длительностью  $\sim 200$  фс. Вылетающий заряд начинал двигаться с поверхности мишени по ее нормали вдоль  $z$ -оси со скоростью  $v = 0.2c$ ,  $v = 0.5c$  или  $v = 0.95c$ . Срезы трехмерного распределения поля даны на рисунке 7.3– В случае релятивистского пучка электронов хорошо видно формирование поля излучения (в том числе, бегущего по поверхности мишени). При этом, ширина импульса излучения определяется длительностью пучка. При медленном вылете пучка электронов поле излучения практически не видно на фоне собственного поля пучка (и поля его отражения). Кроме того, при медленном отлете пучка электронов на такое же расстояние от мишени, как и в случае его релятивистского движения, волна излучения уже уходит за пределы области моделирования.

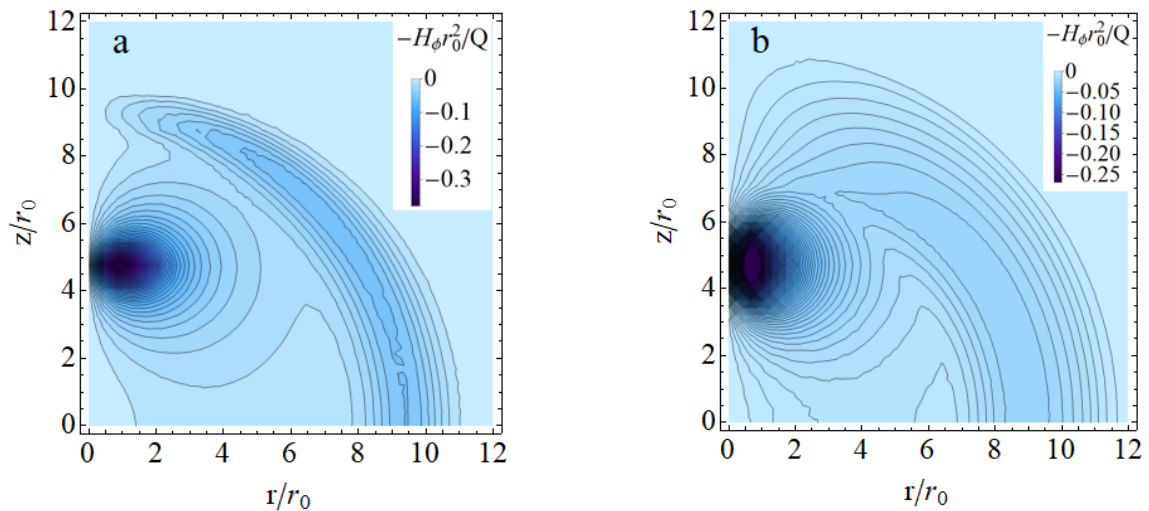


Рисунок 7.4 – Распределение магнитного поля  $H_\phi$  (в плоскости, проходящей через ось  $Z$ ) из моделирования FDTD (a) в сравнении с теоретическим результатом (b) для  $v = 0.5c$  в момент времени  $t = 10t_0$ .

Проведенное моделирование демонстрирует формирование и распространение униполярного терагерцового импульса в хорошем согласии с теоретической моделью (рисунок 7.5). Распределение поля также похоже на теоретическое, что видно из сравнительных графиков плотности поля для  $H_\phi$ , представленных на рисунок 7.4 и рисунок 7.5. Как и должно быть, при моделировании наблюдается несколько более плавное распределение магнитного поля в направлении  $z$  из– за использования гауссова временного профиля пучка заряда вместо прямоугольного пучка, используемого в теоретической модели.



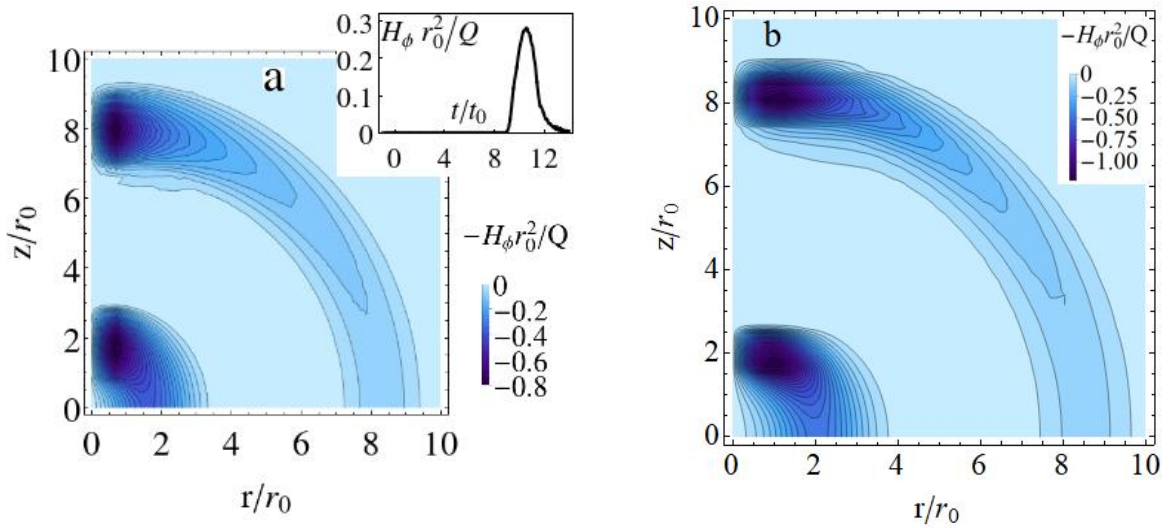


Рисунок 7.5 – Распределение магнитного поля  $H_\phi$  (в плоскости, проходящей через ось  $Z$ ) из моделирования FDTD (а) в сравнении с теоретическим результатом (б) для  $v = 0.95c$  в моменты времени  $t = 2.7t_0$  и  $t = 9.1t_0$ . На вставке слева показана временная форма магнитного импульса на расстоянии  $10r_0$  по направлению максимума излучаемого поля.

Амплитуда поля ТГц волны пропорциональна полному заряду  $Q$  вылетающих высокоэнергетических электронов, составляя лишь небольшую часть всех электронов, нагретых лазером. У этих электронов должно быть достаточно энергии, чтобы преодолеть потенциальный барьер,  $\Phi_m$ , и улететь от мишени. Характерное значение этого потенциального барьера на границе раздела мишень– вакуум равно  $e\Phi_m = -2T_h \ln[r_0/(\lambda_{De}\sqrt{2})]$ , где  $T_h$  – температура горячих электронов, имеющих плотность  $n_h$ . Соответственно, для плотности улетающих электронов,  $n_f$ , можно использовать следующую оценку  $n_f \approx n_h \exp(e\Phi_m/T_h)$ , приводящую к полному заряду вылетающего из мишени сгустка электронов,  $Q = en_f ct_0 \pi r_0^2 = T_h ct_0 / (2e)$ . Температура горячих электронов обычно оценивается с использованием пондеромоторного скейлинга,  $T_h \approx mc^2(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1)$ , что дает  $T_h \approx 0.7 \times mc^2 a_0$  для релятивистских лазерных импульсов, где  $a_0$  – безразмерная амплитуда поля лазерного импульса,  $a_0 = 0.85\sqrt{I[10^{18}W/cm^2]\lambda^2[\mu m]}$  ( $I$  – интенсивность импульса с длиной волны  $\lambda$ ). Таким образом, полный заряд улетающих электронов зависит только от амплитуды и длительности лазерного импульса,  $Q = 0.35 \times ea_0 ct_0 / r_e$ , где  $r_e = e^2/mc^2$  – классический радиус электрона.

Зная значение полного заряда улетевших электронов, можно оценить энергию генерируемого ТГц– ого импульса как  $E_R \sim Q^2/ct_0 \sim 0.1 \times mc^2 a_0^2 ct_0 / r_e$ , и коэффициент конверсии,  $\eta$ , энергии облучающего мишень лазерного импульса  $E_L = mc^2 a_0^2 ct_0 R_0^2 \pi / (2\lambda^2 r_e)$  в энергию вторичного излучения,  $\eta = E_R/E_L \sim 0.08\lambda^2/R_0^2$ . Здесь  $R_0$  – радиус

фокального пятна лазерного излучения, которое как правило меньше полной нагретой области, из которой вылетают электроны,  $R_0 \lesssim r_0$ . Для данной энергии лазера жесткая фокусировка оказывается наиболее благоприятной для генерации ТГц излучения. Например, при фокусировке лазерного луча в пятно размером  $4 \lambda$  эффективность преобразования достигает 2%. Лазерный импульс с энергией порядка 10 Дж, длительностью 100 фс (100 ТВт мощности) сфокусированный в пятно размером  $(2-3) \lambda$  на поверхности металлической мишени может генерировать широкополостный униполярный терагерцовый импульс с энергией порядка 100 мДж и с амплитудой электрического поля  $\sim 10^{10}$  В/м на расстоянии порядка 1 мм от мишени, что близко к опубликованным на сегодняшний день рекордным значениям терагерцового излучения [81, 88]. Значительного увеличения интенсивности терагерцового импульса можно ожидать при фокусировке фемтосекундного лазерного импульса в дифракционный предел.

Таким образом, представленные результаты ясно демонстрируют, что сильное ТГц излучение, возникающее вследствие переходного излучения улетающих высокоэнергетических электронов, генерируемых лазером из твердой (металлической) мишени, имеет форму уникальных полупериодных импульсов. Весьма вероятно, что с учетом развитой теории и проведенного моделирования терагерцовое излучение, наблюдаемое в ряде экспериментов, (см., например, [81, 102]) следует интерпретировать как генерацию униполярных ТГц импульсов. Прямое экспериментальное подтверждение представленного нового взгляда на природу терагерцового излучения, инициируемого лазером, представляет большой интерес. Возможным подходом для их обнаружения может быть электронная или протонная радиография. В заключение подчеркнем, что предложенная теория может быть также применена к количественному описанию переходных поверхностных полей, уточняя ранее представленную двухмерную модель [106].

## 8 Численное моделирование инъекции и ускорения электронов в расширяющейся плазме околоритической плотности в режиме DLA

(ФИАН договор № К 98 – 10 от 03.11.2021)

В данном разделе приведены результаты расчетов воздействия на мишени с преплазмой фемтосекундного лазерного импульса. Моделирование взаимодействия лазерного импульса релятивистской интенсивности с плазмой околоритической плотности производилось с использованием разработанного в ФИАН PIC (particle-in-cell, частица в ячейке) кода Mandor. Все расчеты производились в 2D3V режиме, что существенно снизило требования на вычислительные ресурсы и время, при этом позволяя качественно изучить все процессы, протекающие в плазме. Данное приближение хорошо подходит для первых расчетов, где требуется перебор значительного числа начальных параметров; при этом следует иметь в виду, что количественные оценки в 2D моделировании всегда будут несколько завышенными.

В моделировании лазерный импульс длительностью 50 фс на длине волны 1 мкм фокусировался в пятно 4 мкм (эти параметры соответствуют лазеру в МГУ) до пиковой интенсивности  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Размер расчетной области составлял 70x24 мкм (т.е. длин волн). Шаг по пространству был 0.01 мкм, по времени – 0.015 фс. Начальная энергия электронов была равна нулю. Ионы были неподвижны во время всей симуляции, что верно для рассматриваемых фемтосекундных времен взаимодействия. Мишень задавалась распределением плотности – суммой двух гауссовых функций (Рисунок 8.1a) –  $n_{e0}(\xi) = 0.05n_c \exp[-(\xi/10\lambda)^2] + 0.25n_c \exp[-(\xi/1.5\lambda)^2]$ , где  $\xi$  – координата вдоль нормали к мишени. Максимальная плотность составляла 0.3 критических плотности, а толщина по поперечному сечению – около 5 мкм. Такой профиль электронной концентрации был выбран, основываясь на предыдущем опыте моделирования взаимодействия лазерного импульса, наклонно падающего на оптически плотную плазму, и отражающегося от него. Для таких условий на основе сравнения численных и экспериментальных данных было установлено, что плазменный профиль, формируемый предимпульсом к моменту прихода основного фемтосекундного импульса, представляет собой достаточно резкую границу (с характерным масштабом протяженности около  $\sim 0.25$  длин волн) ближе к твердотельной мишени и протяженный ( $\sim 10$  мкм) слой с концентрацией около  $0.1n_{cr}$  более удаленный от поверхности мишени. В таких условиях реализовывался комбинированный механизм генерации коллимированного электронного пучка

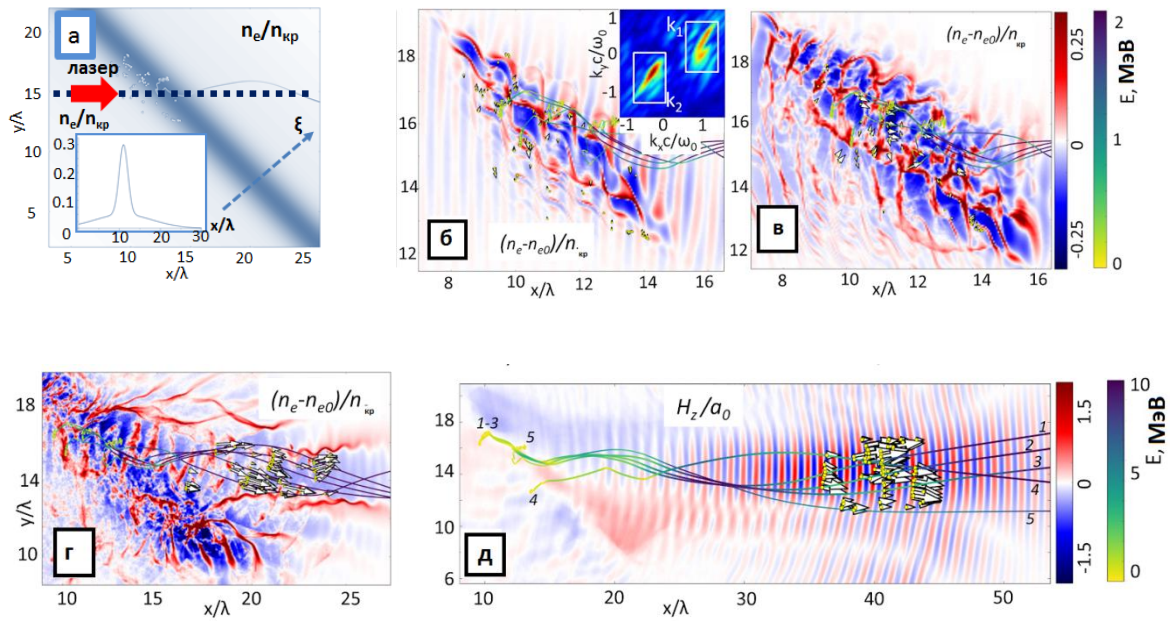


Рисунок 8.1 – Профиль электронной концентрации мишени, используемой в моделировании (а). Образование плазменных волн вблизи  $1/4$  критической плотности (б), переход в нелинейный режим и распад плазменной волны (в), формирование плазменного канала на задней стороне мишени и инжекция электронов (г), траектории электронов в плазменном канале (д). На (б)– (г) показана модуляция электронной концентрации. На (д) на заднем фоне показано магнитное поле  $H_z$  (в плоскости, перпендикулярной рисунку).

На начальном этапе параметрические процессы рамановского рассеяния и двухплазмонного распада в области  $1/4 n_{cr}$  возбуждают плазменные волны, амплитуда которых быстро нарастает. Распад волн порождает большое количество электронов с энергией около нескольких сотен кэВ. Сам лазерный импульс проникает несколько глубже и отражается от слоя с плотностью, определяемой углом падения ( $n_{cr} \cos^2 \alpha$ ). При угле падения в 45 градусов это половина критической. Всё еще достаточно высокая интенсивность отраженного импульса приводит к расталкиванию электронов поперомоторной силой и образованию канала. Часть предускоренных электронов попадает в канал и затем испытывает эффективное бетатронное ускорение (механизм DLA) до нескольких МэВ. Бетатронный резонанс достигается именно за счёт наличия слоя плазмы с достаточно низкой плотностью на большем удалении от мишени. Расходимость формируемого электронного пучка определяется длиной канала и составляет около 0.1– 0.2 рад. Здесь важно отметить как роль области более плотной плазмы ( $1/4$  критической), как источника предускоренных электронов, так и разреженного облака, в котором распространяется импульс в канале. Тем не менее было обнаружено, что эффективность инжекции (количество предускоренных электронов из плазменных волн, ускоренных далее в канале) в такой схеме составляет всего около 10% ( рисунок

8.2). При этом видно, что значительная часть (по оценкам ~50%) электронов из плазменных волн устремляется вглубь мишени примерно вдоль направления распространения падающего импульса (рисунок 8.2). Инжекция этих частиц в канал позволила бы значительно поднять заряд пучка.

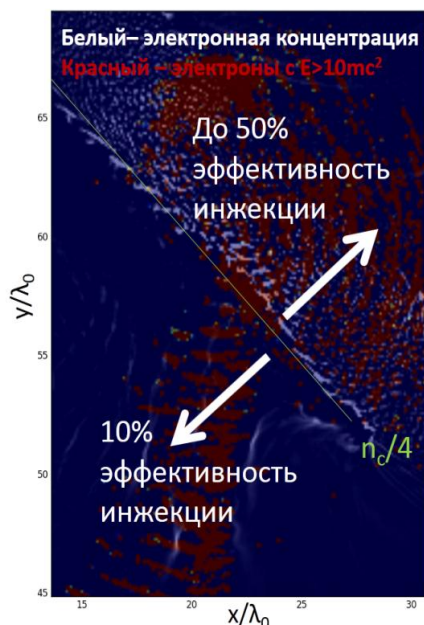


Рисунок 8.2 – Кадр из численного моделирования воздействия импульса на плотную плазму: отклонение электронной концентрации от исходного значения (бело– синие тона) и электроны с энергией выше 500 кэВ (красный цвет). Лазерный импульс падает слева– направо и отражается вниз. Мишень наклонена под углом 45 градусов.

Профиль концентрации как сумма двух гауссовых профилей был выбран именно для того, чтобы рассмотреть ускорение электронов, ускоренных вглубь мишени. Следует отметить, что протяженный слой концентрации на передней стороне мишени уже не будет значительно влиять на процесс ускорения электронов – плазменный канал будет формироваться на задней стороне мишени. Однако в эксперименте данный профиль будет неизбежно присутствовать, поэтому он учитывается и в моделировании.

Результат моделирования с профилем плазмы, представленным на Рисунке 8.1а, выявил в целом идентичную картину ускорения, с основным процессом, приводящим к набору энергии электроном, прямым лазерным ускорением (DLA, direct laser acceleration). Распространение импульса через плазменный профиль приводит к появлению и нарастанию волн параметрической неустойчивости. Можно выделить две основные неустойчивости – вынужденное комбинационное рассеяние – ВКР (или рамановское рассеяние) и двухплазмонный распад (ДПР). Первая образуется в  $\frac{1}{4}$  критической плотности и несколько ниже, тогда как ДПР идёт именно вблизи  $\frac{1}{4} n_{cr}$ . Сами волны (пока еще в относительно линейном режиме) хорошо видны по модуляциям плотности в

моделируемом объеме (рисунок 8.1б). Анализ волновых векторов (спектр на плоскости  $kc/\omega$ , вставка к рисунок 8.1б) указывает на то, что волновой вектор волны ВКР направлен скорее по направлению прошедшего сквозь плазму излучения, тогда как у волны ДПР он скорее лежит вдоль нормали к мишени. Но в рассматриваемом случае отражение почти полностью подавлено. После сильного нарастания и распада параметрических волн электроны начинают ускоряться продольным полем и набирают энергию, определяемую амплитудой поля волны в момент распада:  $E_{\text{волны}} = t\omega v_e/e$ ,  $W_{\text{электрона}} \sim eE_{\text{волны}} \lambda_p/2 \approx mc^2$  в наших условиях (рисунок 8.1в). Следует отметить, что в случае отражения от плотной плазмы ускорение частиц происходит, наоборот, вдоль второго волнового вектора. Но эффект предускорения остаётся по сути тем же. Последняя стадия ускорения начинается, когда импульс попадает в разреженную плазму на задней стороне мишени. Пондеромоторной силой импульс формирует канал, в котором электроны могут дополнительно ускоряться, если поля канала будут удерживать частицы в ускоряющей фазе поля лазерного импульса (рисунок 8.1г д). Наиболее эффективно это происходит, когда частицы попадают в центр временной огибающей импульса. В нашем случае это достигается за счёт того, что скорость распространения импульса через плазму меньше скорости света, и предускоренные электроны не отстают от импульса.

Анализ энергий частиц указывает на повышение максимальной энергии частиц более чем на порядок – до 15 МэВ, а заряд электронного пучка возрастает в пять раз по сравнению с случаем отражения от мишени. Важно отметить, что максимальная энергия электронов напрямую связана с длиной плазменного канала – ускорение идёт до тех пор, пока плотности плазмы достаточно для поддержания бетатронного резонанса, чтобы частицы всё время попадали в ускоряющую фазу лазерного поля.

Также были проанализированы угловые характеристики пучка, а также эмиссию плазмы в оптическом диапазоне. Эти параметры могут быть легко измерены в эксперимента, поэтому их исследование в численном счёте даёт возможность прямого сравнения данных. На рисунке 8.3а представлены угловые диаграммы быстрых электронов, а рисунок 8.3б демонстрирует диаграммы излучения на несущей частоте (красный), удвоенной частоте (синий) и полуторной частоте (зеленый). Наличие последней наглядно свидетельствует о параметрических процессах в плазме.

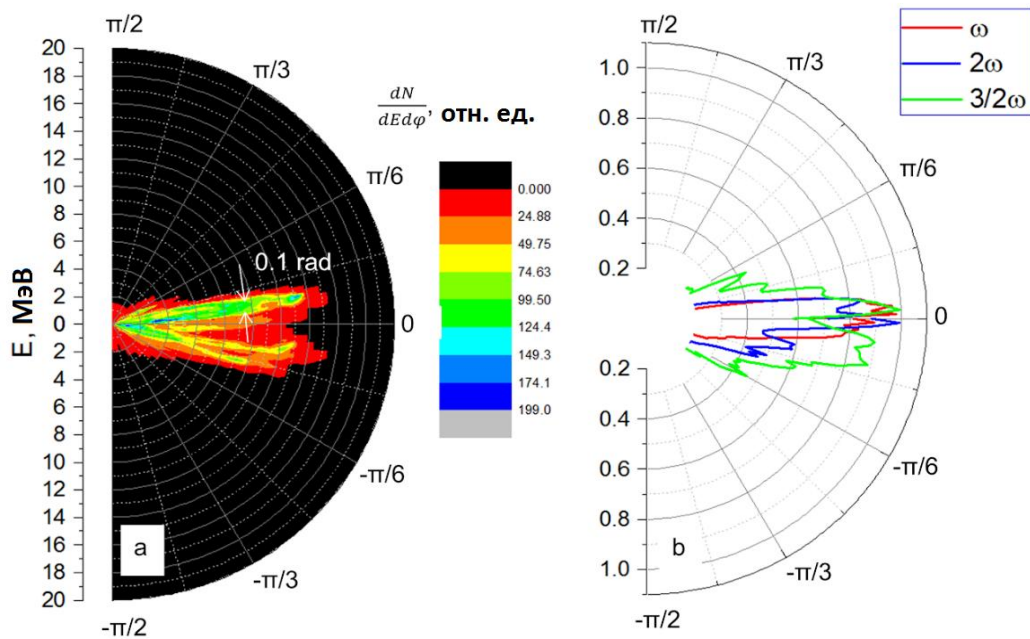


Рисунок 8.3 – Угловые диаграммы направленности электронного пучка (а), излучения плазмы в видимом диапазоне (б) в плоскости поляризации лазерного импульса в положительном направлении оси распространения лазерного импульса

В идеальном случае инжекции электронов в канал их угловое распределение на выходе из канала будет представлять собой конус (либо  $V$ -образный вид на срезе). В нашем случае видна асимметрия распределения частиц и их энергии по конусу – большее число частиц направлено в один из секторов этого конуса. Этот результат – следствие несимметричной инжекции при наклонном падении на плазму. Если бы падение было вдоль нормали, то наблюдался бы равномерный конус. Можно предположить, что случай наклонного падения оказывается более выгодным с точки зрения генерации коллимированного пучка – большее число частиц летит в меньший телесный угол. При этом использование нормального падения может позволить инжектировать большее количество электронов в канал, пусть и с худшей коллимацией, что может быть актуально для задач генерации большого потока нейтронов. Излучение плазмы на удвоенной и полуторных частотах также нельзя назвать равномерным по углу. Можно обратить внимание на повышенную расходимость полуторной гармоники на фоне излучения основной длины волны и второй гармоники.

Также был рассмотрен вопрос дальнейшего увеличения числа электронов, которые испытывают прямое ускорение лазерным импульсом (DLA) в канале. Как было указано выше, длина ускорения определяется длиной области плазмы с оптимальной плотностью, обеспечивающей бетатронный резонанс. В экспериментальных условиях при использовании только твердотельной мишени значительно увеличить длину разреженной

преплазмы ее обратной стороне достаточно проблематично, если не невозможно. Одним из способов обойти это ограничение может быть добавление газовой струи, установленной с задней стороны пленочной мишени. Такой сценарий взаимодействия также был рассмотрен в численном моделировании, чтобы установить, насколько значительное увеличение энергии может быть достигнуто. Для этого на задней части мишени был добавлен равномерный слой относительно разреженной ( $0.05n_{cr}$ ) плазмы, но уже достаточной для того, чтобы бетатронная частота обеспечивала постоянное движение частиц в ускоряющей фазе поля.

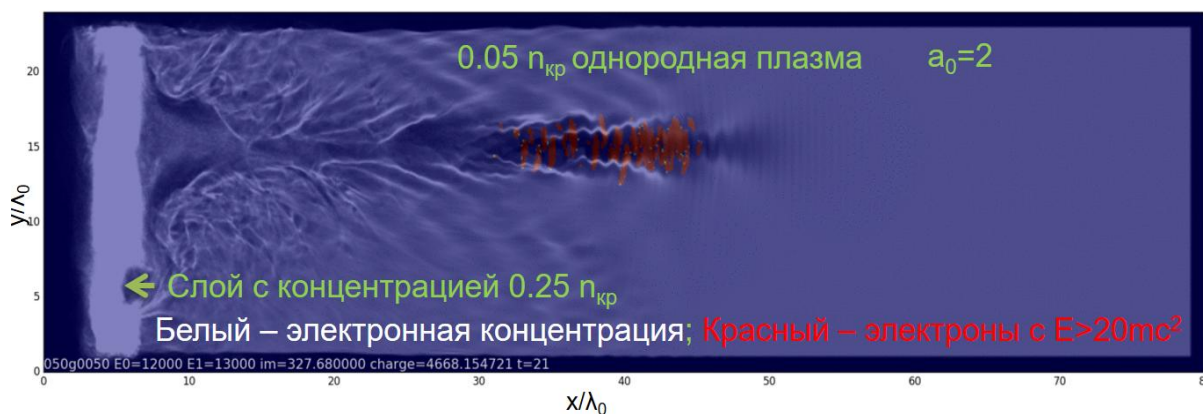


Рисунок 8.4 – Плазменный канал в плазме с однородной плотностью 0.05 критических на задней стороне мишени. Красным цветом обозначены электроны с энергией выше 10 МэВ.

На рисунке 8.4 показан кадр численного моделирования ускорения в присутствии такой плазмы. Хорошо видно, что, во-первых, улучшается коллимация электронного пучка. Это, собственно, связано с длиной канала, или другими словами, отношением продольного импульса частиц к поперечному. Во-вторых, максимальная энергия частиц возрастает до 20 МэВ. В эксперименте необходимую концентрацию электронов может обеспечить, например, ионизованный гелий при давлении 2 атмосферы.

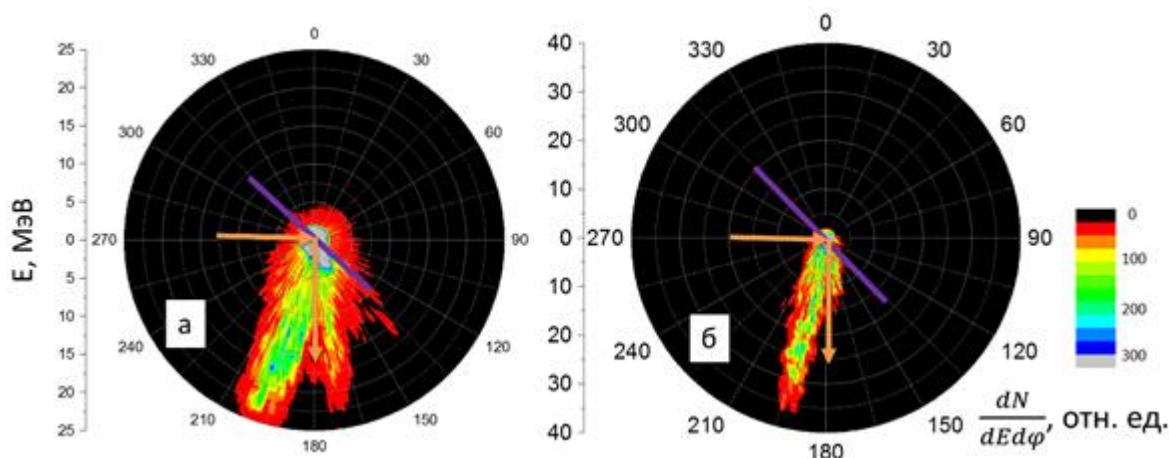




Рисунок 8.5 – Результаты численного моделирования: распределение электронов в пространстве энергия – угол вылета для мощности лазерного импульса 10 ТВт (а) и 40 ТВт (б)

Описанные выше результаты были рассчитаны для 1 ТВт пиковой мощности лазерной системе. Интересно установить диапазон интенсивностей, в котором работает описанная выше модель инжекции и ускорения. Были проведены серии расчетов для интенсивностей  $5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и диаметров лазерного пучка по полувысоте  $4\lambda$  и  $8\lambda$ . Распределения электронов по энергиям и углам в ускоренных лазерным импульсом пучках представлены на рисунке 8.5. При мощностях 10 ТВт и 40 ТВт можно получить хорошо коллимированные пучки с максимальными энергиями до 25 МэВ и 40 МэВ, соответственно. При интенсивностях  $> 5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> световое давление становится настолько большим, что электроны выбрасываются из области взаимодействия, не успев образовать плазменные волны, и происходит подавление параметрических процессов, необходимых для эффективной инжекции. Поэтому дальнейшее увеличение интенсивности для увеличения выхода и энергий электронов не является оптимальным. Для улучшения эффективности ускорения электронов представляется более выгодным увеличивать диаметр падающего лазерного импульса, что позволит увеличить площадь инжекции, а также длину ускорения из-за меньшей расходимости более широкого импульса.

**9 Разработка и подготовка экспериментальной схемы и методов исследования ускорения электронов в режимах DLA и самозахвата света**  
( ФИАН договор № К 98 – 10 от 03.11.2021)

Для экспериментальной проверки рассматриваемых механизмов ускорения электронов предложена экспериментальная схема, позволяющая осуществлять взаимодействие короткого лазерного импульса с плазмой околоритической плотности, а также ряд диагностических методов для регистрации пучка ускоренных электронов (соответствует постановке 1.4 технического задания). Первые эксперименты планируется проводить на небольшой 1ТВт Ti:Sa лазерной системе МГУ, которая работает с частотой повторения 10 Гц, что позволит быстро набрать необходимую статистику, а также наладить работу созданного диагностического оборудования. Принципиальная схема установки представлена на рисунке 9.1.

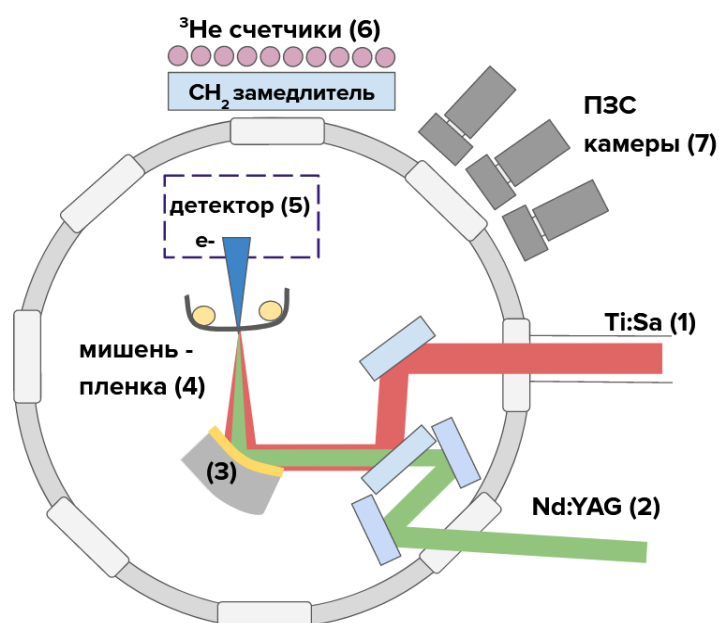


Рисунок 9.1 – Принципиальная схема эксперимента. 1 – фемтосекундное лазерное излучение, 2 – наносекундное лазерное излучение, 3 – внеосевое параболическое зеркало ( $f=10$  см), 4 – мишень– пленка, 5 – положение детектора (см. описание далее), 6 – массив из десяти  $^3\text{He}$ – счетчиков и пластиковый замедлитель, 7 – ПЗС– видеокамеры с различными фильтрами.

Фемтосекундный лазерный импульс (Ti:Sa, 800 нм, 50 фс, 50 мДж, максимально достижимая интенсивность в вакууме  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) и наносекундный лазерный импульс (Nd:YAG, 1064 нм, 200 мДж, 10 нс, интенсивность до  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) заводятся в вакуумную камеру с остаточным давлением порядка не более  $10^{-2}$  Торр и фокусируются внеосевым параболическим зеркалом ( $F=10$  см) на твердотельную мишень. Выбор твердотельной мишени обусловлен необходимостью создания высокой концентрации

электронов ( $\sim 0.25n_{cr}$ ) в области взаимодействия. Так как лазерное излучение должно проходить сквозь мишень, ее толщина должна быть небольшой ( $\sim$  нескольких десятков мкм). В данной работе в качестве мишени предлагается использовать лавсановую ленту, установленную на лентопротяжном механизме, который сдвигает мишень после каждого лазерного выстрела. Фото разработанного механизма представлено на рисунке 9.2. Катушки (съемная и приемная) с пленкой надеваются на валы шаговых двигателей. Съемный вал вращается с некоторым усилием для создания натяжения на пленке приемный вал вращается шаговым двигателем со скоростью, обеспечивающей смещение  $\sim 4$  см/с, достаточное для того, чтобы область абляции мишени от одного лазерного выстрела не влияла на следующий за ним. Между валами установлена направляющая для обеспечения стабильности плоскости мишени. Методом теневой диагностики было установлено, что в данном механизме плоскость мишени стабилизирована с точностью  $\sim 10$  мкм, что является достаточным, т.к. длина перетяжки лазерного импульса составляет 30– 40 мкм. Эта точность может быть улучшена путем установки дополнительных направляющих.



Рисунок 9.2 – Фотография лентопротяжного механизма для лавсановой пленки.

Данная мишень сначала предионизируется наносекундным импульсом Nd:YAG лазера, для создания профиля концентрации, аналогичного рассмотренному в моделировании, а затем (через несколько наносекунд) с уже сформированным профилем взаимодействует основное излучение Ti:Sa лазера. В установке существует возможность подстройки временной задержки между этими двумя импульсами с шагом в 0.5 нс, что позволяет во время эксперимента регулировать профиль плотности (т.к. в зависимости от времени разлета плотности концентрация будет значительно изменяться) для получения оптимальных результатов.

Для регистрации параметров пучка ускоренных электронов, полученных в таком лазерно– плазменном взаимодействии, предлагается использовать широкий ряд

диагностических методов. Для прямой регистрации диагностики должны устанавливаться на пути пучка электронов (Рисунок 9.1, детектор (5)). Визуализация пространственного распределения электронов будет производиться с использованием сцинтилляционного экрана Kodak LANEX, чувствительного к электронам в широком диапазоне энергий (1 МэВ – 1 ГэВ), и короткофокусного объектива, переносящего изображение на ПЗС камеру. Для отсечки по энергии возможно использование различных фильтров, например вольфрамовых пластин (390 мкм отсекает электроны с энергией  $E < 3$  МэВ, 260 мкм – с энергией  $E < 2$  МэВ и т.д.).

Для регистрации спектра электронов в данной схеме можно просто заменить фильтры для отсечки по энергии на систему постоянных магнитов с индукцией 0.2– 0.5 Тл (точный выбор магнитов зависит от необходимого диапазона энергий и энергетического разрешения).

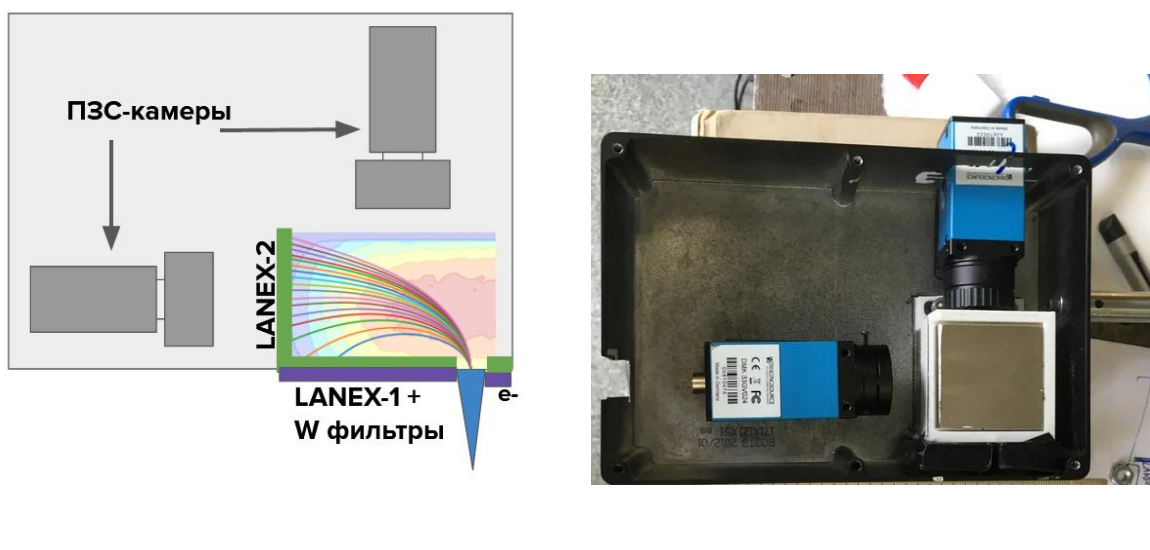


Рисунок 9.3 – Принципиальная схема и собранный прототип диагностики, позволяющей регистрировать спектр и пространственное распределение электронного пучка.

Также возможна одновременная регистрация пространственного распределения электронов и их спектра (рисунок 9.3). В этом случае магнитная система добавляется после фильтров и сцинтиллятора LANEX. Часть электронного пучка, попавшая в коллиматор, испытывает отклонение в магнитном поле и вызовет свечение дополнительной пластины сцинтиллятора, расположенной перпендикулярно пучку. По этому свечению, зная распределение магнитного поля, можно восстановить исходный спектр электронов. Электроны, не попавшие в коллиматор, пройдут через фильтры и вызовут свечение первой пластины, соответственно будет зарегистрирована форма пучка. Стоит отметить, что эти электроны, потеряв энергию и изменив направление распространения после

фильтров, также попадут в магнитное поле, отклонятся, и могут вызвать паразитное свечение сцинтиллятора. На данный момент был собран прототип такой диагностики (рисунок 9.3) и проводятся исследования, направленные на уменьшение данного эффекта.

Для оценки заряда электронного пучка предлагается использовать разработанную ранее и успешно применяемую методику, основанную на регистрации выхода нейтронов в фотоядерных реакциях. Для этого в область детектора устанавливается вторичная мишень из материала с порогом реакции ниже, чем энергия электронов пучка (в области около 1–10 МэВ это может быть Be, D<sub>2</sub>O, W, Pb) и, при необходимости, мишень– конвертер с высоким зарядовым числом. При прохождении электронного пучка через конвертер или саму мишень происходит генерация тормозного излучения, которое затем вызывает фотоядерную реакцию ( $\gamma, n$ ). Полученные нейтроны сначала замедляются, и затем регистрируются массивом из десяти <sup>3</sup>He – счетчиков СМ– 19 (рисунок 9.1(б)). Наличие замедлителя позволяет сместить сигнал от нейтронов на десятки мкс после прихода основного импульса, что позволяет избавиться от отклика детектора на рентгеновское излучение. Затем, по измеренному количеству нейтронов возможно восстановить исходный заряд электронов, имеющих энергию выше порога реакции, проведя моделирование с известной геометрией установки в пакете GEANT4.

Некоторые из этих методов можно использовать параллельно, собирая максимально большое количество информации о параметрах взаимодействия в каждом лазерном выстреле. Например, возможна одновременная регистрация оптического излучения плазмы ПЗС– камерами, пространственного распределения пучка и спектра электронов сцинтиллятором LANEX, его заряда фотоядерной методикой при использовании материала фильтров для отсечки с порогом фотоядерной реакции ниже, чем энергия электронов в пучке. Сбор всех данных, осуществленный с привязкой к номеру выстрела, позволяет эффективно исследовать физику лазерно– плазменного взаимодействия, а также контролировать и, при необходимости, изменять параметры эксперимента. Особенно важным такой подход является на установках с более низкой частотой повторения импульсов.

Следует отметить, что описанные экспериментальная схема и методы исследования ускорения электронов применимы не только к режиму прямого ускорения электронов (DLA), но и к режиму эффективного ускорения электронов при самозахвате лазерного импульса [108]. Так, для реализации последнего наиболее предпочтительной выглядит использование газовой струи в качестве мишени, которая имеется в наличии и, также как в случае мишень– пленка, могла бы преионизироваться наносекундным импульсом при необходимости (для повышения эффективности лазер– плазменного взаимодействия). Для

осуществления режима самозахвата лазерного импульса (см. раздел 8) необходимо выполнение условия согласования амплитуды лазерного поля ( $a_0$ ) и радиуса ( $R$ ) пятна фокусировки лазерного импульса с электронной плотностью мишени, т.е.  $n_e/n_{cr} = 0.072 a_0(\lambda/R)^2$ . Это при пятне фокусировки в 3–4  $\lambda$  приводит к плотности мишени на уровне  $n_e \approx 1\%$  от критической плотности,  $n_{cr}$ . Соответственно, наилучшие параметры (число частиц и их характерная энергия) будут достигаться экспериментальным варьированием положения фокуса на восходящем участке профиля неоднородности струи с соответствующим варьированием параметров в приведенном условии согласования. Не исключено, что контролируемая преплазма, образованная нс-импульсом у поверхности пленки, также может быть использована в качестве мишени для реализации режима самозахвата. Получение протяженной преплазмы с предполагаемыми достаточно низкими плотностями потребует более продолжительной задержки между наносекундным импульсом, формирующим преплазму, и основным коротким лазерным импульсом. Также вероятно, что для последнего потребуются оптимизация по углу падения на преплазму.

## **10 Анализ эффективности генерации вторичного излучения в предельно сходящейся лазерной волне дипольной конфигурации**

Несомненно, что выбор оптимальных условий для построения эффективного источника рентгеновского и гамма излучения в зависимости от планируемых характеристик должен в первую очередь базироваться на анализе взаимодействия с плазменными мишенями различных предельных конфигураций лазерных полей, как базовых дипольных конфигураций магнитного и электрического типов, так и их комбинаций или модификаций. Ранее нами рассматривалась возможность построения гамма- источника при пробое вакуума и рождении электрон- позитронной плазмы с помощью электро- дипольной волны, что требовало весьма высоких лазерных мощностей, по сути лазеров 10- ПВтного класса и более [109– 111]. В рамках текущего же этапа основное внимание было уделено новой конфигурации поля, а именно, анализу задачи о возможности создания гамма- источника при помощи оптимально сфокусированного лазерного излучения в форме идеальной дипольной волны магнитного типа, взаимодействующего с компактными плазменными мишенями. Основное внимание мы уделили петаваттным или мультипетаваттным уровня мощности, так как установки подобного класса в настоящее время становятся все более доступными и активно исследуются в том числе для создания источника гамма- фотонов. Для теоретического (численного) исследования свойств источника на основе оптимально сфокусированного лазерного излучения была рассмотрена задача о взаимодействии идеальной волны дипольной конфигурации с плотной мишенью микронного размера.

Идеальная дипольная волна является идеализированным предельным случаем оптимальной ( $4\pi$ ) фокусировки [112], что позволит определить предельно достижимые характеристики источника. В то же время, подобная конфигурация поля может быть эффективно смоделирована конечным числом пучков, расположенных в один или два пояса вблизи экваториальной плоскости [109,110]. Структура излучения представляет собой инвертированное излучение диполя. Существует два типа идеальной дипольной волны: электрический тип (электродипольная волна) и магнитный тип (магнитодипольная волна), максимизирующие электрическое и магнитное поле в центре области взаимодействия, соответственно. В данном проекте будут рассмотрены оба типа идеальной дипольной волны, так как разная структура полей позволит получить разные свойства источника гамма- фотонов.

Плазменная мишень в такой постановке задачи выступает источником заряженных частиц. Концептуально, идея предлагаемого источника может быть описана следующим образом. Сильно сфокусированное лазерное излучение петаваттного уровня мощности

падает на плотную мишень и сгребает частицы к центру. Заряженные частицы (электроны), ускоряясь в поле лазерного импульса, набирают энергию до ультррелятивистского уровня. В дальнейшем эти частицы могут излучить энергию в виде гамма фотонов в результате нелинейного обратного комптоновского эффекта. Характерные энергии излучаемых фотонов при достаточной большой мощности падающего излучения при этом могут достигать нескольких ГэВ, а диаграмма направленности определяется траекториями движения родительских частиц, а, следовательно, структурой лазерного поля. Подобные высокоэнергичные фотоны в сильном поле в результате нелинейного процесса Брейта– Уиллера могут приводить к рождению электрон– позитронной пары. Рожденные вторичные заряженные частицы, в свою очередь, ускоряясь в электрическом поле лазерного импульса и излучая гамма– фотоны, могут увеличивать эффективность предложенного гамма– источника. В рассматриваемом диапазоне мощностей ( $< 10$  ПВт) эффект рождения вторичных заряженных частиц проявляется слабо.

Аналитическое описание движения частиц в сильно неоднородном поле с учетом радиационных потерь является весьма затруднительным, поэтому основным инструментом при рассмотрении самосогласованной динамики в остро сфокусированных сверхсильных лазерных полях является численное моделирование. В частности, это связано со стохастичностью процессов излучения фотонов, поскольку необходимо учитывать спектральную плотность вероятности излучения фотонов. Численное моделирование, основанное на методе частиц в ячейках, позволяет детально исследовать процессы взаимодействия в условиях интенсивного излучения фотонов. В рамках этого метода функции распределения моделируются большим количеством макрочастиц, каждая из которых состоит из некоторого числа реальных частиц, называемого фактор частицы. Для определения действующих на частицы электромагнитных полей решаются уравнения Максвелла методом конечных разностей с учетом токов, создаваемых частицами.

В наших расчетах использовался программный код PICADOR [113], включающий специальный модуль для описания процесса рождения и распада фотонов, основанный на методе Монте– Карло. На каждом временном шаге, с возможностью его подразбиения в случае необходимости, для каждой частицы с помощью случайных чисел определяется, происходит излучение фотона или происходит её распад в зависимости от типа частицы. Излучение и распад фотонов определяются спектральными плотностями вероятности, полученными в рамках квантовой электродинамики в приближении постоянных скрещенных полей (Local Constant Field Approximation, LCFA).



Расчетная область представляла собой куб со стороной  $6$  длин волн с разрешением  $768$  точек по каждому направлению. Пространственное разрешение составляло  $1/128$  длины волны, а временное –  $1/300$  лазерного периода. Для квантовых процессов изучения фотонов и рождения электрон–позитронных пар временной шаг подбирался автоматически в рамках используемых программных модулей.

Дипольная волна задавалась с помощью токов, распределенных на границе расчетной области. Использовалась методика локальных задержек генерации поля в зависимости от положения на границе расчетной области для формирования сферического фазового фронта. Фокус дипольной волны совпадал с центром расчетной области. Временная форма импульса задавалась в виде огибающей  $\sin^2$  с высокочастотным заполнением с длиной волны  $\lambda = 0.9$  мкм, что соответствует лазерному периоду  $T = 3$  фс. Длительность импульса составляла  $10$  периодов лазерного поля, т.е.  $30$  фс. Мощность дипольной волны была выбрана в диапазоне  $1–10$  ПВт, что меньше порога возникновения самоподдерживающегося электродинамического каскада.

В качестве мишеней были выбраны два типа мишени: проволочка (wire), представляющая собой длинный цилиндр радиусом  $0.25 \lambda$  и сфера (sphere) радиусом  $0.5 \lambda$ . Плотность мишени в обоих случаях составляла  $10 \text{ нс}$  ( $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), где  $\text{нс}$  – критическая концентрация плазмы. На первом этапе проекта выбор детальных параметров мишени был до некоторой степени произвольным, так как основной целью было определение зависимости параметров взаимодействия (энергии гамма–фотонов, эффективности конверсии энергии импульса в гамма–фотоны) от типа мишени. Начальное число макрочастиц составляло  $2 \cdot 10^7$  для каждого типа частиц. Полное время моделирования составляло около  $40$  периодов. С такими параметрами расчета моделирование было достаточно ресурсоемким, каждый запуск выполнялся от  $14$  до  $24$  часов на  $8$  узлах вычислительных ресурсов МСЦ РАН. Для анализа полученных результатов использовались распределения полей и частиц в центральных сечениях, спектры заряженных частиц и фотонов, вышедших из области взаимодействия, а также эффективность конверсии энергии лазерного излучения в энергию фотонов.

Отличительной особенностью изучаемых режимов взаимодействия от режимов, реализуемых при больших мощностях и рассмотренных ранее [ref2, ref3], является отсутствие развития самоподдерживающегося каскада, что существенно ограничивает количество заряженных частиц в области взаимодействия. При взаимодействии дипольной волны с плазменной мишенью затравочные частицы мишени сгребаются в центр области взаимодействия. На Рисунке 10.1. кратко представлена динамика взаимодействия лазерного импульса длительностью  $30$  фс в форме идеальной дипольной

волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде проволоочки радиусом  $0.25 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт. После сжатия мишени частицы выталкиваются по оси  $z$ , а излучаемые фотоны формируют облако в центральной части области взаимодействия и излучаются, главным образом, в радиальном направлении. Данная динамика слабо меняется в анализируемом диапазоне мощностей, однако, как видно из зависимости плотности электронов от времени, динамика сжатия может быть достаточно сложной, а плотность электронов может достигать значений, превышающих  $600 \text{ пс}$  ( $> 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ). Максимальная плотность фотонов достигается позже момента максимального сжатия, на переднем фронте импульса и растет примерно до  $10^{23} \text{ см}^{-3}$  для мощности 10 ПВт. Как видно из рисунка, в процессе взаимодействия в результате распада фотона в сильном поле рождаются электрон–позитронные пары, однако даже для наибольшей рассмотренной мощности 10 ПВт их плотность остается малой, и они не играют существенной роли в динамике системы. Следует отметить, что во всех рассмотренных случаях даже при сжатии мишени лазерное поле остается невозмущенным.

На рисунке 10.2 представлены спектры электронов и фотонов, вышедших из области взаимодействия. Основная тенденция, наблюдаемая здесь это то, что максимальная энергия, которую может иметь частица, растет с ростом мощности лазерного импульса и достигает 1 ГэВ для мощности 10 ПВт. Это объясняется тем, что заряженные частицы набирают энергию в поле лазерной волны, максимальная энергия пропорциональна амплитуде поля, а максимальная энергия фотона ограничена энергией электрона. Т.к. в процессе движения по сложным траекториям электроны излучают энергию в виде фотонов, максимальная энергия вышедших электронов меньше и достигает 0.6 ГэВ для мощности 10 ПВт. Следует отметить, что спектр частиц спадает достаточно быстро, поэтому максимальная энергия частиц не является надежной характеристикой с точки зрения суммарной энергетике. Можно ввести понятие максимальной энергии по уровню  $1\% W_{1\%}$ , для которой суммарная энергия частиц с энергией, превышающей эту границу, составляет  $1\%$  от полной энергии. Как показывает анализ результатов, данная величина из–за резкого спада спектров меньше максимальной энергии и достигает примерно 0.45 ГэВ для мощности 10 ПВт.

На рисунке 10.3 представлены диаграммы направленности вылетающих электронов и фотонов. Данный рисунок демонстрирует обсуждаемые ранее особенности разлета частиц. Электроны выталкиваются из неоднородного поля волны, в основном в направлении оси  $z$ , что соответствует двум максимумам вблизи значений  $0$  и  $\pi$  угла  $\theta$ . Следует отметить, что на данном графике представлена зависимость энергии, в телесный

угол, поэтому минимум на этих углах объясняется малым телесным углом в данных направлениях. При мощности волны 10 ПВт хорошо различим пик вблизи направления  $\pi/2$ . Появление данного пика объясняется формированием пробойной структуры плазмы при приближении мощности волны к мощности пробоя вакуума (10 ПВт для магнитодипольной волны). Кроме того, следует подчеркнуть, что данный пик остается малым, т.к. диаграмма направленности построена в логарифмическом масштабе. Фотоны в свою очередь излучаются преимущественно по радиусу, что соответствует пику вблизи угла  $\pi/2$ . При приближении мощности лазерного импульса к 10 ПВт диаграмма направленности становится более узкой. Это также является следствием формирования пробойной структуры плазмы вблизи плоскости  $z=0$ .

На рисунке 10.4 представлена динамика взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде сферы радиусом  $0.5 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт. После сжатия мишени частицы выталкиваются по оси  $z$ , а излучаемые фотоны формируют облако в центральной части области взаимодействия. Как и в случае мишени в форме проволоочки, динамика слабо меняется в анализируемом диапазоне мощностей. Динамика сжатия становится более выраженной, наблюдается один ярко выраженный максимум плотности электронов, а плотность электронов может достигать значений, превышающих  $800 \text{ пс}$  ( $> 8 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ). С точки зрения генерации фотонов данный эффект играет скорее негативный эффект, т.к. в момент прихода основного импульса плотность электронов в области взаимодействия ниже, чем для проволоочки, поэтому максимальная плотность фотонов ниже и не превышает  $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  для всех рассмотренных мощностей. Данное обстоятельство существенно сказывается на эффективности конверсии энергии лазерного излучения в энергию фотонов.

Рассмотренные спектры и диаграммы направленности, представленные на рисунках 10.5., 10.6., имеют те же особенности, что и для мишени в виде проволоочки, что говорит о том, что отличия в излучении фотонов для двух таких типов мишеней имеют скорее количественные отличия, чем качественные.

На рисунке 10.7(а) представлена эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию фотонов в зависимости от мощности лазерного импульса при взаимодействии лазерного импульса длительностью 30 фс в форме дипольной волны магнитного типа для двух рассмотренных типов плазменных мишеней. Как было показано ранее, основная доля фотонов в рассматриваемом диапазоне мощностей рождается в процессе сжатия мишени на переднем фронте импульса. Итоговая эффективность преобразования составляет порядка  $10^{-4}$ , достигая максимума  $2.5 \cdot 10^{-4}$  для мишени в

виде проволоочки радиусом  $0.25 \lambda$ . На рисунке 10.7 (b) представлена максимальная энергия, посчитанная по уровню 1% (выше этой границы частицы имеют суммарную энергию равной 1% от полной энергии частиц). С ростом мощности данная максимальная энергия растет и достигает около 0.5 ГэВ для обоих типов мишеней.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что решающим фактором для рассмотренных мишеней остается мощность падающей волны, а с точки зрения количественных характеристик, небольшое преимущество имеет мишень в виде проволоочки. Вместе с тем требуется оптимизация мишеней с точки зрения их размеров и плотности.

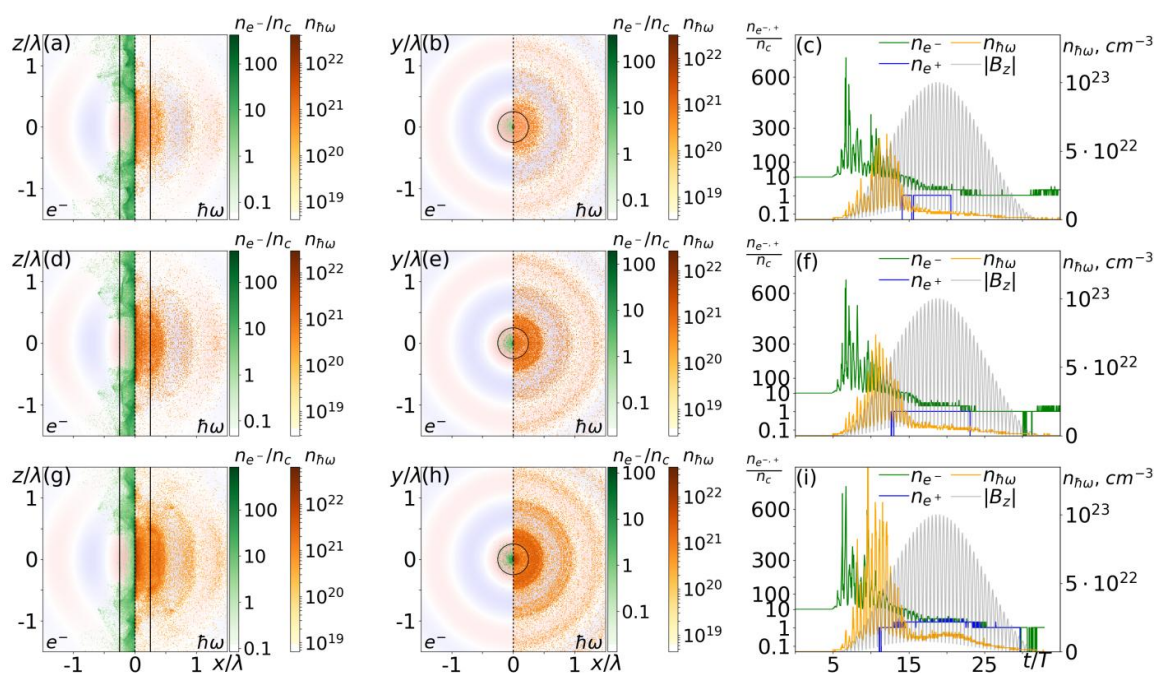


Рисунок 10.1 – Динамика взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде проволоочки радиусом  $0.25 \lambda$  для разных мощностей: (a– c) 3 ПВт, (d– f) 5 ПВт, (g– i) 10 ПВт. (a,d,e)

Распределение концентрации электронов (слева, зеленый) и фотонов (справа, оранжевый) в сечении  $y=0$  в процессе сжатия мишени в момент близкий к максимальной плотности фотонов  $t=10T$ . (b,e,h) Распределение концентрации электронов (слева, зеленый) и фотонов (справа, оранжевый) в сечении  $z=0$  в тот же момент времени. Черные линии отображают границы мишени до сжатия. Распределения электронов и фотонов симметричны относительно оси  $x=0$ , поэтому для экономии места каждого типа частиц приводится только половина полного распределения. (c,f,i) Временная динамика сжатия мишени и генерации фотонов. Зеленая и синяя кривые представляют максимальные плотности электронов и позитронов в сечении  $z=0$ , нормированные на критическое

значение пс. Шкала линейная выше 10 пс и логарифмическая ниже 10 пс. Оранжевая кривая представляет плотность фотонов и отображена в линейном масштабе. Серая кривая демонстрирует магнитное поле в центре.

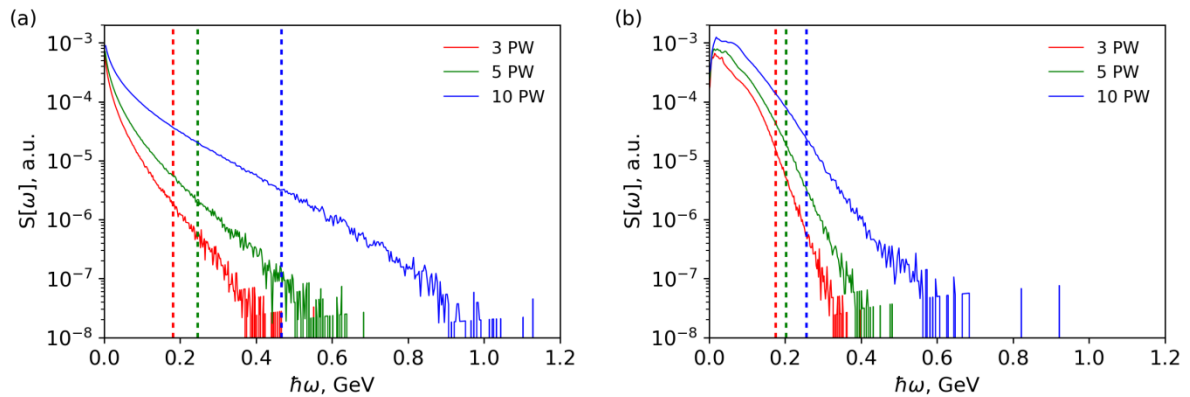


Рисунок 10.2 – Спектры (а) фотонов, (б) электронов, вышедших из области взаимодействия, нормированные на число частиц, при взаимодействии взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде проволоочки радиусом  $0.25 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт. Пунктирная прямая показывает уровень энергии W1%.

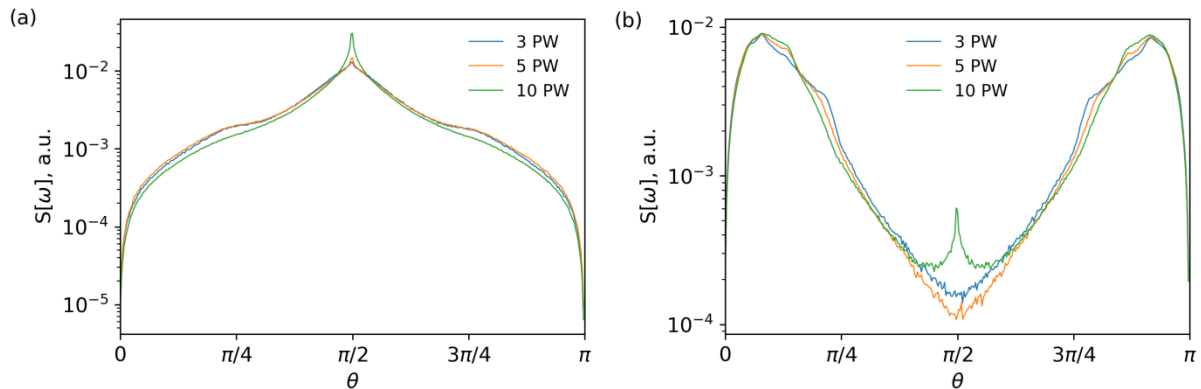


Рисунок 10.3. Диаграмма направленности (а) фотонов, (б) электронов, вышедших из области взаимодействия, нормированные на число частиц, при взаимодействии взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде проволоочки радиусом  $0.25 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт.

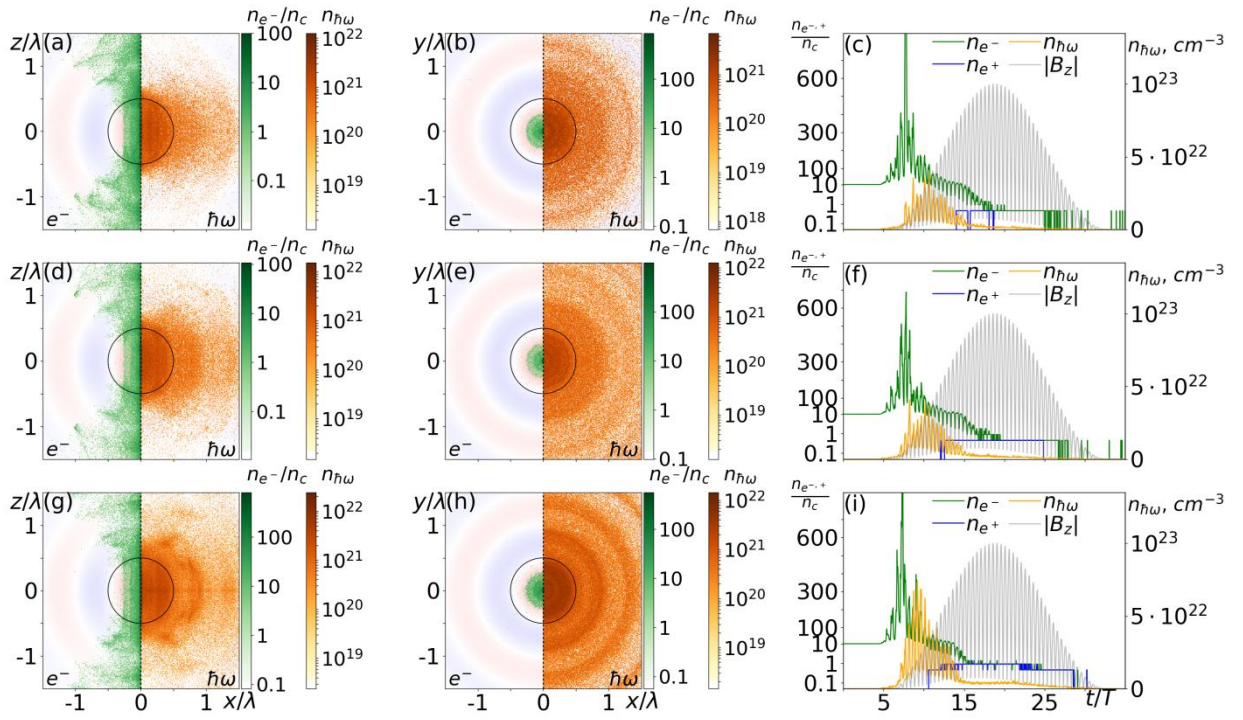


Рисунок 10.4 – Динамика взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде сферы радиусом  $0.5 \lambda$  для разных мощностей: (а– с) 3 ПВт, (d– f) 5 ПВт, (g– i) 10 ПВт. Легенда та же, что и на рисунке 10.1.

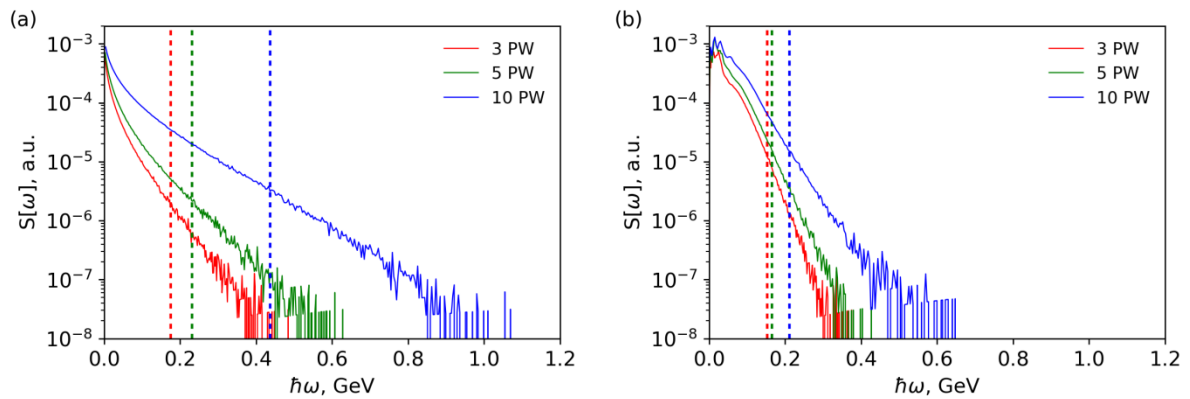


Рисунок 10.5 – Спектры (а) фотонов, (b) электронов, вышедших из области взаимодействия, нормированные на число частиц, при взаимодействии взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде сферы радиусом  $0.5 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт. Пунктирная прямая показывает уровень энергии W1%.

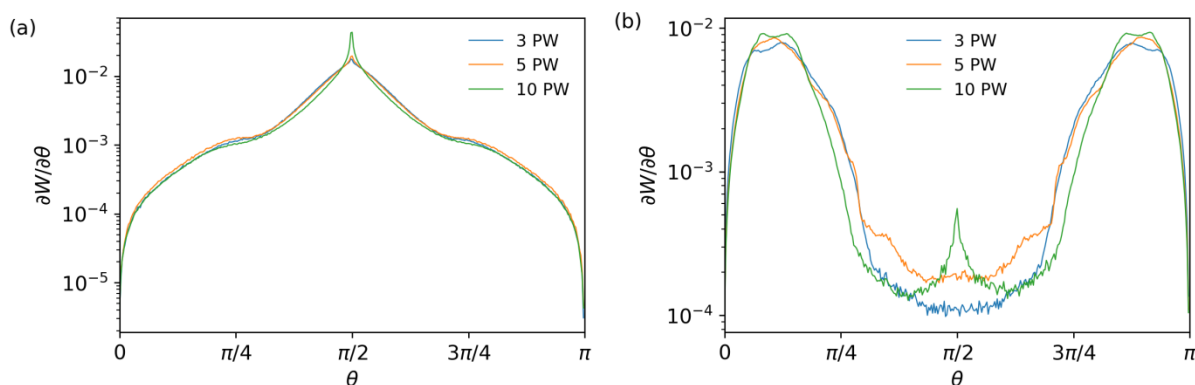


Рисунок 10.6 – Диаграмма направленности (а) фотонов, (б) электронов, вышедших из области взаимодействия, нормированные на число частиц, при взаимодействии взаимодействия лазерного импульса длительностью 30 фс в форме идеальной дипольной волны магнитного типа с плазменной мишенью в виде сферы радиусом  $0.5 \lambda$  для разных мощностей: 3 ПВт, 5 ПВт и 10 ПВт.

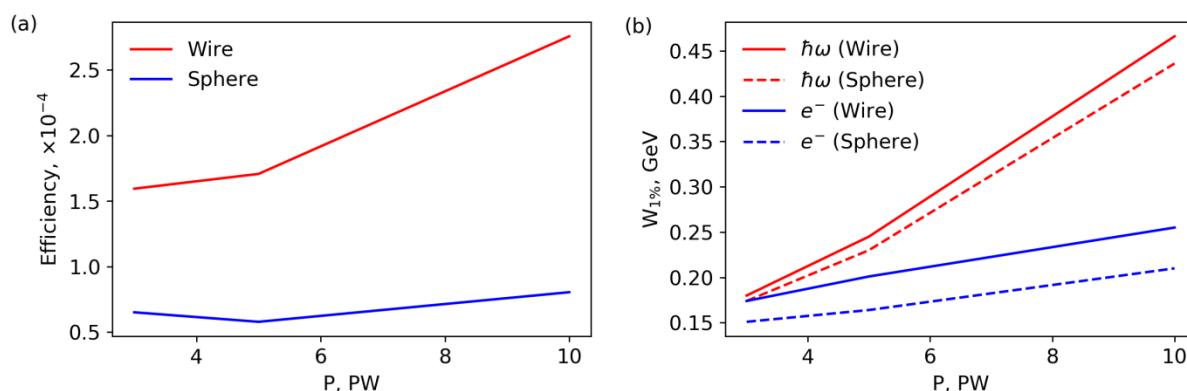


Рисунок 10.7(а) – Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию фотонов в зависимости от мощности лазерного импульса при взаимодействии лазерного импульса длительностью 30 фс в форме дипольной волны магнитного типа с плазменными мишенями в виде проволочки радиусом  $0.25 \lambda$  (Wire) или сферы радиусом  $0.5 \lambda$  (Sphere). (б) Максимальная энергия фотонов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия), вышедших из области взаимодействия, посчитанная по уровню 1%.

## 11 Поиск оптимальных конфигураций магнитной системы, системы формирования ионного пучка, нейтроногенерирующей мишени макета нейтронного генератора ИПФ РАН

Магнитная ловушка для нейтронного генератора на базе ЭЦР ионного источника состоит из постоянных магнитов. Материал магнита – NdFeB (N48). Ловушка является осесимметричным пробкотроном. Из-за того, что используются постоянные магниты (а не соленоиды), вне ловушки находятся каспы на оси системы. Общий вид магнитной системы показан на рисунке 11.1. Магнитная система однозначно задается своими параметрами.

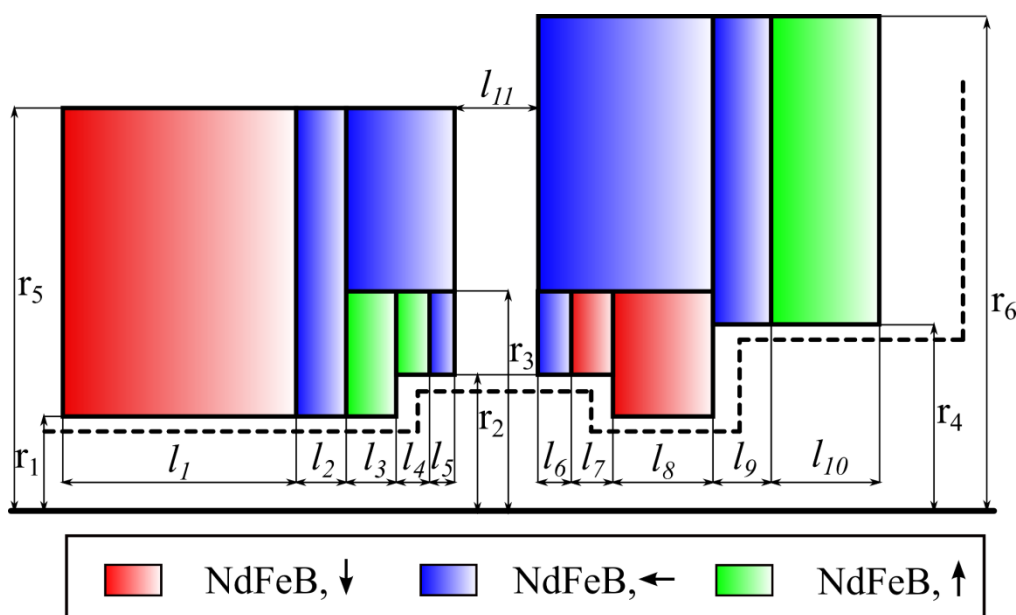


Рисунок 11.1 – Вид магнитной системы и ее геометрические параметры.

Пунктиром обозначен приблизительный внутренний профиль плазменной камеры. Ловушка осесимметричная (ось симметрии обозначена горизонтальной линией снизу). Цветом указано направление вектора намагниченности. СВЧ излучение подается слева в плазменную камеру, а ионный пучок извлекается справа

Основными характеристиками ловушки, рассматриваемыми в данном случае, являются: значения магнитного поля в пробках на оси симметрии, значение магнитного поля на оси в минимуме, расстояние между пробками, расположение пробки со стороны экстракции ионного пучка (справа) относительно ловушки. Для удобного извлечения ионов из ловушки (расположения системы формирования пучка) магнит имеет расширение внутреннего диаметра справа.

К магнитной системе предъявляются следующие основные требования. Значение магнитного поля в пробках должно быть примерно 1.5 Тл, что определяется оптимальными условиями нагрева плазмы и зависит от частоты СВЧ излучения. В данном



ионном источнике предполагается использование излучения гиротрона (частота 28 ГГц, мощность до 10 кВт в непрерывном режиме). Резонансное магнитное поле в таком случае составляет 1 Тл. Поле в пробке магнитной ловушки должно быть выше резонансного для обеспечения эффективного нагрева плазмы. Поперечный размер области, заполненной плазмой, должен быть увеличен по сравнению с существующей магнитной системой на установке GISMO.

Увеличение поперечного размера плазмы можно достичь за счет увеличения поперечного сечения плазменной камеры в широкой части силовой трубки. При этом нет необходимости в увеличении поперечного сечения плазменной камеры вблизи пробок. Это позволяет сохранить малый внутренний диаметр магнита и создать магнитное поле необходимой величины с использованием значительно меньшей массы материала магнитов.

Магнитная ловушка состоит из двух половин, разделенных промежутком, в котором магниты отсутствуют. Это связано с конструкцией плазменной камеры и необходимо для сборки плазменной установки (которая включает плазменную камеру и магнитную систему). Для исследования плазмы ЭЦР разряда в плазменной камере предусмотрены порты диагностики, расположенные в пространстве между магнитами.

В целях оптимизации магнитной системы проводились следующие исследования. Конфигурация магнитной ловушки задается параметрами, указанными на рисунке 11.1. Значения некоторых из параметров  $l_1 - l_{11}$ ,  $r_1 - r_6$  являются заданными ( $r_1 = 25$  мм,  $r_2 = 40$  мм,  $r_4 = 80$  мм,  $l_{11} = 50$  мм,  $l_9 + l_{10} = 150$  мм). По остальным должна производиться оптимизация. Параметры  $l_1$ ,  $r_5$  и  $r_6$  стоит выделить в отдельную группу, так как поле в ловушке монотонно зависит от их значения. Но вместе с увеличением этих параметров повышается и масса магнита, которую также надо учитывать. Поэтому оптимизация параметров  $l_1$ ,  $r_5$  и  $r_6$  будет производиться в последнюю очередь. Из-за большого количества параметров оптимизация будет проходить последовательно в несколько этапов. На каждом этапе выбираются параметры, которые будут варьироваться, а остальные фиксируются. Параметры сгруппированы следующим образом:  $(l_2, l_9)$ ,  $(l_3, l_8)$ ,  $(l_4, l_7)$ ,  $(l_5, l_6, r_3)$  и  $(l_1, r_5, r_6)$ .

Введем следующие обозначения:  $B_1$  – значение магнитного поля в пробке со стороны инъекции,  $B_2$  – значение магнитного поля в пробке со стороны экстракции,  $B_3$  – значение магнитного поля в минимуме ловушки на оси.

В качестве первого этапа проводится оптимизация по параметрам  $l_2$  и  $l_9$  (как представлено на рисунке 11.2). Максимальное значение  $B_2$  реализуется при  $l_9 = 40$  мм. Оптимальным значением параметра  $l_2$  является  $l_2 = 20$  мм. При этом, из соотношения  $l_9 + l_{10} = 150$  мм следует, что  $l_{10} = 110$  мм.

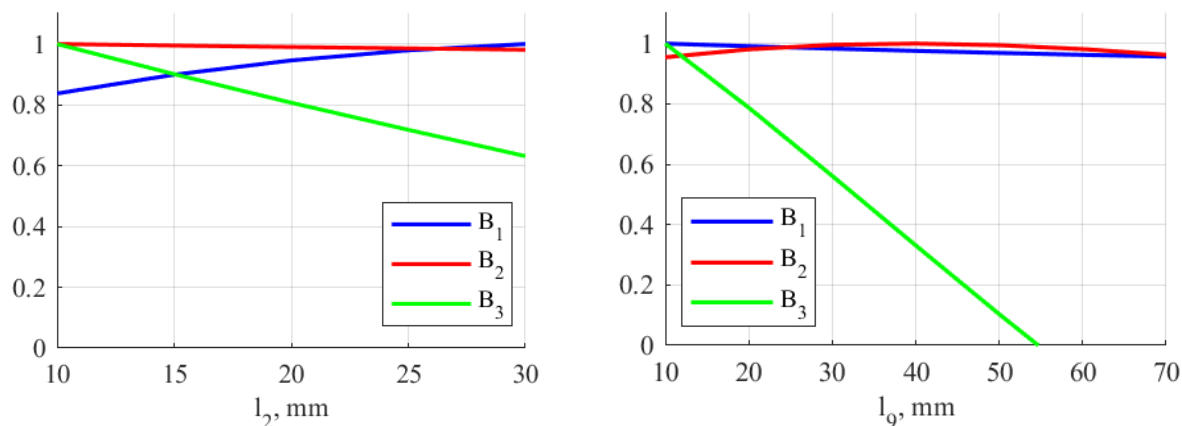


Рисунок 11.2 – Графики зависимости полей  $B_1$ –3 от параметров  $l_2$  и  $l_9$ .

Величины нормированы на свое максимальное значение

Далее проводится оптимизация по параметрам  $l_3$  и  $l_8$  (как изображено на рисунке 11.3). При  $l_3 = 10$  мм достигается максимум полей  $B_2$  и  $B_3$ , а значение  $l_8 = 25$  мм является оптимальным.

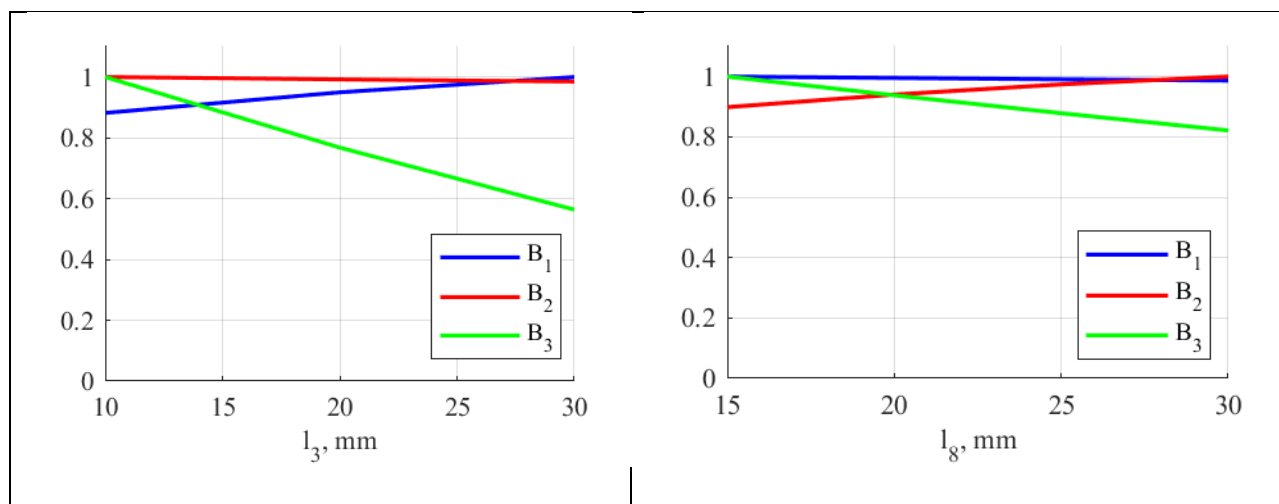


Рисунок 11.3 – Графики зависимости полей  $B_1$ –3 от параметров  $l_3$  и  $l_8$ .

Величины нормированы на свое максимальное значение

Проведем оптимизацию по параметрам 14 и 17 (как показано на рисунке 11.4).  
 Выберем следующие оптимальные значения:  $l_4 = 20$  мм и  $l_7 = 70$  мм.

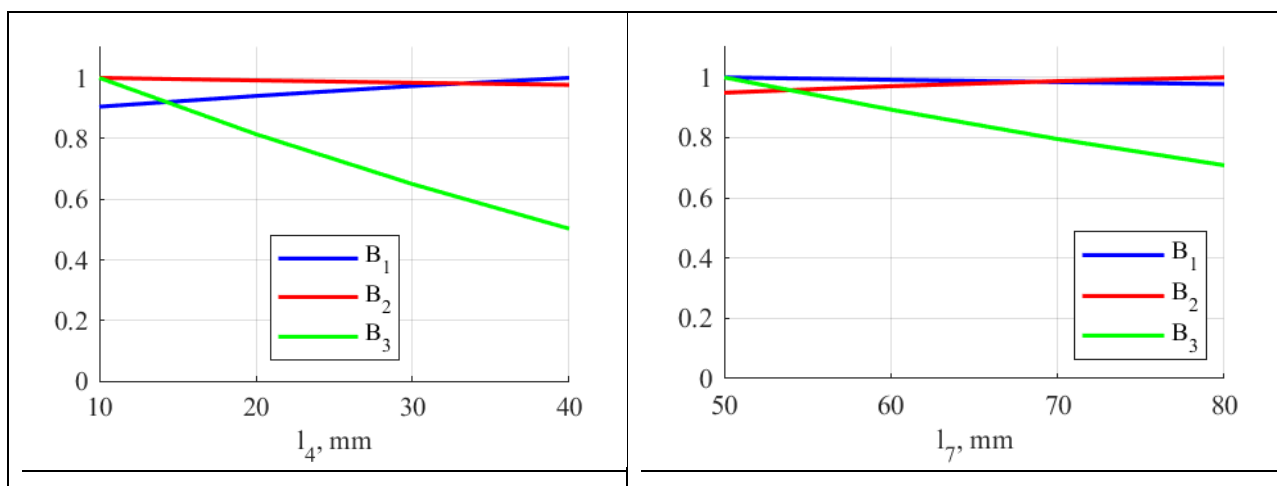


Рисунок 11.4 – Графики зависимости полей В1–3 от параметров 14 и 17.

Величины нормированы на свое максимальное значение

Параметры 15, 16 и  $r_3$  оказывают наибольшее влияние на магнитное поле в центре ловушки (как представлено на рисунке 15.5). Оптимальными значениями являются  $l_5 = l_6 = 20$  мм,  $r_3 = 80$  мм.

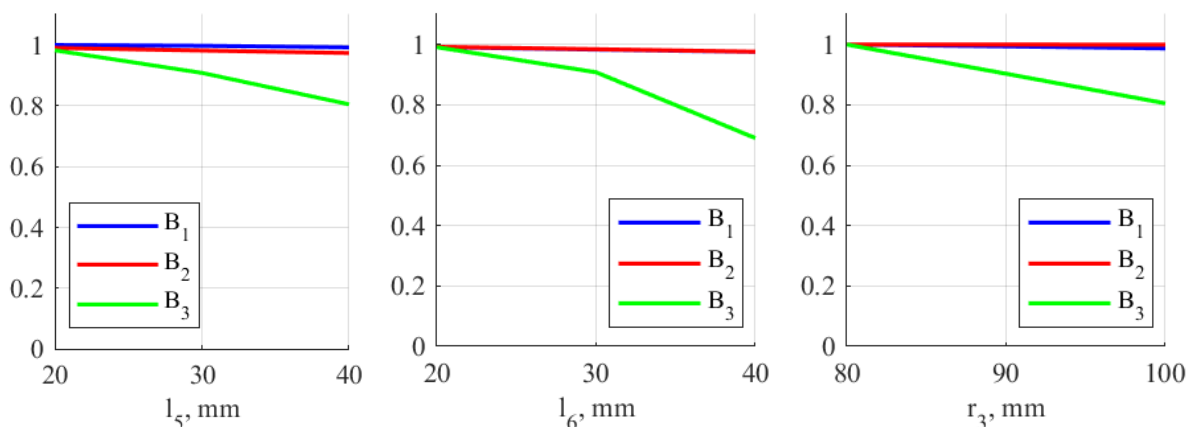


Рисунок 11.5 – Графики зависимости полей В1–3 от параметров 15, 16 и  $r_3$ .

Величины нормированы на свое максимальное значение.

Рассмотрим параметры  $l_1$ ,  $r_5$  и  $r_6$ . Первые два параметра относятся к меньшей половине магнита. Параметр  $r_6$  влияет в основном на поле  $B_2$  и выбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимое значение магнитного поля в пробке со стороны экстракции. Оно достигается при  $r_6 = 260$  мм. На рисунке 11.6 показаны цветовые карты зависимости полей  $B_{1-3}$  и массы меньшей половины магнита от параметров  $l_1$  и  $r_5$ . Оптимальными значениями являются  $l_1 = 100$  мм и  $r_5 = 200$  мм.

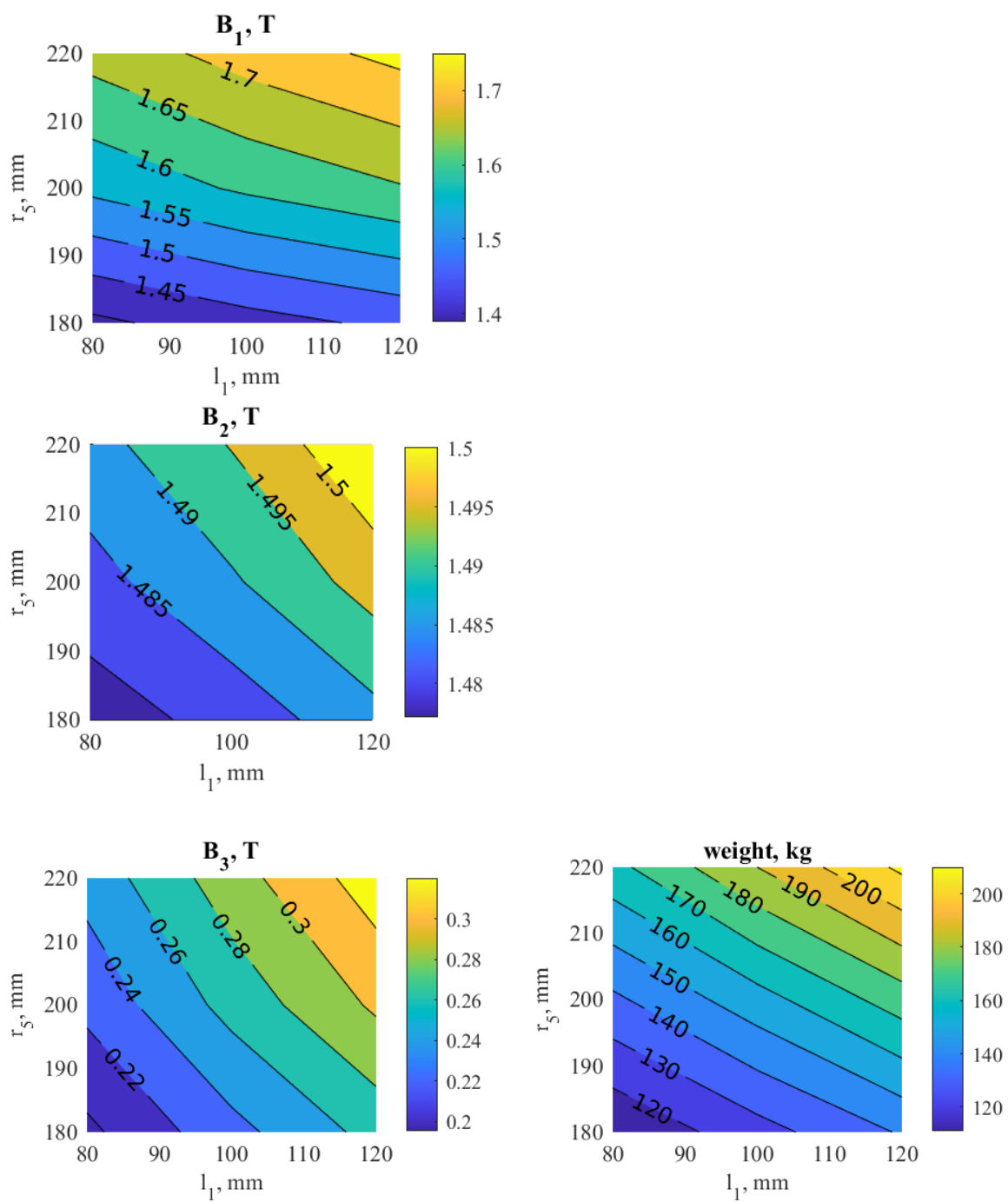
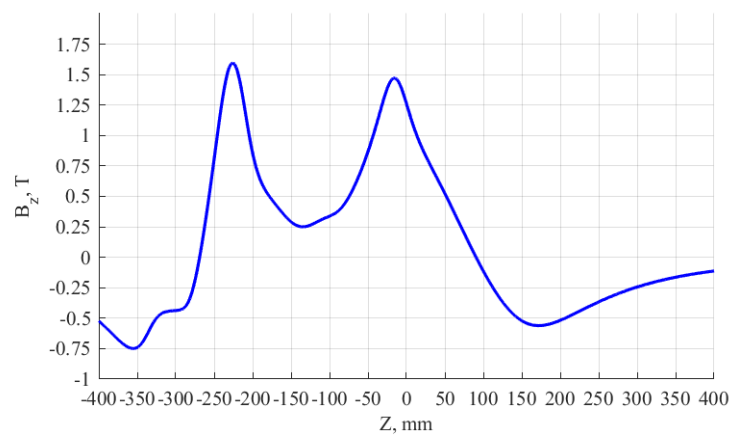
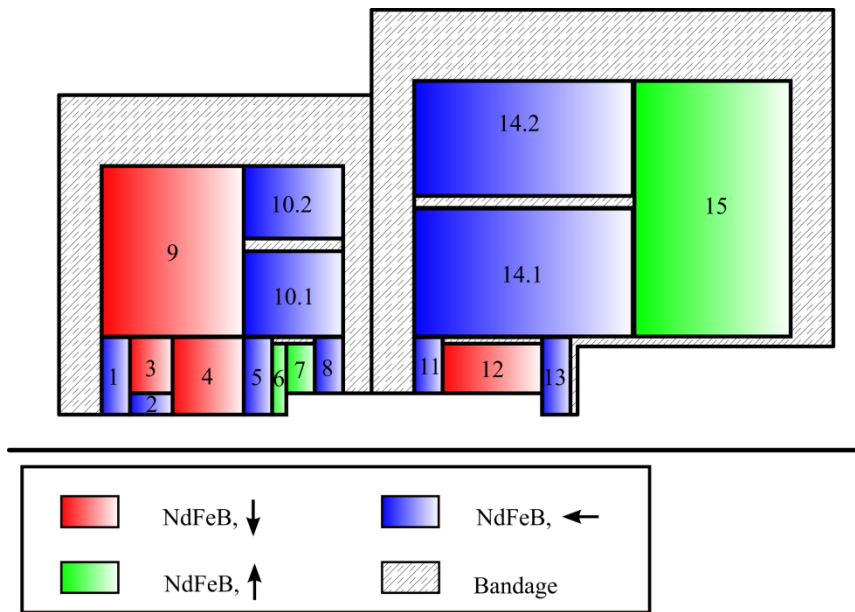


Рисунок 11.6 – Цветовые карты зависимости магнитных полей  $B_{1-3}$  и массы половины магнита от параметров  $l_1$  и  $r_5$

В ходе оптимизации достигнуты следующие результаты. На рисунке 11.7 приведена схема магнитной системы. В ней учтены конструктивные особенности сборки магнитов, а также подавлен максимум магнитного поля в области слева от ловушки (вблизи  $z = -350$  мм). Для этого используются магниты с номерами 1 и 2. Превышение порогового значения магнитного поля в 1 Тл в этой области приводит к возникновению паразитного ЭЦР разряда в волноводном тракте, что недопустимо. Ловушка имеет следующие параметры: магнитное поле в пробке со стороны инжекции  $B_1 = 1.6$  Тл, значение поля в пробке со стороны экстракции  $B_2 = 1.49$  Тл, значение поля в минимуме ловушки  $B_3 = 0.26$  Тл, расстояние между пробками  $L = 210$  мм. Поперечное сечение плазмы в пробке со стороны экстракции составляет  $3.9$  см<sup>2</sup>.



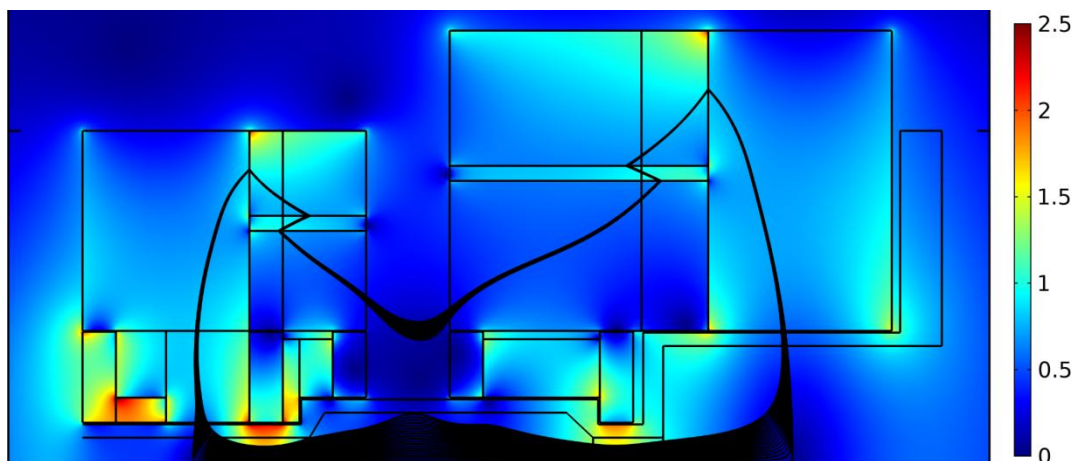


Рисунок 11.7 – Схема магнитной системы (с учетом конструктивных особенностей сборки магнита). Также приведен график распределения магнитного поля на оси симметрии системы и изображение силовых линий магнитного поля в ловушке

Следующей проблемой, на которую были направлены исследования, является разработка системы формирования ионного пучка, или системы экстракции. Основной задачей системы экстракции является формирование слабо расходящегося пучка ионов дейтерия с током 500 мА и энергией 100 кэВ.

Для проведения расчета используется пакет библиотек для численного моделирования IBSimu. Необходимо знать следующие характеристики потока плазмы, из которого формируется ионный пучок: температура ионов ( $T_i = 1$  эВ), электронная температура ( $T_e = 50$  эВ), энергия поступательного движения ионов ( $E_0 = 50$  эВ), потенциал плазмы ( $U_{pl} = 50$  В). В скобках приведены значения, характерные для плазмы, получаемой экспериментально. Для простоты считается, что ионный пучок состоит полностью из ионов дейтерия.

Для формирования ионного пучка используется трехэлектродная система, состоящая из плазменного электрода, вытягивающего электрода (пуллера) и заземленного электрода. Она дополнена магнитной линзой, которая позволяет формировать ионный пучок с малым углом расходимости. Схема системы экстракции показана на рисунке 11.8. Потенциал плазменного электрода составляет +100 кВ по отношению к заземленному электроду, что следует из требования на энергию пучка. Вытягивающий электрод имеет потенциал – 10 кВ. Наличие отрицательного потенциала создает потенциальный барьер, который препятствует проникновению электронов, компенсирующих пространственный заряд пучка, в плазму. Таким образом, снижаются потери электронов из области компенсации. В расчете предполагается, что степень компенсации пространственного заряда пучка равна 90%.

Поле магнитной линзы складывается из полей постоянных магнитов и соленоида (рисунок 11.9). Магнитное поле от соленоида достигает величины 0.5 Тл в центре линзы и

сонаправлено с полем от постоянных магнитов. Таким образом, комбинация магнитных полей ловушки и соленоида позволяет сформировать ионный пучок с малым углом расходимости.

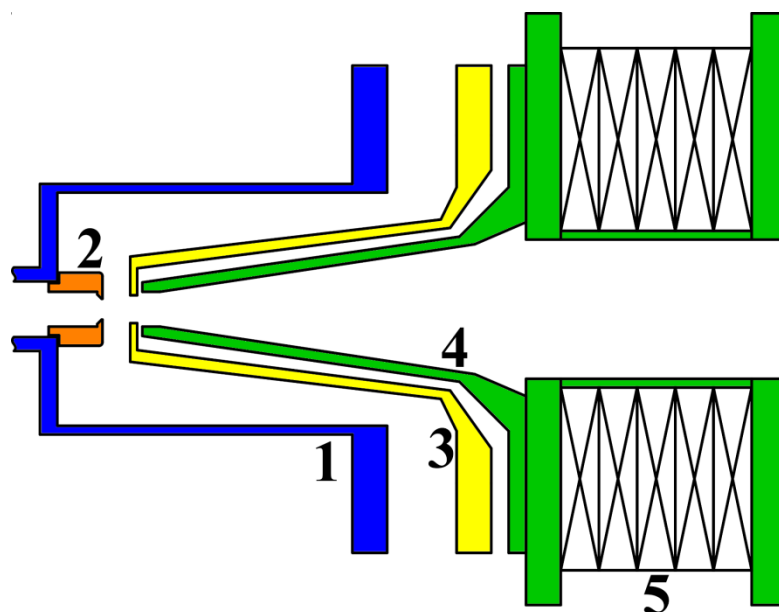


Рисунок 11.8 – Схема системы формирования пучка (экстрактор и магнитная линза). Обозначения: 1 – плазменная камера, 2 – плазменный электрод, 3 – вытягивающий электрод (пуллер), 4 – заземленный электрод, 5 – соленоид магнитной линзы

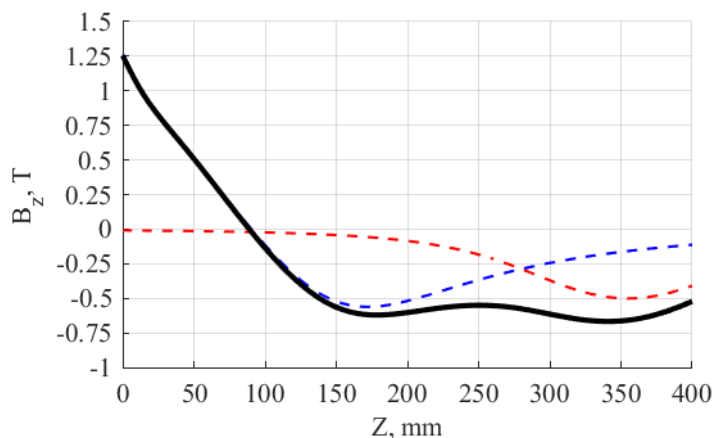


Рисунок 11.9 – Распределение магнитного поля на оси Z. Сплошной черной линией показано суммарное магнитное поле. Красная пунктирная линия – поле соленоида, синяя пунктирная – поле от постоянных магнитов

Система формирования пучка характеризуется следующими геометрическими параметрами: диаметр отверстия плазменного электрода  $D_1$ , межэлектродное расстояние  $L$ , диаметр отверстия пуллера  $D_2$  (как показано на рисунке 15.10). Все расстояния указываются в мм. Выбор конфигурации (набора значений  $D_1$ ,  $L$ ,  $D_2$ ) системы экстракции, которая обеспечит максимальный ток ионного пучка при его минимальных потерях, является основной задачей.

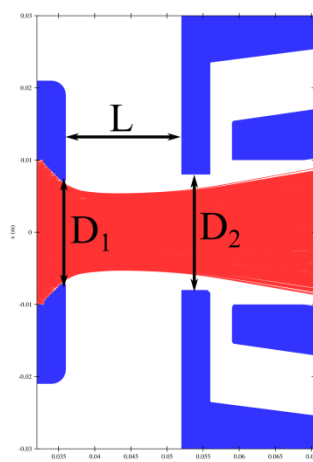


Рисунок 11.10– Формирование ионного пучка с помощью трехэлектродной системы экстракции. Красным цветом обозначен ионный пучок, синим – электроды. На Рисунке отмечены геометрические параметры экстрактора:  $D_1$ ,  $L$ ,  $D_2$

Главная трудность построения системы формирования пучка заключается в риске возникновения электрического пробоя в промежутке между плазменным электродом и пуллером. Для конкретной установки этот факт наличия пробоев может быть проверен только экспериментально, так как наличие ионного пучка в межэлектродном промежутке и сложной конфигурации магнитного поля в области между плазменной камерой и пуллером осложняет теоретический анализ. Однако, можно привести некоторые оценки. Согласно критерию Килпатрика, минимальное межэлектродное расстояние (для плоских электродов), при котором можно пренебречь возникновением электрических пробоев, оценивается следующей формулой:

$$L = 0.01414 U^{3/2}, \quad (11.1)$$

где  $L$  (в мм) – межэлектродное расстояние,

$U$  (в кВ) – приложенное к электродам напряжение.

Для  $U = 110$  кВ (что соответствует разности потенциалов между плазменным электродом и пуллером) получаем  $L = 16$  мм. В связи с этим есть ограничение на значение  $L$  снизу.

В качестве начальной плотности тока выберем  $J = 500$  мА/см<sup>2</sup>. Будем изменять межэлектродное расстояние  $L$  и апертуру  $D_1$  при неизменной апертуре пуллера  $D_2 = 16$  мм. На рисунке 11.11 представлены графики тока пучка и тока, оседающего на заземленном электроде, в зависимости от межэлектродного расстояния для разных значений размера отверстия плазменного электрода.



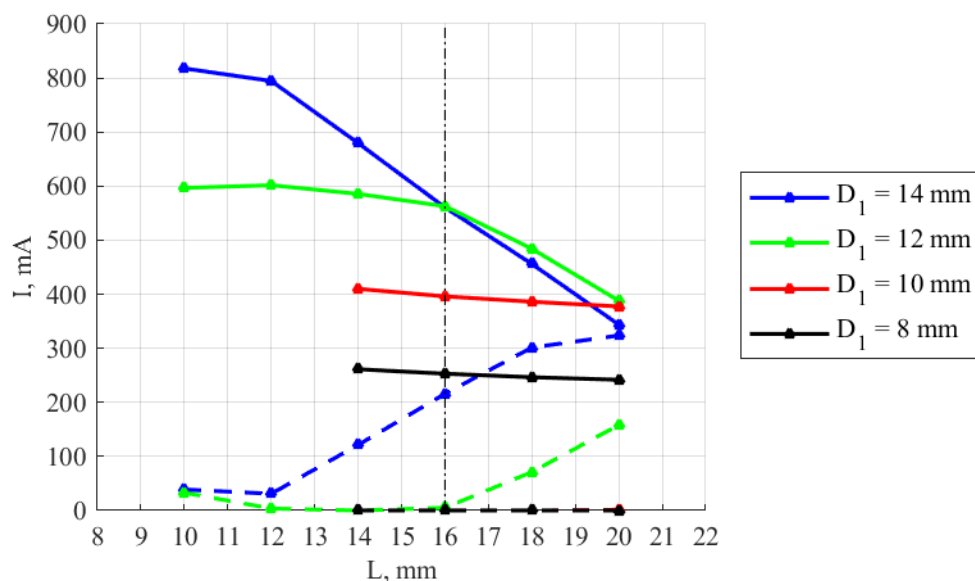


Рисунок 11.11 – Зависимость тока пучка (сплошная линия) и тока на заземленный электрод (пунктирная линия) от межэлектродного расстояния для различных апертур плазменного электрода. Вертикальная черта обозначает оценку минимального расстояния согласно критерию Килпатрика.

При конфигурации (12, 16, 16) сформирован ионный пучок, удовлетворяющий текущим требованиям – его ток превышает 500 мА, а потери составили всего 5 мА. На рисунке 11.12 показаны траектории ионов в пучке.

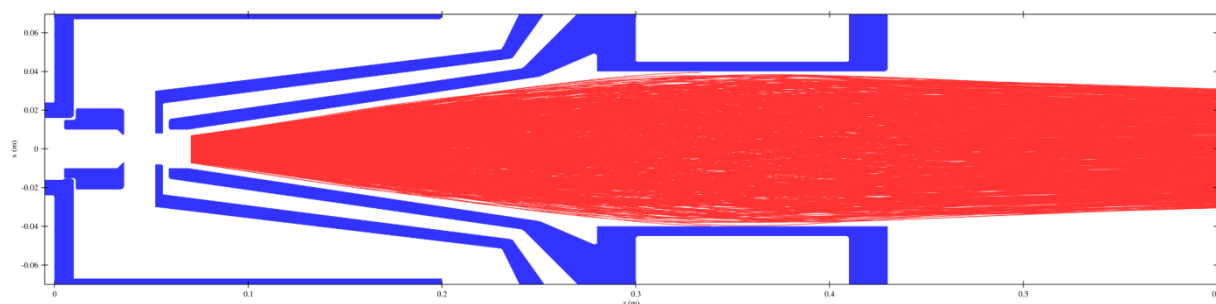


Рисунок 11.12 – Траектории ионного пучка, формируемого плоской системой (12, 16, 16). Синим цветом обозначены электроды, красным – 1 ионный пучок

Таким образом, был проведен расчет системы экстракции, формирующей пучок ионов дейтерия с энергией 100 кэВ и полным током более 500 мА. Для этого применялась трехэлектродная система формирования пучка, дополненная магнитной линзой. Была проведена оптимизация межэлектродного расстояния и апертуры плазменного электрода плоской системы экстракции.

В ходе разработки мишени в качестве базового варианта прототипа мишени нейтронного генератора была разработана простая мишенная сборка, состоящая из медного диска – коллектора и водяной камеры с круговым потоком воды (рисунок 11.13).

Камера оснащена двумя водяными патрубками (вход и выход воды), обеспечивающими омывание диска мишени по внешнему периметру. Такая конструкция не является оптимальной с точки зрения теплопереноса от медного коллектора к воде, однако позволяет обеспечить очень большой проток.

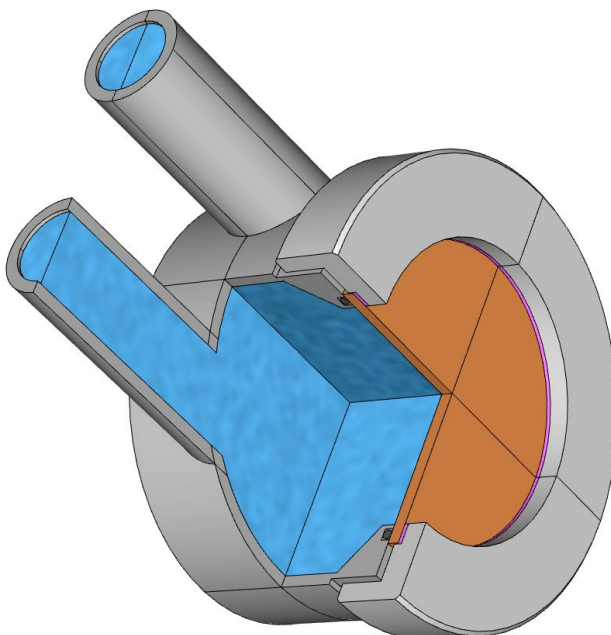


Рисунок 11.13 – Общий вид сборки мишени– 1.

Расчеты проводились в пакете Comsol Multiphysics с использованием модулей «Вычислительная гидродинамика», «Теплоперенос в жидкостях и твердых телах» и «Неизотермический поток жидкостей». Ввиду крайне высокой ресурсоемкости задач, связанных с решением уравнений Навье–Стокса, вычисления проводились в приближении ламинарного течения. Уравнения решались методом FDTD на пространственной тетрагональной сетке. Размер ячеек выбирался таким образом, чтобы дальнейшее его уменьшение не влияло на результат расчета. Постановка задачи следующая. Разница давления воды на входе и выходе из сборки равна 0.2 атм, на поверхность медного диска коллектора падает тепловая мощность 20 кВт, равномерно распределенная по площади.

Для верификации результатов расчета необходимо убедиться в адекватности использованного приближения ламинарного потока. На рисунке 11.14 показано распределение числа Рейнольдса в среднем сечении объема воды. Видно, что несмотря на локальное превышение условной границы “ламинарный/переходный режим”, условно равный 2000, в большинстве точек число Рейнольдса не превышает 1000 (а его интегральное среднее по всему объему воды равно 614). Поэтому приближение ламинарного течения можно считать оправданным.

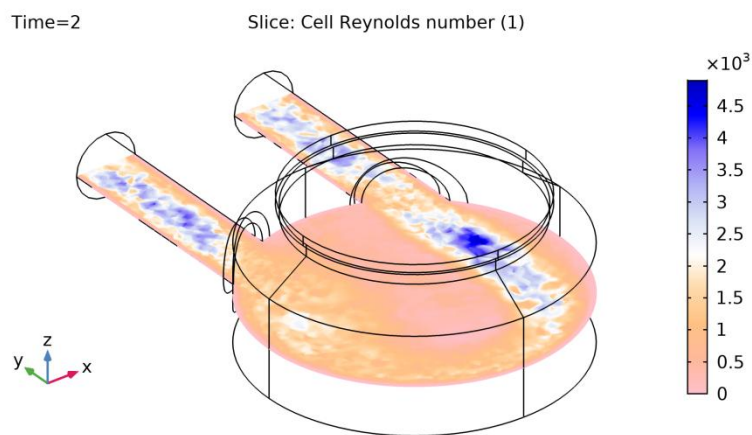


Рисунок 11.14 – Сечение объема воды. Цветом показано число Рейнольдса.

На рисунке 11.15 показаны линии тока воды. Цветом обозначена локальная скорость тока. Видно, что линии тока идут, в основном, по внешнему полупериметру водяной камеры, противоположному стороне ввода– вывода воды. Объемный расход воды по результатам расчета составляет 1.52 л/с.

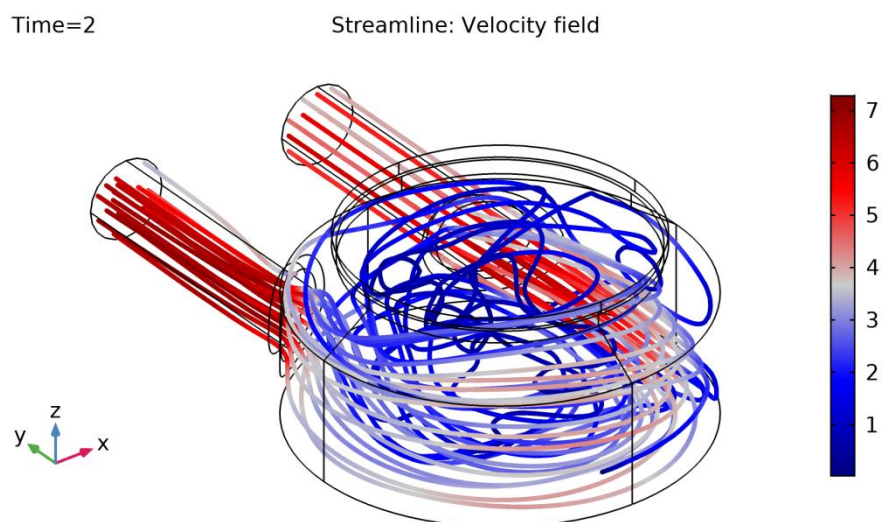


Рисунок 11.15 – Линии тока воды. Цветом показана локальная скорость тока (м/с).

На рисунке 11.16 показаны сечения расчетного объема. Цветом изображена локальная температура в градусах Цельсия. Средняя температура воды в выходном патрубке составляет 24 градуса.

Switch 1(2)=Copper Time=10 Multislice: Temperature (degC) Multislice: Temperature

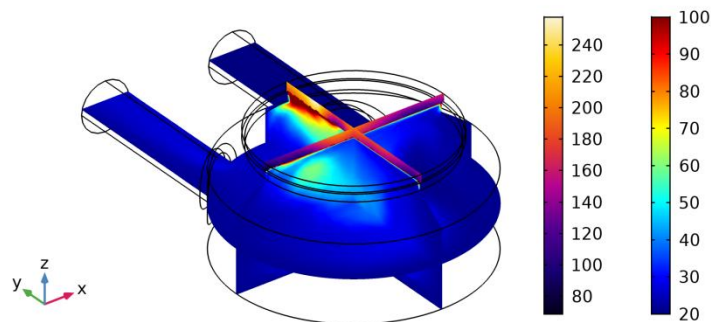


Рисунок 11.16 – Сечения объема воды и медного коллектора. Цветом показана температура медного коллектора (левая шкала) и воды (правая шкала) в градусах Цельсия.

На рисунке 11.17 показана температура поверхности медного коллектора, на которую падает ионный пучок. Видно, что температура неоднородна, а ее максимальное значение составляет 348 градусов Цельсия.

Switch 1(2)=Copper Time=10 Surface: Temperature (degC)

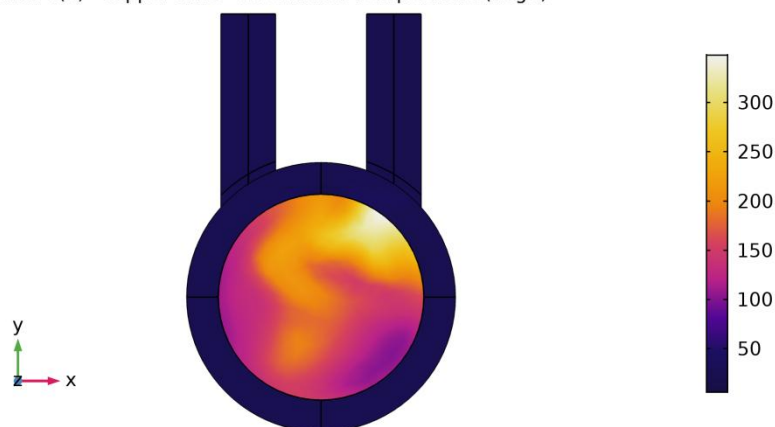


Рисунок 11.17 – Температура поверхности объема воды и медного коллектора. Цветом показана температура в градусах Цельсия.

На первый взгляд средняя температура воды на выходе в 24 градуса дает значительный запас по снимаемой мощности. Однако уже при падающей мощности в 20 кВт медный диск имеет точки, в которых температура превышает 340 градусов. Такое значение температуры, пусть и локальное, значительно превышает безопасное для вакуумных уплотнений значение в 150 градусов. Несмотря на простоту изготовления подобной мишенной сборки, она не может быть использована при падающей мощности, превышающей ориентировочно 10 кВт.

Была разработана вторая версия мишенной сборки, в которой вместо плоского коллектора— диска предлагается использовать конус. Подобная геометрия позволяет существенно увеличить площадь тепловыделения по сравнению с плоской. Для

увеличения коэффициента теплообмена между коллектором и водой на внешней поверхности конуса, контактирующей с охлаждающей жидкостью, имеются ребра, рассекающие и перенаправляющие поток воды по периметру. Внешний вид коллектора представлен на рисунке 11.18.

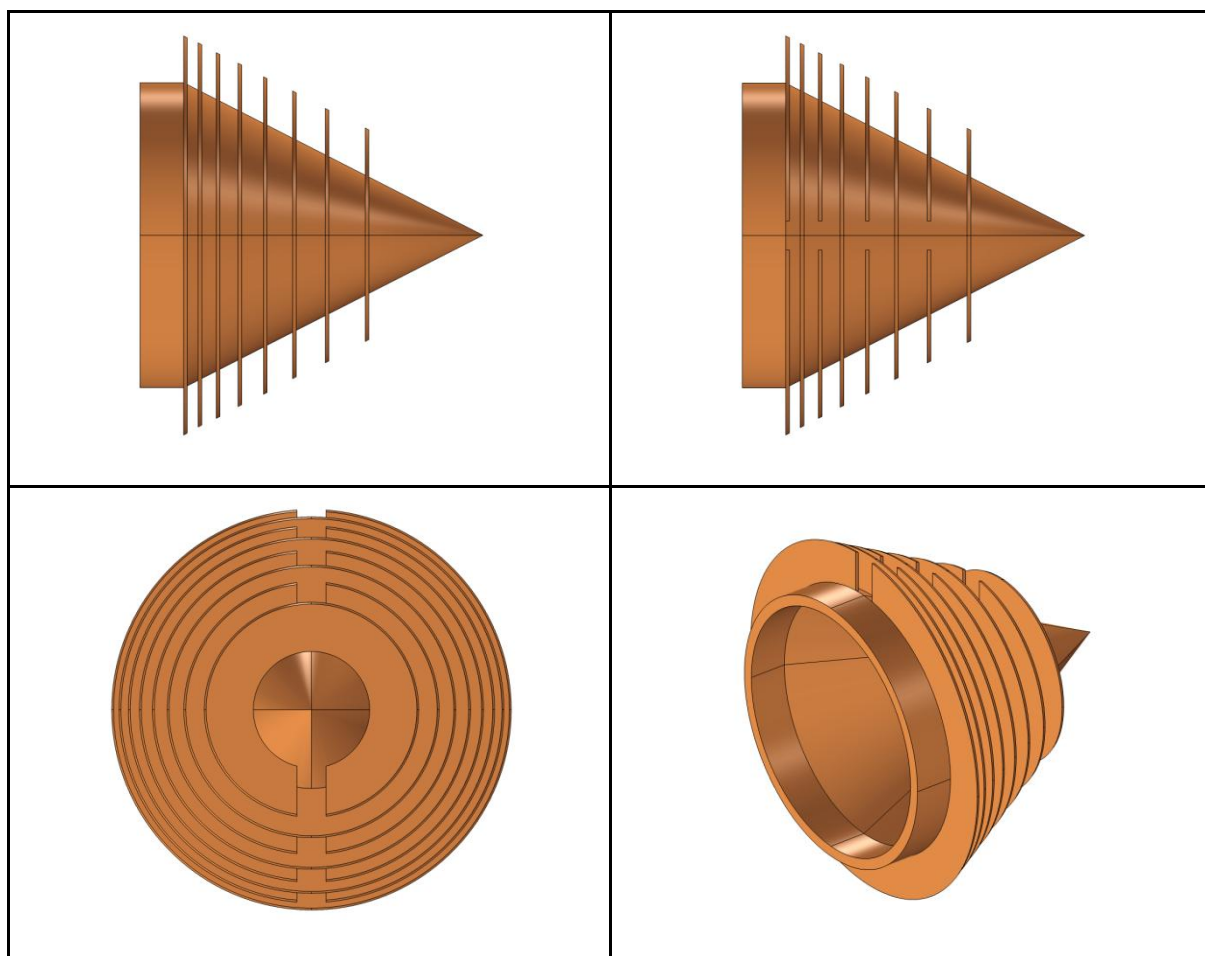


Рисунок 11.18– Мишень– 2, медный коллектор. Три проекции и изометрический вид.

Расчет проводился аналогично первой версии мишенной сборки. Однако, объемный расход воды был задан равным 300 мл/с, а падающая мощность – 50 кВт.

На рисунке 11.19 показаны линии тока воды, цветом отмечена локальная скорость тока.

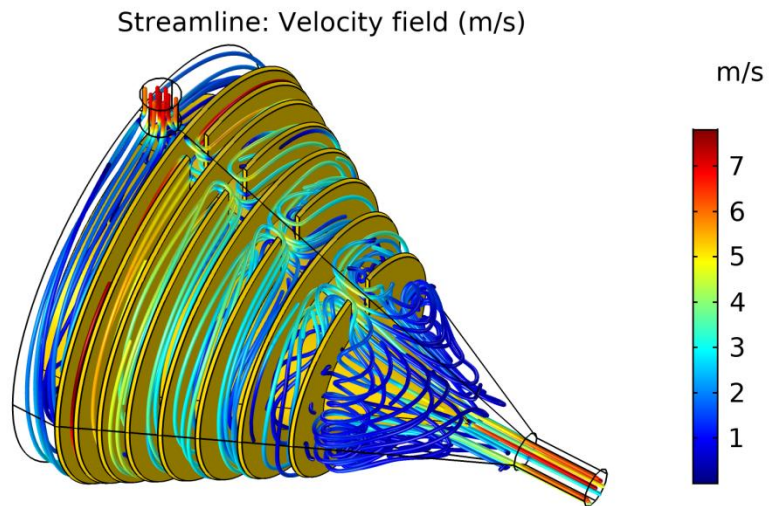


Рисунок 11.19 – Линии тока воды. Цветом обозначена локальная скорость тока.

На рисунке 11.20 показаны линии тока воды, цветом отмечено локальное число Рейнольдса. Видно, что в данном случае приближение ламинарного течения выполняется гораздо лучше, чем для предыдущего расчета.

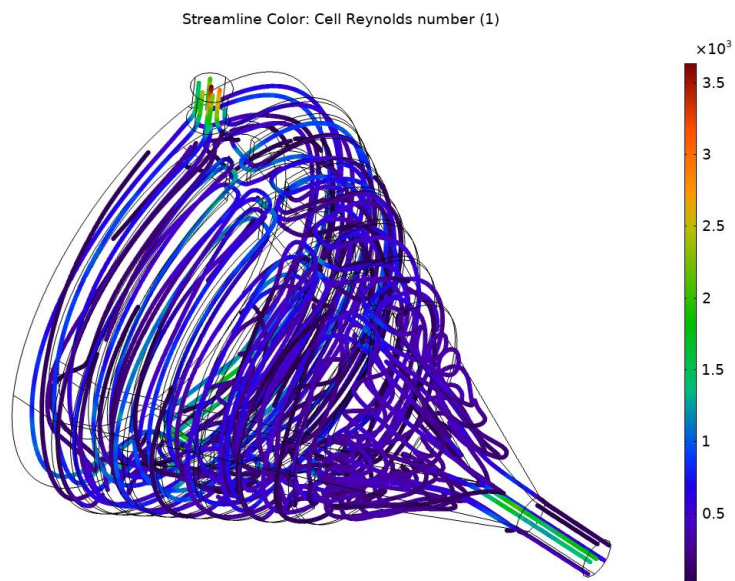


Рисунок 11.20– Линии тока воды. Цветом обозначено локальное число Рейнольдса.

На рисунке 11.21 показаны сечения медного коллектора и объема воды. Цветом обозначена локальная температура.

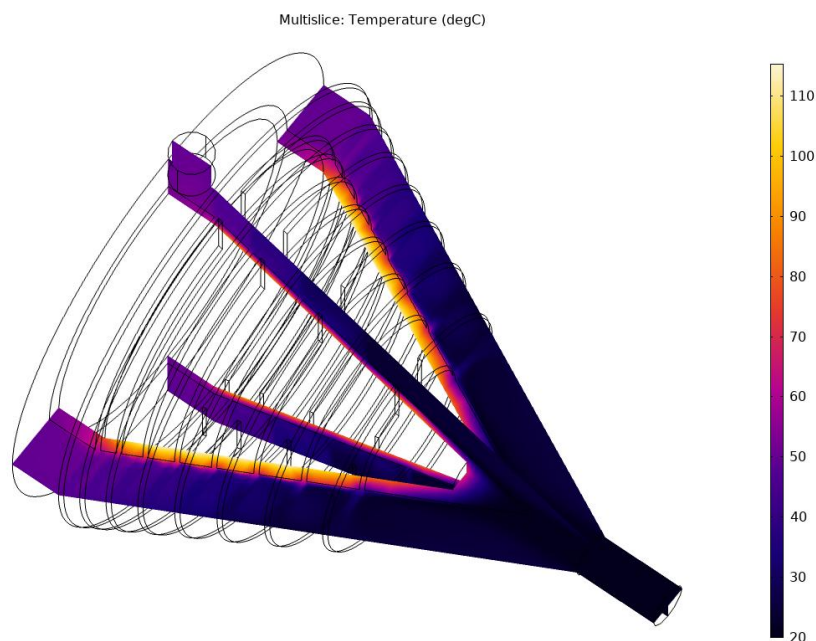


Рисунок 11.21 – Сечения температуры воды и медного коллектора. Цветом обозначена температура (градусы Цельсия).

На рисунке 11.22 показана температура поверхности медного коллектора, контактирующей с водой (слева) и с падающим ионным пучком (справа). Видно, что нигде температура не превышает 120 градусов Цельсия. Несмотря на то, что на поверхности, находящейся в контакте с водой, есть точки, где температура близка к температуре кипения, температура воды нигде не превышает 60 градусов. Таким образом, при мощности до 50 кВт и протоке 300 мл/с данная мишенная сборка, согласно расчетам, обеспечивает стабильную длительную работу.

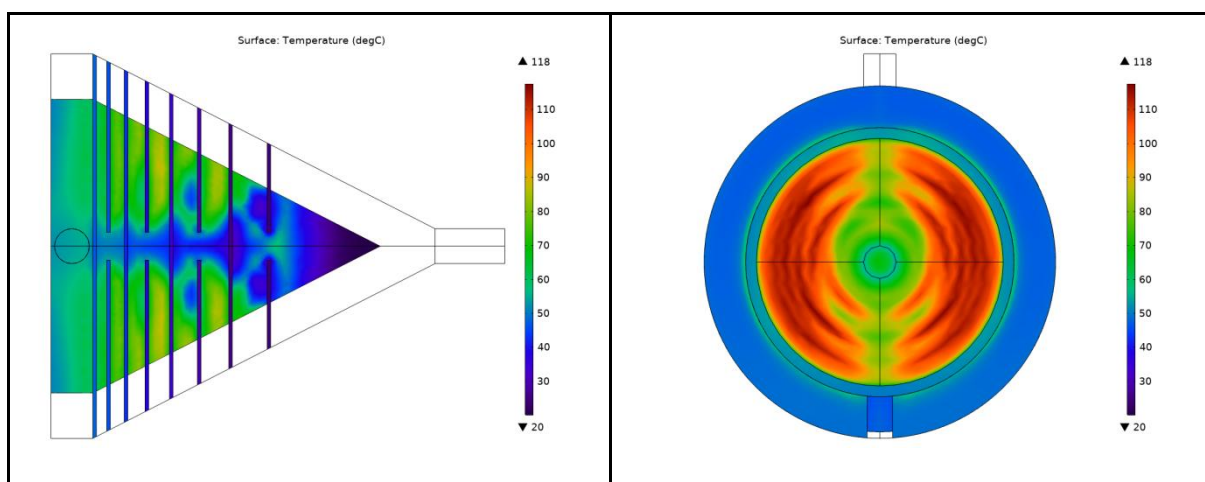


Рисунок 11.22 – Температура поверхности медного коллектора мишени, контактирующего с водой (слева) и с пучком (справа).

В ходе работ разработаны макеты магнитной системы, системы формирования ионного пучка, варианты нейтроногенерирующей мишени макета нейтронного генератора

ИПФ РАН. На основе проведенных исследований разработана эскизная конструкторская документация в соответствии с ГОСТ 2.125–2008 на изготовление магнитной системы, системы формирования ионного пучка.



## 12 Анализ перспектив применения нейтронного D– D генератора ИПФ РАН для исследований в области борнейтронозахватной терапии онкологических заболеваний. ( ПИМУ договор № К 98 – 12 от 16.11.2021)

### 12.1 Исторические сведения о развитии метода и физические основы нейтронозахватной терапии

Концепция нейтронозахватной терапии (НЗТ) рака была предложена в 1936 году Gordon Lee Locher вскоре после открытия нейтрона Чедвиком в 1932 г. и описания Taylor et al. реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ : «существует возможность введения маленьких количеств сильных поглотителей нейтронов в области, в которых желательно высвободить энергию ионизации» [114, 115]. Иллюстрация данной концепции представлена на Рисунок 12.1 на примере бор– нейтронозахватной терапии (БНЗТ).

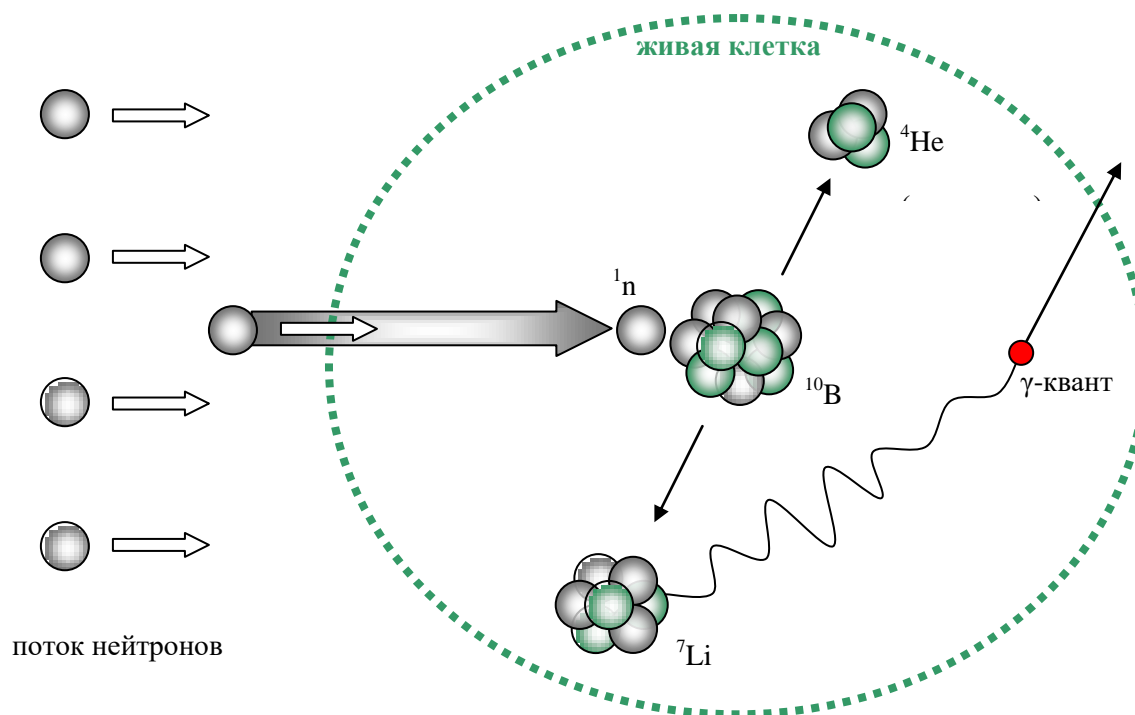


Рисунок 12.1 – Схема ядерной реакции в результате захвата нейтрона ядром  $^{10}\text{B}$ .

Исторически в отношении применения БНЗТ в эксперименте и клинике можно выделить четыре периода. Начало первого периода соотносят с первым облучением нейтронами фрагментов опухоли с введенной внутрь борной кислотой, которое провел Kruger в 1940 г [116]. В 1951 г. Sweet первым добился селективного накопления бора в опухоли пациента. Это событие считается моментом начала клинического применения БНЗТ [117]. Ранние клинические исследования [118] не продемонстрировали терапевтическую эффективность метода. Причина заключалась в слабой селективности и

низкой концентрации бора, из-за чего «фоновое» облучение протонами отдачи и  $\gamma$ -квантами в результате реакций  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$  и  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  было достаточно велико.

Начало второго периода применения БНЗТ соотносят с использованием боркаптата натрия (BSH) и борфенилаланина (BPA) в работах доктора Hatanaka с сотрудниками, проведенных в Японии с 1968 по конец 80-х годов [119]. Результатом работ данного периода стало разрешение данных препаратов для клинического использования, поскольку они позволяют достичь необходимых концентраций бора в опухолевой ткани, однако они не обеспечивают достаточного контраста с нормальными тканями.

Эти результаты дали толчок третьему периоду развития нейтронозахватной терапии – клиническим испытаниям на глубинных внутримозговых опухолях с применением пучков тепловых нейтронов от ядерных реакторов [120]. До настоящего времени только ядерные реакторы были способны производить пучки тепловых нейтронов с необходимыми для терапевтического применения характеристиками. Именно отсутствие доступных источников с одной стороны, и отсутствие борсодержащих препаратов, способных эффективно накапливаться в опухолевой ткани – с другой, стало препятствием к более широкому клиническому внедрению нейтронозахватной терапии. В настоящее время исследования по БНЗТ находятся на стадии поиска доступных и надежных способов получения узконаправленных нейтронов определенных энергий [121–123]. Параллельно ведется синтез и испытание фармацевтических агентов, существенно повышающих доставку бора в опухолевую ткань [124, 125].

## 12.2 Радиобиологические основы БНЗТ

Метод НЗТ основан на использовании реакций, возникающих между ядрами определенных изотопов, обладающих высоким сечением поглощения нейтронов и нейтронами определенных энергий [120]. Эти элементы предварительно накапливают в опухоли, используя разнообразные методы доставки, затем облучают опухоль потоком тепловых или тепловых нейтронов, обладающих энергией в диапазоне  $5 \times 10^{-3} - 10^4$  эВ, что вызывает генерацию различных видов излучения, повреждающих клетку (Рисунок 12.1) [126].

Основополагающим параметром, определяющим возможность использования химического элемента в целях НЗТ, является его высокое значение сечения захвата нейтронов [126]. Эта свойственная каждому существующему элементу величина характеризует вероятность взаимодействия элементарной частицы с атомным ядром химического элемента. Единицей измерения сечения захвата нейтронов является барн. Барн представляет из себя меру площади, и примерно равен площади сечения одного атомного ядра ( $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ фм}^2$ ) [127]. Сведения об изотопах,

обладающих высоким сечением захвата нейтронов, и соответственно, гипотетически пригодных для НЗТ, приведены в таблице 1.

Таблица 1– Изотопы с сечением поглощения теплового нейтрона более 500 барн [120].

Изотоп	Распространенность, %	Период полураспада	Вид реакции	Сечение, барн
$^{135}\text{Xe}$	–	9,14ч	$(n,\gamma)$	2720000
$^{157}\text{Gd}$	15	Стабильный	$(n,\gamma)$	259000
$^{155}\text{Gd}$	15	Стабильный	$(n,\gamma)$	61100
$^{149}\text{Sm}$	14	Стабильный	$(n,\gamma)$	42080
$^{113}\text{Cd}$	12	Стабильный	$(n,\gamma)$	20600
$^{151}\text{Eu}$	48	Стабильный	$(n,\gamma)$	9200
$^{242}\text{Am}$	–	16 ч	$(n,f)$	8000
$^3\text{He}$	0,000013	Стабильный	$(n,p)$	5333
$^{10}\text{B}$	19	Стабильный	$(n,\alpha)$	3835
$^{199}\text{Hg}$	17	Стабильный	$(n,\gamma)$	2150
$^{241}\text{Pu}$	–	13,2 года	$(n,f)$	1380
$^6\text{Li}$	7,4	Стабильный	$(n,\alpha)$	940
$^{235}\text{U}$	0,7	$7 \cdot 10^8$ лет	$(n,f)$	681
$^{174}\text{Hf}$	0,16	$2 \cdot 10^{15}$ лет	$(n,\gamma)$	561
<i>n</i> – нейтрон; <i>p</i> – протон; <i>f</i> – осколки; <i>a</i> – $\alpha$ - частица; $\gamma$ – $\gamma$ - квант.				

Следует отметить, что основные элементы, входящие в состав биологических тканей (азот, углерод, кислород) имеют сечение захвата нейтронов не более 1,83 барн (Табл. 2), что на несколько порядков ниже, чем сечение элементов, потенциально пригодных для НЗТ (Табл. 1) [128]. Следовательно, тепловые и эпитепловые нейтроны практически не будут вступать в реакцию с элементами, имеющимися в составе нормальных тканей организма, что уменьшает риск их радиационного поражения. Следует отметить ряд изотопов ( $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{147}\text{Hf}$ ), гипотетически пригодных для НЗТ, чье сечение захвата нейтронов выше, чем у бора [120],

однако поглощение нейтрона такими элементами приводит к образованию гамма– кванта (Табл. 1), что не обеспечивает локальности повреждений.

Таблица 2 – Масса изотопа в ткани человека и сечение захвата тепловых нейтронов [128].

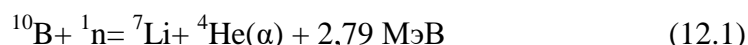
Изотоп	Сечение захвата тепловых нейтронов	Содержание в ткани млекопитающих, % веса
$^1\text{H}$	0,333	10,00
$^{12}\text{C}$	0,0035	18,00
$^{14}\text{N}$	1,83	3,00
$^{16}\text{O}$	0,00019	65,00
$^{23}\text{Na}$	0,43	0,11
$^{24}\text{Mg}$	0,0053	0,04
$^{31}\text{P}$	0,18	1,16
$^{32}\text{S}$	0,53	0,20
$^{35}\text{Cl}$	32,68	0,16
$^{39}\text{K}$	2,1	0,20
$^{40}\text{Ca}$	0,4	2,01
$^{56}\text{Fe}$	2,57	0,01

Высокую селективность повреждения опухолевой ткани могут обеспечить ядра элементов  $^5\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Am}$ ,  $^{235}\text{U}$  благодаря реакциям с образованием альфа– частиц и осколков ядер за счет высокой плотности ионизации данных частиц. Использование бора в клинике обусловлено тем, что он в отличие от лития не является токсичным в дозах, необходимых для БНЗТ, а также в отличие от урана, плутония и америция является стабильным и доступным изотопом.

Не прекращаются попытки использовать в качестве основного компонента соединений для НЗТ изотоп  $^{157}\text{Gd}$  (Табл.1) [129, 130], обладающего существенно более высоким показателем теплового сечения нейтронов, но уступающим в эффективности и локальности  $(n,\gamma)$ – реакции при поглощении нейтрона. Одним из интересных решений является совместное использование изотопов  $^{157}\text{Gd}$  и  $^{10}\text{B}$  в НЗТ, которое было недавно воспроизведено и показало свою эффективность [125 ,131]. Однако даже в этом методе

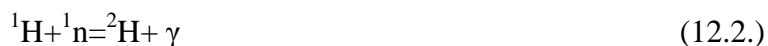
ведущим элементом являлся бор, а гадолиний использовался как вспомогательный элемент и метка для ПЭТ.

При проведении БНЗТ возникает смешанный поток ионизирующего излучения, основными компонентами которого являются альфа– частицы и ионы лития, как показано в формуле (12.1), образующиеся в результате реакции захвата нейтрона атомом бора (Рисунок 12.1):



Заряженные частицы, образовавшиеся в результате распада изотопа  $^{10}\text{B}$  быстро тормозятся: ядро лития на длине пробега примерно 5 мкм,  $\alpha$ – частица на длине пробега около 7 мкм. Поскольку размер клетки составляет порядка 10 мкм, то 80 % энергии ядерной реакции выделяется именно в той клетке, которая содержала ядро бора, поглотившего нейтрон [132]. Распределение  $^{10}\text{B}$  в биологических тканях может иметь существенное значение для реализации эффектов облучения.

Другим значимым компонентом потока ионизирующего излучения является гамма– излучение, которое образуется как при реакции захвата нейтрона бором, так и при реакции захвата нейтрона водородом (формула (12.2.)):



Еще одним компонентом формирующегося пучка излучения являются как протоны отдачи при взаимодействии с быстрыми нейтронами, так и протоны, образующиеся при захвате нейтрона атомами азота биологических тканей [1].



### 12.3 Типы современных источников нейтронного излучения

Для процедуры БНЗТ одним из главных условий является получение сфокусированного пучка нейтронов определенной энергии, именуемых эпитепловыми и тепловыми (Таблица 3). В этом диапазоне энергий при правильной фокусировке и плотности максимум их поглощения приходится на глубину, где в среднем расположена опухоль. Отличием тепловых нейтронов от эпитепловых является их крайне низкая глубина проникновения. Таким образом, тепловые нейтроны подходят для лечения плоских поверхностных опухолей, либо для облучения после операционного вмешательства, тогда как для глубоко расположенных опухолей используются только эпитепловые нейтроны.

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 [120].

Таблица 3– Классификация нейтронов в зависимости от их энергий [133].

Тип нейтронов	Энергия (эВ)	Средняя температура, К
Быстрые	$10^5$	$10^{10}$
Промежуточные	$10^4 - 10^5$	$10^8$
Эпитепловые	$0.5 - 10^4$	$10^6$
Тепловые	$5 \times 10^{-3} - 0.5$	300
Холодные	$5 \times 10^{-3} - 10^{-7}$	10
Ультрахолодные	$10^{-7}$	$10^{-3}$

В мире имеется только один пример постройки ядерного реактора для целей БНЗТ [134]. Однако уже существуют прототипы компактных ускорительных источников разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой [135–140]. Помимо этого, разработаны прототипы D–D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью [141, 142].

### **13 Сквозные расчеты PIC – GEANT4 получения нейтронов с помощью фотоядерных реакций**

(ФИАН договор № К 98-10 от 03.111.2021)

Одним из необходимых условий эффективного лазерного ускорения электронов является требование устойчивого распространения самого лазерного импульса в докритической плазме на большие расстояния (превышающие его рэлеевскую длину). Например, использование для удержания лазерного импульса капилляра позволило получить рекордные на сегодняшний день энергии электронов с 8 ГэВ в схеме кильватерного ускорения [107]. Однако в классической схеме кильватерного ускорения из низкоплотной газовой плазмы заряд ускоренных электронов типично оказывается на уровне заметно меньшем 1 нК, что сдерживает их практическое применение для ряда приложений. Повышение заряда ускоренных электронов связывают с повышением плотности плазмы даже в ущерб некоторому уменьшению энергии ускоренных электронов. Недавно была показана возможность генерации пучка электронов со средней энергией 100 МэВ и зарядом на уровне нескольких нКл при распространении лазерного импульса в режиме самозахвата в плазме с околоскритической плотностью [108]. При этом релятивистски интенсивный лазерный импульс распространяется в однородной плазме с околоскритической плотностью в виде солитона, представляющего собой движущуюся со скоростью близкой к скорости света плазменную каверну, заполненную лазерным светом (“лазерная пуля”), с вытолкнутыми его электромагнитным давлением электронами. Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние порядка десяти рэлеевских длин в рассматриваемой достаточно плотной плазме, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В этом режиме дифракционная расходимость сбалансирована релятивистской нелинейностью среды, таким образом, что самофокусировки на ось не происходит и самосогласованно устанавливающийся радиус каверны остается практически неизменным в течение всего времени распространения импульса, вплоть до его истощения. Именно такое распространение лазерного импульса обеспечивает наиболее эффективное ускорение электронов. В условиях реального эксперимента из-за наличия предимпульса реализовать распространение лазерного импульса в однородной мишени околоскритической плотности вряд ли возможно, поэтому учет преплазмы является необходимым. В данном разделе приведены результаты расчетов ускорения электронов при воздействии на мишень околоскритической плотности с неоднородной преплазмой фемтосекундного лазерного импульса и использования пучков энергетичных электронов для возбуждения фотоядерных реакций и генерации нейтронов.

Трехмерные расчеты по ускорению электронов из плазменных мишеней с околокритической плотностью были выполнены высокопроизводительным релятивистским PIC кодом с использованием технологии бегущего окна. Лазерный импульс длительностью 30 фс с энергией 4 Дж (135 ТВт) фокусировался на экспоненциальный профиль преплазмы ( $n_e(x) \times \exp(x/L)$ ), расположенной на фронте основной плазменной мишени с плотностью 10% от критической плотности, в пятно диаметром от 3 до 8  $\lambda$ . Плотность электронов однородной части мишени соответствовала условию согласования

$$R \cong \alpha \frac{c}{\omega_p} \sqrt{a_0} \quad (13.1)$$

где  $\alpha$  – параметр порядка единицы.

Для рассматриваемых параметрах лазерного импульса пятно фокусировки в  $4\lambda$  отвечает плотности однородной полуограниченной плазменной мишени на уровне 10% от критической плотности,  $n_c$ , что обеспечивало стабильное распространение лазерного импульса на многих рэлеевских длинах и генерацию сгустка ультрарелятивистских электронов с максимальным полным зарядом,  $Q$ , около 8 нКл для электронных энергий выше 30 МэВ. Здесь  $n_c$  – критическая плотность плазмы,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $a_0$  – безразмерная амплитуда лазерной волны. Результаты трехмерных расчетов генерации электронов при в случае фокусировки лазерного импульса на неоднородный профиль плотности представлены в таблице 13.1, где приведен заряд электронов с энергией свыше 30 МэВ,  $Q$ , и коэффициент конверсии энергии лазера в энергию пучка электронов,  $\eta$ , а жирным фонтм выделены оптимальные результаты.

В случае относительно небольшой преплазмы,  $L=10\lambda$ , с характерным масштабом неоднородности, меньшим рэлеевской длины, фокусировка лазерного излучения в пятно размером  $d \simeq 4$  мкм (как в случае однородной плазмы) в определенную область преплазмы (область вблизи мишени) не приводит к сколько–нибудь существенному изменению заряда и полной энергии (коэффициента конверсии) ускоряемого сгустка электронов высоких энергий ( $\epsilon > 30$  МэВ) по сравнению со случаем однородной мишени. При этом, путем изменения размера фокального пятна можно добиться вообще отсутствия снижения полного заряда высокоэнергетичных электронов и коэффициента конверсии в быстрые электроны, которые даже могут быть несколько выше, чем в случае однородной мишени. Последнее достигается при согласовании размера пятна фокусировки с плотностью плазмы в фокусе для заданной энергии импульса (4 Дж) и более плавным вхождением импульса в неоднородную плазму, тогда как для полуограниченной среды возникают



некоторые потери при “ударе” импульса по мишени. Спектр высокоэнергетичных электронов (красная кривая) для мишени с короткой преплазмой в условиях оптимальной фокусировки на нее лазерного излучения ( $d = 5.6\lambda$ ,  $x = -10\lambda$ ) показан на рисунке 13.1 в сравнении со случаями менее удачной фокусировки ( $d = 4\lambda$ ,  $x = -5\lambda$  – отвечает синей кривой) и однородной мишени (зеленая кривая).

Таблица 1– Характеристики эффективности ( $Q$ ,  $\eta$ ) генерации высокоэнергетических электронов для разных условий фокусировки

А	$L=10\text{мкм}$ , $d=4\text{мкм}$	
Положение фокуса (мкм)	Конверсия в электроны с энергией свыше 30МэВ	Заряд электронов (нКл) с энергией свыше 30МэВ
$x = -20$	$\eta = 17\%$	$Q = 6.7$
<b><math>x = -10</math></b>	<b><math>\eta = 17.9\%</math></b>	<b><math>Q = 7.0</math></b>
$x = -5$	$\eta = 15.8\%$	$Q = 6.9$
$x = 0$	$\eta = 14.4\%$	$Q = 6.4$
Б	$L=10\text{мкм}$ , $d=4\text{мкм}$	
<b><math>x = -10</math></b>	<b><math>\eta = 18.9\%</math></b>	<b><math>Q = 7.9</math></b>
<b><math>x = 0[1]</math></b>	<b><math>\eta = 19.1\%</math></b>	<b><math>Q = 7.0</math></b>
$x = 10$	$\eta = 14.9\%$	$Q = 7.0$
В	$L = 10\text{мкм}$ , $x = -10\text{мкм}$	
$d = 3$	$\eta = 15.7\%$	$Q = 7.2$
$d = 4$	$\eta = 17.9\%$	$Q = 7.0$
<b><math>d = 5</math></b>	<b><math>\eta = 19.6\%</math></b>	<b><math>Q = 7.0</math></b>
<b><math>d = 5.6</math></b>	<b><math>\eta = 19.5\%</math></b>	<b><math>Q = 8.0</math></b>

По числу частиц и характерному диапазону энергий этот спектр демонстрирует такую же эффективную, и даже слегка лучшую, генерацию высокоэнергетичных электронов (ср. соответствующие кривые в диапазоне энергий  $150 \text{ МэВ} > \varepsilon > 30 \text{ МэВ}$ ), как и в случае однородной полуограниченной плазмы, и такую же, платообразного вида, форму, свидетельствующую об обогащении спектра высокоэнергетичными частицами. Для случая значительно более плавного изменения профиля плотности плазмы,  $L = 50\lambda$ , который безусловно легче реализуем на практике, чтобы добиться отсутствия потерь в

заряде и коэффициенте конверсии в высокоэнергетичные электроны ( $> 30$  МэВ) требуется подгонка размера лазерного пятна под электронную плотность плазмы в области фокуса и выход высокоэнергетичных электронов и коэффициент конверсии оказываются более критичны к выбору условий фокусировки на неоднородный профиль плотности, чем в случае короткой преплазмы.

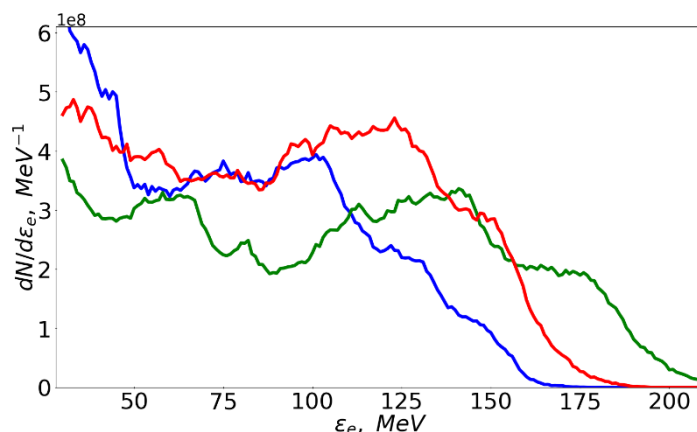


Рисунок 13.1 – Спектр высокоэнергетичных электронов (красная кривая) в неоднородной мишени с короткой преплазмой ( $L = 10\lambda$ ) для оптимальной фокусировки лазерного излучения при  $d = 5.6\lambda$  и  $x = -10\lambda$  в сравнении со спектрами для менее удачной фокусировки на профиль плотности ( $d = 4\lambda$  и  $x = -5\lambda$ ; синяя кривая) и для однородной мишени ( $d = 4\lambda$  и  $x = 0$ ; зеленая кривая).

Однако, при правильно выбранной фокусировке (размер пятна  $7.8\lambda$  и фокусировка на расстоянии  $100\lambda$  от мишени) наличие преплазмы не ухудшает параметры ускоренных электронов. При этом, благодаря условию согласования (Рисунок 13.1) (меньшей плотности отвечает больший размер пятна) не требуется иметь такое же малое фокальное пятно, как в случае однородной плазмы, что благоприятно для экспериментальной реализации данного режима.

Таким образом, лазерный импульс с энергией 4 Дж способен генерировать электронный пучок со средней энергией порядка 100 МэВ и зарядом порядка 8 нКл, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов с энергией больше 30 МэВ на уровне 20%, причем этот вывод справедлив не только для однородной мишени, но и, как показано выше, для реального распределения плотности, имеющего место в случае плотной газовой микроструи. Это важно, для практических применений – создания источников, например, гамма-излучения, нейтронов, изотопов и электронов высоких энергий для радиотерапии. Ниже моделировалось использование такого лазерно-ускоренного пучка электронов для конвертации в гамма-излучение и возбуждения фотоядерных реакций для производства нейтронов. Фотоядерное производство нейтронов – широко обсуждаемая тема в ядерных

приложениях интенсивных коротко– импульсных лазеров. Одна из наиболее широко используемых схем производства нейтронов состоит в направлении пучков энергетичных электронов, ускоренных коротким лазерным импульсом из низкоплотного газа в классическом кильватерном режиме ускорения, на мишень– конвертер ( Рисунок 13.2).

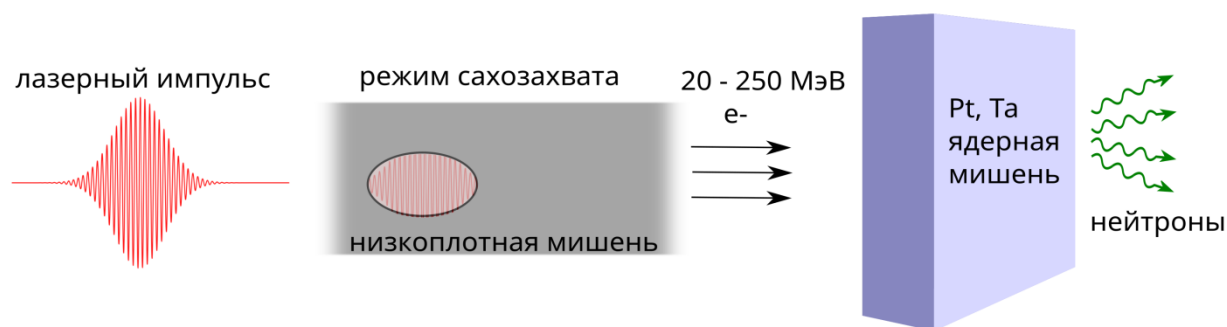


Рисунок 13.2 – Схема генерации нейтронов: Лазерный импульс взаимодействуя с газовой мишенью генерирует поток релятивистских электронов, который попадая в конвертор (ядерную мишень) производит там гамма кванты и нейтроны.

Рассматриваемый здесь режим самозахвата лазерного импульса позволяет генерировать значительно большее число электронов и эффективно преобразовывать их в гамма– лучи с энергиями более 10 МэВ. Этот диапазон гамма– энергии хорошо подходит для фото– производство ядерных нейтронов через гигантский дипольный резонанс (ГДР). Макроскопически ГДР можно понимать, как объемное колебание ядра, в котором протоны с изоспином  $1/2$  и нейтроны с изоспином–  $1/2$  когерентно колеблются в противоположных направлениях. Когерентное возбуждение приводит к достаточно большому сечению рассеяния. Как правило, фотоядерное сечение меньше типичного ядерного сечения из– за электромагнитной природы взаимодействия. Тем не менее при резонансной энергии она сравнима по порядку величины с геометрическим сечением ядерных реакций, что компенсирует слабость электромагнитного взаимодействия. Используемый программный модуль GEANT4 (версия 10.5) учитывает практически все возможные реакции:  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и т. д. Отметим, что вторичное гамма– излучение возбужденных ядер также учитывается при моделировании кодом GEANT4.

Результаты производства фотоядерных нейтронов с использованием лазерного импульса мощностью 135 ТВт иллюстрируются (рисунок 13.3) для танталовой и платиновой ядерных мишеней. В расчетах использовалась мишень с поперечным размером 20 мм на 20 мм и толщиной 12 мм. Для платиновой мишени также был произведен расчет с толщиной мишени 6 мм. Предполагался естественный состав мишени, например, платина имеет следующий состав изотопов ( $^{194}\text{Pt}+^{195}\text{Pt}+^{196}\text{Pt}+^{198}\text{Pt}$ ). Максимальное количество генерируемых нейтронов за один лазерный импульс достигает  $5 \times 10^8$

частиц для платиновой мишени и  $9 \times 10^8$  частиц для танталовой мишени (в обоих случаях толщина мишени составляла 12 мм). Это примерно соответствует эффективности возбуждения нейтронов на уровне  $10^{-2}$  нейтронов на один лазерно– ускоренный электрон.

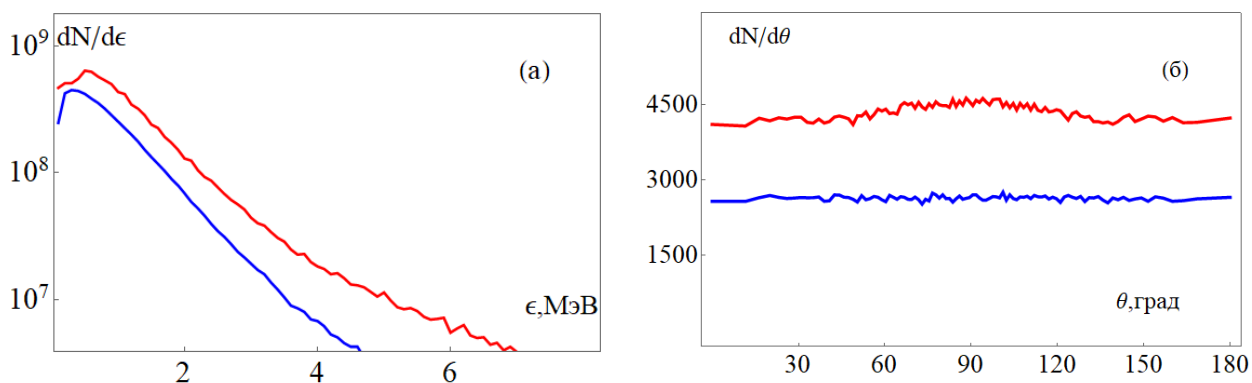


Рисунок 13.3 – Энергетический спектр (панель а) и угловое распределение (панель б) нейтронов, генерируемых из танталовой (красные кривые) или платиновой (синие кривые) мишени толщиной 12 мм. Угловое распределение по углу в плоскости сечения электронного пучка.

Использование мишени из платины толщиной 6 мм несколько уменьшает количество нейтронов вдвое по сравнению с рассматриваемой мишенью из платины толщиной 12 мм. Вылетающие нейтроны имеют практически однородное по углу распределение и экспоненциально– подобный спектр с характерной «температурой» порядка 1 МэВ.

Таким образом, проведенное сквозное моделирование взаимодействия лазерного импульса с плазмой околоритической плотности и последующего воздействия ускоренных электронов на твердотельную ядерную мишень из плотного вещества с высоким атомным номером демонстрирует, что с помощью фотоядерных реакций можно достичь высокой эффективности производства 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. Такой выход достигается благодаря эффективному ускорению электронов в режиме самозахвата, обеспечивающего пучки высокоэнергетичных электронов с рекордным зарядом на Дж вложенной энергии, и последующему их эффективному преобразованию в гамма– кванты близи максимума ГДР.

#### **14 Подготовка эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов.**

Задача увеличения жесткости и яркости лазерно-плазменных синхротронных источников рентгеновского излучения может быть решена путем перехода к мишеням субкритической плотности и режимам прямого лазерного ускорения электронов лазерным излучением [143,144]. Первые численные и теоретические исследования этого режима лазерно-плазменного взаимодействия демонстрируют его огромный потенциал с точки зрения создания лазерно-плазменного синхротронного источника. Продемонстрировано, в частности, что пиковая яркость и жесткость этого синхротронного источника значительно превосходит соответствующие характеристики “традиционных” бетатронных лазерно-плазменных источников.

Для эффективного взаимодействия лазерного излучения с околосубкритической плазмой с целью генерации рентгеновского излучения повышенной яркости и жесткости требуется, чтобы лазерный импульс распространялся по плазме в режиме релятивистского самозахвата [145], т.е. в виде солитона (или плазменной каверны с вытолкнутыми лазерным излучением электронами), движущегося со скоростью, близкой к скорости света. Такой солитон устойчиво проходит расстояния на порядок больше рэлеевской длины, при этом радиус солитона остается практически неизменным на всем протяжении его распространения. Для перехода лазерного излучения, сфокусированного на край мишени с околосубкритической плотностью, в режим релятивистского самозахвата требуется, чтобы граница между вакуумом и околосубкритической мишенью была чрезвычайно резкой, меньше или порядка рэлеевской длины [145]. В последнее время продемонстрирована возможность релятивистского самозахвата при несколько более размытой границе между плазмой и мишенью, порядка нескольких рэлеевских длин [144], однако, даже это возможное “размытие” составляет величину не более нескольких десятков микрон.

Таким образом, для реализации режима прямого лазерного ускорения электронов в эксперименте необходимо создать мишень с плотностью, близкой к критической и обладающую резкой границей и обеспечить высокую интенсивность лазерного излучения. При этом размер перетяжки лазерного излучения, его интенсивность и концентрация электронов в мишени должны быть согласованы для обеспечения наиболее эффективного нелинейного взаимодействия лазерного излучения с плазмой мишени (см. ниже). В силу вышесказанного, можно констатировать, что для обеспечения режим прямого лазерного ускорения необходимо использование мишеней околосубкритической плотности и довольно острой фокусировки лазерного излучения.

В силу этого, на первом этапе выполнения проекта проведены работы:

-по созданию сверхплотных газовых мишеней высокого давления;

-по разработке принципов создания тонкостенных (со стенками нанометровой толщины) газовых капсул;

-по созданию системы острой фокусировки лазерного излучения  $F/2,5$ .

#### 14.1 Оптическая схема эксперимента

**Адаптивная система коррекции волнового фронта пучка.** Для обеспечения высокой интенсивности лазерного излучения на мишени требуется обеспечить плоский фазовый фронт лазерного излучения на фокусирующей параболе. Вместе с тем, в ходе усиления лазерного импульса, в нем накапливаются фазовые искажения, которые препятствуют качественной фокусировке. Для компенсации этих фазовых искажений применяются деформируемые зеркала. Деформируемое зеркало вместе с датчиками волнового фронта и датчиками дальней зоны пучка образуют адаптивную систему коррекции волнового фронта, задача которой заключается в выравнивании поперечного фазового профиля лазерного импульса для обеспечения наилучшей фокусировки лазерного излучения на мишени.

В отчетном периоде была произведена отработка режимов работы адаптивной системы коррекции волнового фронта лазерного пучка с непосредственным измерением дальней зоны пучка в стандартном (50 фс) режиме работы лазера PEARL, что позволило скомпенсировать аберрации волнового фронта, возникающие в лазерных элементах и добиться хорошей фокусировки лазерного излучения. На рисунке 14.1 представлена схема адаптивной системы. Для непосредственного измерения дальней зоны пучка, в схеме применено многократное ослабление лазерного излучения путем его отражения от клиньев оптического качества (К1-К4 на рисунке 14.1)

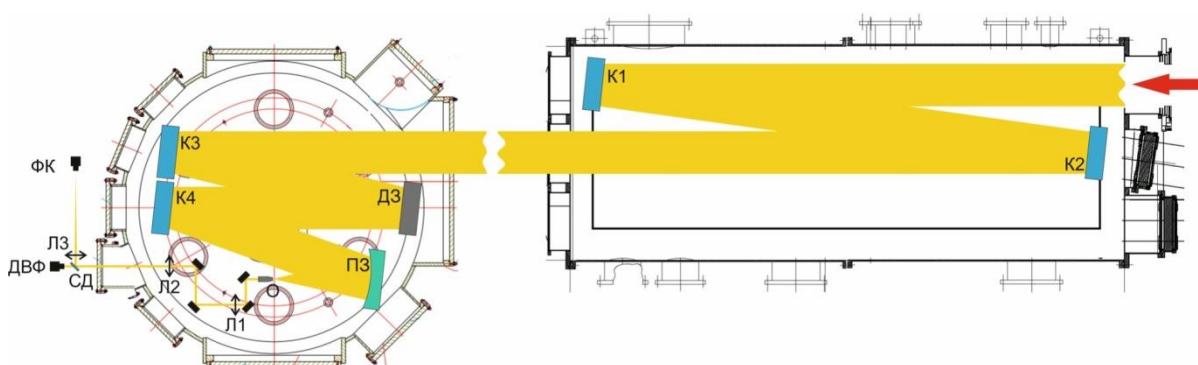


Рисунок 14.1 - Схема компенсации фазовых искажений в стандартном режиме работы лазера PEARL с острой фокусировкой лазерного излучения.

К1-К4 – ослабляющие клинья; ДЗ – деформируемое зеркало; ПЗ – внеосевое параболическое зеркало  $F/2,5$ ; О – микроскопический объектив; Л1-Л2 – линзы масштабирующего телескопа с фокусными расстояниями 400 и 750 мм соответственно; СД – светоделитель; ДВФ – датчик волнового фронта; ФК – фокальная камера.

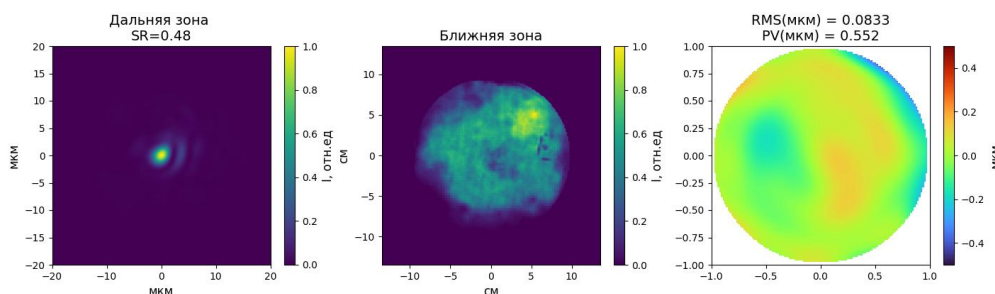


Рисунок 14.2 - Результат острой фокусировки стандартного лазерного пучка стенда PEARL параболическим зеркалом F/2,5 с компенсацией фазовых искажений адаптивной системой коррекции волнового фронта. Дальняя зона пучка показана слева. Измеренное число Штреля равно 0,48.

На рисунке 14.2 представлены результаты фокусировки лазерного пучка стенда PEARL в стандартном (50 фс) режиме работы. Видно, что адаптивная система коррекции волнового фронта позволяет на довольно высоком уровне скомпенсировать все фазовые искажения лазерного пучка и добиться его качественной фокусировки. Измерения дальней зоны пучка в области его перетяжки представлены на левой панели на рисунке 14.2. Рассчитанное для профиля ближней зоны пучка (средняя панель на рисунке 14.2) число Штреля составляет 0,48, что является хорошим достижением для острой фокусировки лазера.

При переходе в режим нелинейной компрессии, режим работы деформируемого зеркала становится более сложным, так как оно должно дополнительно обеспечить компенсацию поперечно-неоднородной нелинейной фазы. Оба режима работы обеспечиваются одним и тем же деформируемым зеркалом без перестройки оптической схемы, изменяется лишь алгоритм работы зеркала. Согласно технологии нелинейной компрессии лазерных импульсов, представленной в разделе 24 настоящего отчета, дополнительная “нелинейная” поперечная фаза, которая должна дополнительно прикладываться к деформируемому зеркалу для обеспечения максимальной интенсивности нелинейно-сжатого лазерного импульса в фокальной плоскости, составляет величину 1,1 от измеренной датчиком Шака-Гартмана нелинейной поперечной фазы (т.е. той поперечной фазы, которая дополнительно появляется в фазе лазерного импульса после добавления в трассу его распространения нелинейного элемента). В настоящее время проводятся экспериментальные исследования, направленные на отработку этого нового алгоритма работы адаптивного зеркала.

**«Боевая» оптическая схема для эксперимента по прямому лазерному ускорению из околокритических мишеней.** На рисунке 14.3 представлена разработанная оптическая схема для проведения экспериментов по прямому лазерному

ускорению электронов из околокритических и суб-критических мишеней на лазере PEARL. Разработанная оптическая система позволяет проводить эксперименты по прямому лазерному ускорению как непосредственно с лазерным излучением стенда PEARL, так и использованием пост-компрессии лазерного импульса методом CafCA. Для этого, оптическая система собрана с использованием двух вакуумных камер:

- промежуточной вакуумной камеры, присоединенной к выходу оптического компрессора лазера PEARL;

- мишенной вакуумной камеры, присоединенной к промежуточной камере и предназначенной для проведения экспериментов по лазерному ускорению электронов.

В промежуточной вакуумной камере расположены схемы:

- нелинейного сжатия лазерного импульса;

- коррекции волнового фронта.

Детальное описание технологии нелинейного сжатия лазерных импульсов представлено в разделе 24 настоящего отчета. В этом разделе мы не будем останавливаться на описании схемы нелинейного сжатия, отметим только несколько моментов, важных с точки зрения постановки экспериментов по прямому лазерному ускорению.

Особенности разработанной оптической системы заключаются в следующем.

Схема нелинейного сжатия лазерного импульса, предложенная для использования в экспериментах по лазерному ускорению электронов (см. также раздел 17 настоящего отчета), отличается тем, что нелинейный элемент, предназначенный для уширения спектра лазерного излучения, может дистанционно вдвигаться/выдвигаться из пучка. В зависимости от положения нелинейного элемента (в оптическом пучке или вне оптического пучка) режим работы лазера может переключаться между стандартным (с использованием лазерного импульса энергией 15 Дж и длительностью 50 фс, т.е. с использованием лазерного импульса, получающегося на выходе оптического компрессора) и нелинейно-сжатым (с использованием лазерного импульса энергией 15 Дж и длительностью порядка 10 фс, получающейся в результате использования метода CafCA).

Остальные элементы схемы, расположенные в предварительной камере, остаются одинаковыми для обоих режимов работы. Эти элементы включают:

- деформируемое зеркало,

- дисперсионные (чирпирующие) зеркала,

- широкополосное плоское зеркало для вывода излучения из предварительной камеры в мишенную камеру.



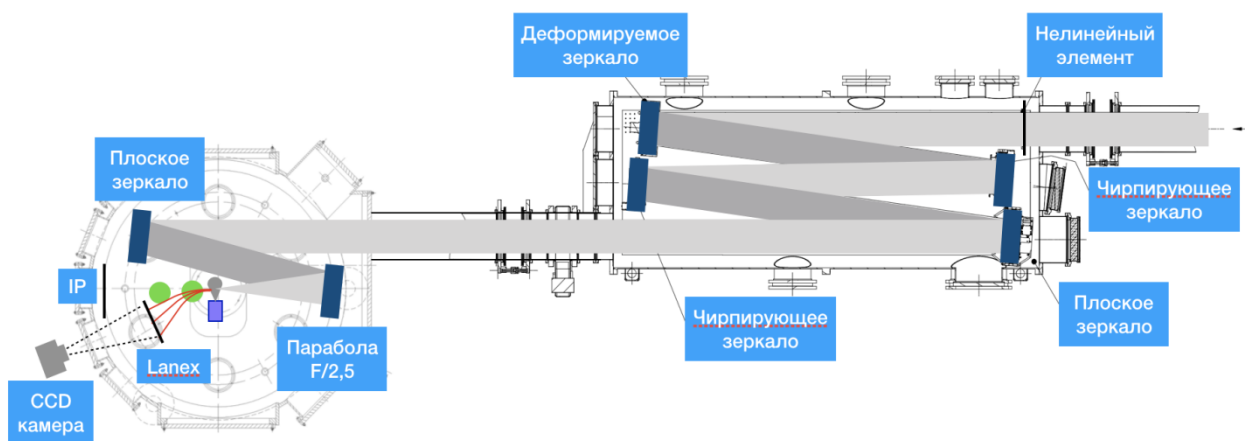


Рисунок 14.3. Оптическая схема эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов.

Задача дисперсионных зеркал состоит одновременно в транспортировке лазерного импульса в промежуточной камере и в дополнительной сжатии лазерного импульса при работе в режиме нелинейной компрессии (см. раздел 24). Очевидно, что в стандартном режиме работы дисперсионные зеркала должны обеспечивать только транспортировку лазерного импульса и не приводить к его нежелательному уширению. В ходе выполнения проекта было продемонстрировано, что дисперсионные зеркала практически не влияют на стандартный лазерный импульс длительностью 50 фс и, таким образом, могут использоваться в качестве транспортной оптики в стандартном режиме работы лазера. В результате, оба режима работы лазера - и стандартный, и режим нелинейной компрессии - могут быть обеспечены одними и теми же дисперсионными зеркалами без перестройки оптической схемы. В режиме нелинейного сжатия дисперсия зеркал оказывается существенной для дополнительной компрессии лазерного импульса, а в стандартном режиме дисперсионные зеркала выполняют лишь функцию транспортной оптики.

В мишенной камере стенда PEARL (рисунок 14.3) располагаются:

- система фокусировки лазерного излучения F/2,5, состоящая из плоского зеркала и параболического зеркала с фокусным расстоянием 40 см;
- система диагностики ускоренных электронов, представляющая собой магнитный спектрометр на базе постоянных магнитов с индукцией порядка 0,6 Тл и сцинтиллятора Lanex (при необходимости может дооснащаться диафрагмами для более точного разрешения по энергиям ускоренных электронов);
- системой диагностики рентгеновского излучения на базе запоминающих сцинтилляторов ImagePlate (IP);
- системой дополнительной фильтрации ускоренных электронов на базе постоянных магнитов 0,6 Тл для предотвращения паразитной засветки IP.

## 14.2 Системы для создания мишеней околоскритической плотности.

Режим прямого лазерного ускорения электронов лазерными импульсами фемтосекундной длительности и релятивистской интенсивности предполагает использование мишеней с околоскритической плотностью. Оптимальный размер фокального пятна  $R$  связан с концентрацией электронов мишени  $n_e$  следующим соотношением [14.1]:

$$R = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{n_c}{n_e}} \left( \frac{16\alpha^4 P}{P_c} \right)^{1/6} \quad (14.1)$$

где  $n_c = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  - критическая концентрация плазмы,

$\alpha$  - численный коэффициент порядка 2,

$c$  - скорость света,

$\omega$  - частота лазерного излучения,

$P$  - мощность лазерного излучения,

$P_c$  - критическая мощность лазерного излучения.

Для параметров лазерного импульса стенда PEARL и фокусировки  $f/2.5$  получается, что концентрация электронов в мишени должна составлять порядка  $n \sim 0.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (для экспериментов без дополнительной временной компрессии лазерных импульсов) или порядка  $n \sim 1.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (для экспериментов с применением дополнительной временной компрессии лазерных импульсов). Такие концентрации электронов соответствуют давлению в газовой мишени порядка 1-3 атм при использовании водорода, а соответствующие концентрации плазмы называются околоскритическими или субкритическими.

Существует ряд подходов к созданию мишеней околоскритической плотности, и все они сопряжены с определенными техническими сложностями. В рамках проекта выделим следующие подходы: сверхплотные газовые струи, пористые мишени, и газовые капсулы. В ходе подготовки к экспериментам осуществлялось поступательное движение ко всем этим подходам. На первом этапе проекта акцент был сделан на подход, связанный с использованием газовых мишеней: сверхплотных газовых струй и газовых капсул.

Вне зависимости от типа используемой газовой мишени, они должны размещаться внутри вакуумного объема и на их границу должно фокусироваться лазерное излучение. Лазерно-плазменное взаимодействие, приводящее к генерации пучков ускоренных электронов, происходит при распространении сфокусированного лазерного излучения через газовую среду.

Следует отметить, что помимо газовых струй, формируемых с помощью импульсных клапанов и газовых сопел специального профиля, в качестве газовых мишеней в настоящее время также широко используются и газовые ячейки, представляющие собой небольшую камеру, размещенную в вакуумном объеме. Газовые ячейки имеют небольшие отверстия для входа и выхода лазерного излучения, через которые газ вытекает во внешнюю вакуумную камеру. Приток же газа осуществляется через специальную систему подвода газа. Газовые ячейки характеризуются лучшей однородностью профиля газа по сравнению с газовыми струями, но, к сожалению, обладают существенно большей неоднородностью профиля газа на границе, что ограничивает их применение в задаче прямого лазерного ускорения.

Таким образом, в рамках настоящего проекта мы остановились в первую очередь на использовании сверхплотных газовых струй и специально разработанных газовых капсул. Последние лишены основных недостатков газовых струй, связанных с не очень высокой степенью однородности газа внутри мишени и, главное, с достаточно большой характерной шириной границы между газом и вакуумом (порядка долей миллиметра, что может оказаться слишком большой величиной для эффективного захвата лазерного излучения и его последующего распространения в плазме в режиме самоканалирования [14.1-14.3], что, в конечном счете, приводит к уменьшению эффективности прямого лазерного ускорения электронов). Таким образом, использование газовых капсул представляется более перспективным, однако их производство, хоть и использующее хорошо отработанные технологии, локализованные в ИПФ РАН, возможно достаточно ограниченными партиями, исчисляемыми сотнями штук. Таким образом, для первоначальной настройки и отработки режимов прямого лазерного ускорения должны применяться более легкие в получении газовые мишени, в частности, сверхплотные газовые струи.

**Использование газовых струй высокого давления для создания мишеней околокритической плотности.** В результате анализа различных типов газовых мишеней, в качестве первого типа околокритических мишеней для задачи прямого лазерного ускорения было предложено использовать газовые струи высокого давления. Основная трудность при создании мишеней с концентрацией электронов более  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> состоит в обеспечении высокого давления в газовой системе. Действительно, стандартные электромагнитные клапаны и стандартное газовое оборудование, широко используемые в экспериментах по ускорению электронов в кильватерной волне и генерации бетатронного излучения в этом режиме (см., например, раздел 17 настоящего отчета), обеспечивают максимальную концентрацию электронов в газовой струе порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> (при давлении

на входе в электромагнитный клапан порядка нескольких десятков атмосфер), что недостаточно для задач прямого лазерного ускорения электронов фемтосекундными лазерными импульсами. Таким образом, в рамках выполнения проекта была разработана газовая система, обеспечивающая работоспособность газовой мишени до давлений порядка нескольких сотен атмосфер на входе. Основными компонентами системы являются - газовый бустер, обеспечивающий увеличение давления в системе до 1000 атм и электромагнитный клапан высокого давления, срабатывающий при давлениях на входе до 1000 атм. Фотография и схема газовой системы представлены на рисунках 14.4 и 14.5.

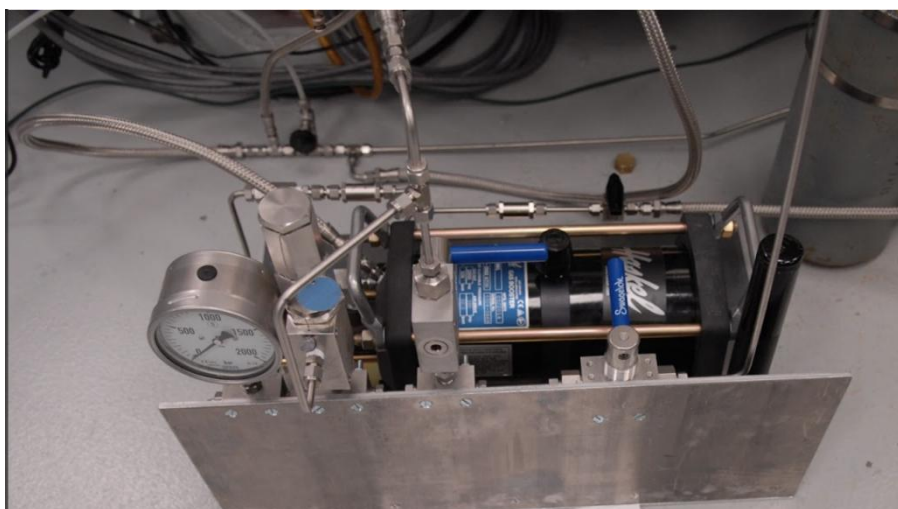


Рисунок (14.4) - Фотография системы повышения рабочего давления газа.

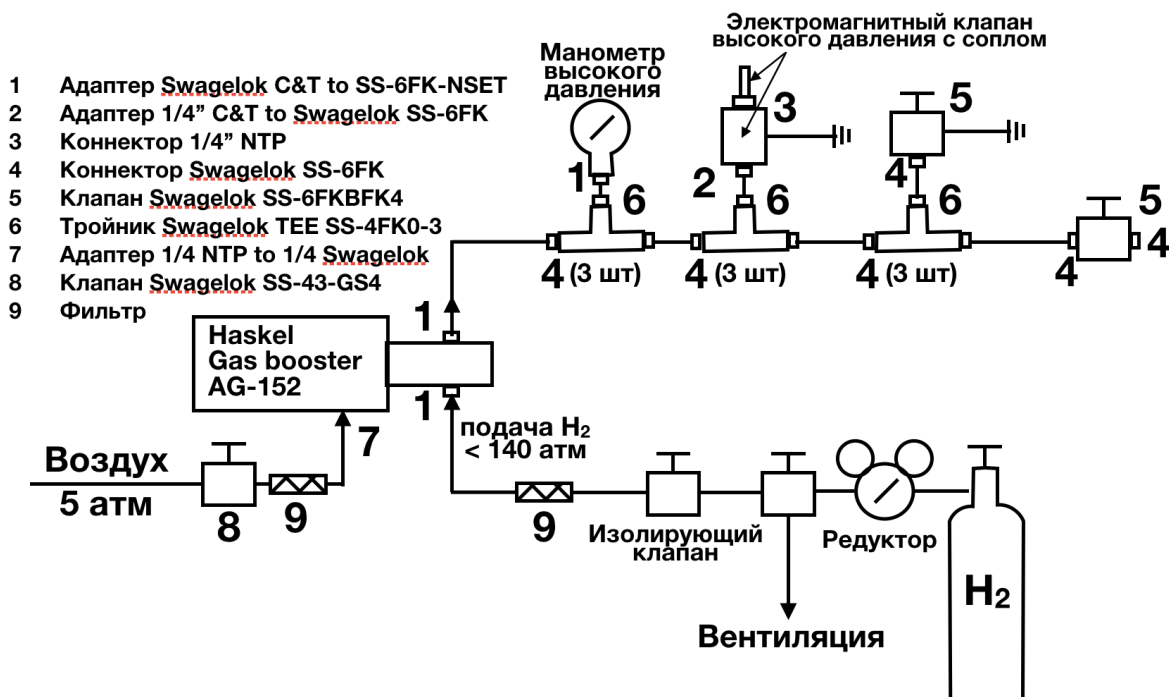


Рисунок 14.5 - Схема газовой системы высокого давления для работ по прямому лазерному ускорению электронов.

В разработанной газовой схеме в качестве системы для увеличения давления рабочего газа (водород или гелий) до 1000 атмосфер используется пневматический бустер (Pneumatic-Driven Gas Boosters) производства компании Haskel серии AG. Газовая схема оснащена системой импульсного напуска газа на основе электромагнитного клапана высокого давления (в нашем случае, XD1N series производства компании JAKSA SOLENOID VALVES).

Газовая система высокого давления собрана и ее работоспособность протестирована, в том числе в вакуумных условиях.

**Использование газонаполненных капсул для создания мишеней околокритической плотности.** В рамках проекта было предложено использовать в качестве мишеней специально разработанный новый тип мишеней - газонаполненные тонкостенные капсулы (см. заявку на патент, приложенную к данному отчету). Задачей, на решение которой направлено данное изобретение, является разработка газовой мишени с чрезвычайно резкой границей между газом и вакуумом, то есть с шириной границы, не превышающей длины перетяжки пучка лазерного излучения, в результате чего на границе вакуум-плазма происходит эффективный переход сфокусированного лазерного излучения в режим самоканалирования.

Технический результат в разработанной газовой мишени достигается за счет того, что она включает герметичную газонаполненную камеру, первая торцевая стенка которой, служащая для ввода излучения, содержит первое окно, закрытое металлической пленкой, а боковая стенка камеры имеет отверстие для ввода газа в камеру. Новым в разработанной газовой мишени является то, что металлическая пленка выполнена из разрушаемого лазерным излучением материала толщиной не более 0,2 мкм, способная выдержать давление, по крайней мере, в 1 атм (реальная работоспособность продемонстрирована до толщин порядка 50 нм).

Вторая торцевая стенка герметичной газонаполненной камеры также может быть выполнена из разрушаемой лазерным излучением металлической пленки с толщиной не более 0,2 мкм, способной выдержать давление, по крайней мере, 1 атм.

Использование настолько тонкостенных пленок позволяет создавать максимально резкий перепад концентрации газа в области фокусировки лазерного импульса, что труднодостижимо при использовании существующих конструкций газовых мишеней, в особенности при необходимости работы с повышенным (масштаба одной - нескольких атмосфер) давлением газа.

Изготовление серии подобных газонаполненных тонкостенных капсул запланировано на второй год выполнения проекта. Конструкция капсул предполагает

возможность их закрепления в мишенной камере стенда PEARL с использованием стандартных оптомеханических систем.

Технология производства тонких пленок, которые будут использоваться в производстве газонаполненных капсул, полностью отработана в ИПФ РАН. Результаты производства партии таких пленок и измерения их прочностных характеристик, в частности, их способности выдержать требуемый перепад давления, изложены в разделе 22 настоящего отчета.

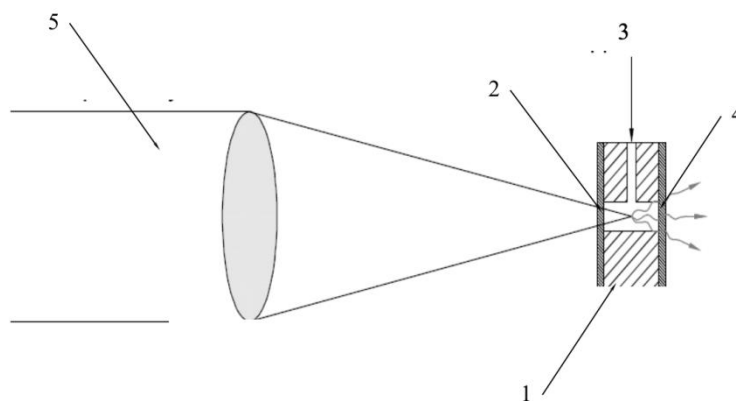


Рисунок 14.6 - Принцип работы тонкостенной газонаполненной капсулы.

Лазерное излучение 5, пройдя через линзу, попадает в герметичную газонаполненную камеру 1 через первое окно 2, расположенное на первой торцевой стенке камеры 1. Первое окно 2 представляет собой отверстие, закрытое металлической пленкой субмикронной толщины. Такая очень тонкая пленка образует резкую границу между газом в камере 1 и вакуумом. Тонкая пленка прозрачна для сверхмощного лазерного излучения вследствие эффекта самоиндуцированной релятивистской прозрачности. Выход синхротронного излучения происходит через второе окно 4, которое также может быть выполнено из тонкой пленки. Подача газа идет по тракту 3.

Таким образом, в течение первого этапа выполнения проекта:

- была полностью разработана и собрана оптическая схема, обеспечивающая возможность проведения экспериментов по прямому лазерному ускорению в стандартном (50 фс) и нелинейно-сжатом (10-20 фс) режимах работы лазера PEARL;

- была разработана и реализована газовая схема для работы со сверхплотными газовыми струями высокого давления;

- разработаны основные принципы и технологии создания тонкостенных (нанометровых) газовых капсул, что должно полностью удовлетворить все требования по резкости границы и однородности профиля газовой мишени околоритической плотности.

## 15 Разработка макета спектрометра МР и ЭУФ излучения для имиджинга лазерного факела на основе многослойных асферических зеркал нормального падения.

Для исследования спектра излучения бетатронного источника в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн был разработан спектрометр на базе сменных многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ). Спектрометр работает по схеме, представленной на рисунке 15.1.

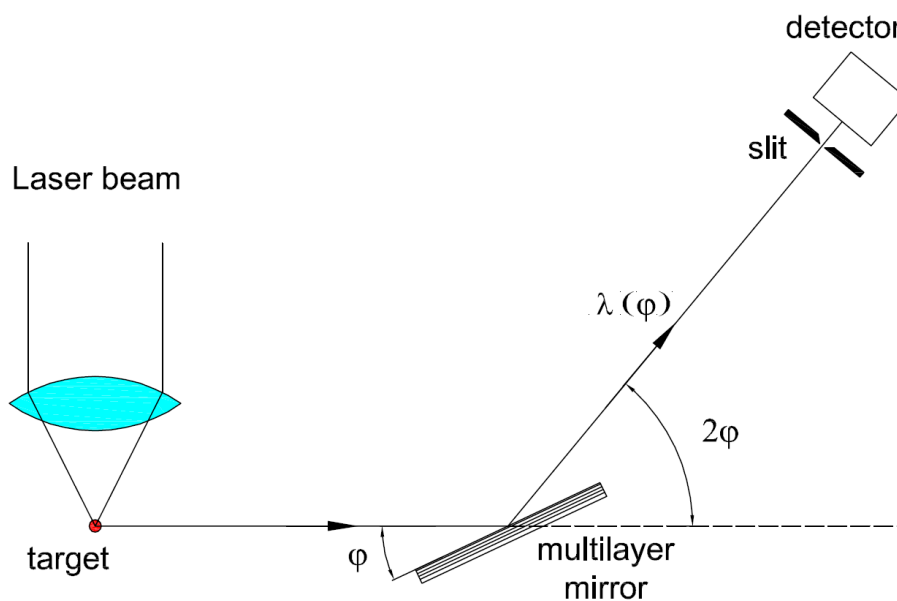


Рисунок 15.1– Схема спектрометра МР и ЭУФ излучения

Принцип действия прибора заключается в следующем. Излучение бетатронного источника, вызванное взаимодействием мощного лазерного импульса с мишенью, попадает на многослойное интерференционное зеркало, закрепленное на поворотном столике, позволяющем сканировать по углу в диапазоне от  $20^\circ$  до  $75^\circ$ . Поворот зеркала происходит вокруг вертикальной оси (рисунок 15.1). Вокруг той же оси происходит поворот детектора. Механика поворотного столика рассчитана таким образом, чтобы при повороте зеркала на угол  $\varphi$  детектор поворачивался на угол  $2\varphi$ . В этом случае при любых углах падения излучения на поверхность многослойного зеркала будет выполняться условие зеркального отражения, т.е. угол падения равен углу отражения. Детектор при этом регистрирует сигнал на длине волны для которой при этом будет выполнено условие конструктивной интерференции (закон Брэгга–Вульфа) – формула (15.1).

$$2d \cdot \sin(\varphi) = m \cdot \lambda, \quad (15.1.)$$

где  $d$  – период многослойной структуры;  $\varphi$  – угол падения излучения (отсчитывается от поверхности);  $m$  – целое число (порядковый номер интерференционного максимума);  $\lambda$  – длина волны излучения.

Таким образом при сканировании по углу происходит сканирование по спектру. Для блокировки длинноволнового фона и борьбы с “порядками” на вход оптической схемы и непосредственно перед детектором устанавливаются тонкопленочные свободновисящие абсорбционные фильтры. Для каждого спектрального диапазона материал и структура фильтра рассчитывалась индивидуально.

**Расчет рентгенооптических элементов.** На первом этапе разработки спектрометра был выбран диапазон длин волн (7– 30 нм) в котором имеются экспериментально подтвержденные результаты по синтезу высокоотражающих многослойных рентгеновских зеркал. Тем не менее, спецификой задачи является не только получение высоких коэффициентов отражения, но и хорошего спектрального разрешения. В данном спектрометре была поставлена задача добиться спектрального разрешения лучше 1,0 нм во всем обозначенном выше диапазоне длин волн. Таким образом, для эффективной регистрации спектра излучения бетатронного источника необходимо чтобы элемент, раскладывающий излучение в спектр обладал высокими спектральным разрешением (отношением  $\lambda/\delta\lambda$ ) и коэффициентом отражения. Был проведен расчет и оптимизация многослойных зеркал, которые могли бы быть использованы в качестве диспергирующего элемента в спектральном диапазоне 7– 30 нм. Был проанализирован ряд материалов, имеющих низкое поглощение в обозначенном выше диапазоне длин волн. Показатель преломления в рентгеновском диапазоне длин волн близок к единице, но меньше ее. Таким образом, общий вид показателя преломления ( $n$ ) удобно записывать в виде (15.2).

$$n = 1 - \delta + i\gamma, \quad (15.2.)$$

где  $\delta$  – действительная часть поправки показателя преломления;  
 $\gamma$  – мнимая.

На рисунке 15.2 представлены кривые действительной и мнимой поправок показателя преломления наиболее перспективных в данном диапазоне длин волн материалов.



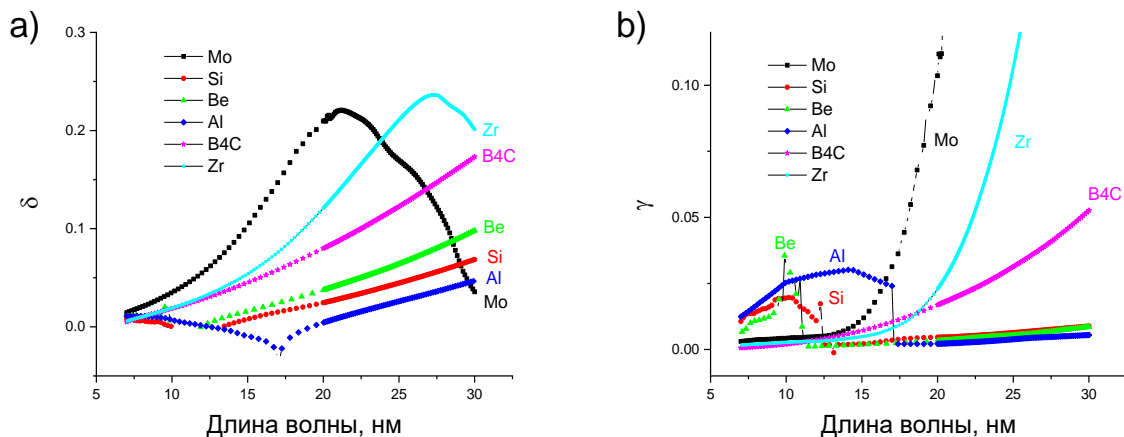


Рисунок 15.2 – Действительная (а) и мнимая (б) часть показателя преломления ряда материалов [146].

**Многослойные зеркала.** Наиболее перспективной парой материалов для синтеза многослойной интерференционной структуры, как правило, являются материалы с наибольшим скачком действительной части показателя преломления, т.н. «absorber» (тяжелый материал) и «spacer» (легкий материал). Как можно видеть (рисунок 15.2a) наибольшее значение  $\delta$  во всем обозначенном выше диапазоне длин волн обладает Mo, однако при длинах волн более 15 нм у него наблюдается катастрофический рост поглощения (рисунок.15.2b), что делает его применение в качестве основы многослойной структуры в диапазоне длин волн более 17 нм не перспективным. В то же время Al в окрестности длины волны 17 нм, наоборот, имеет край поглощения и значение его мнимой части показателя преломления скачком уменьшается более чем на порядок и становится меньше, чем у остальных, представленных на рис.2 кандидатов. Таким образом, именно эти два материала имеют явный приоритет для применения в качестве составляющих многослойной структуры в данном диапазоне длин волн. С помощью программы Multifitting [147] были промоделированы различные сочетания отражающих материалов со «spacer»'ми. Моделировалось число периодов в структуре, соотношение толщин материалов в периоде, учитывались реальная шероховатость подложки и др. Влияние доли «absorber»'а в периоде на отражательные и спектральные характеристики зеркала представлены на рисунок 15.3.

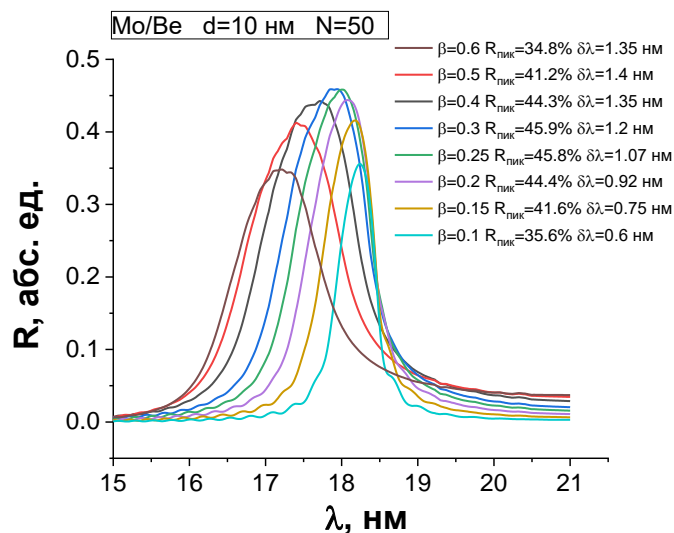


Рисунок 15.3 – Расчетные кривые спектральной зависимости отражения рентгеновского излучения от зеркала Mo/Be ( $d=10$  нм,  $\theta_{пад}=72,3^\circ$ ).

Как можно видеть соотношение материалов ( $\beta$ ) в структуре оказывает значительное влияние на величину пикового коэффициента отражения и спектральную ширину ( $\delta\lambda$ ) Брэгговского максимума. Таким образом, для расчета МРЗ спектрометра была проведена оптимизация параметров структуры. Перекрыть обозначенный выше спектральный диапазон с необходимым спектральным разрешением удалось за счет трех зеркальных элементов, структура и параметры которых приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры МЗ.

Структура	$d$ , нм	$\beta$	$N$	$\Delta\lambda$ , нм	$\Delta\phi$ , °	$\delta\lambda$ , нм
Mo/B <sub>4</sub> C	6,5	0,4	100	7– 12	24– 52	<0,5
Mo/Be	10,0	0,24	50	12– 18	38– 72	<1,0
Al/Be	14,0	0,4	100	18– 30	31– 67	<1,0

где  $\beta$  – доля сильнопоглощающего материала («absorber») в период

$N$  – число периодов;

$\Delta\lambda$  – диапазон длин волн;

$\Delta\phi$  – соответствующий диапазон углов поворота зеркала;

$\delta\lambda$  – ширина Брэгговского максимума на полувысоте.

Кривые зеркального отражения для смоделированных структур на различных длинах волн и соответствующих им углах падения/отражения, находящихся в доступном для сканирования механикой спектрометра диапазоне, представлены на рисунке 15.4

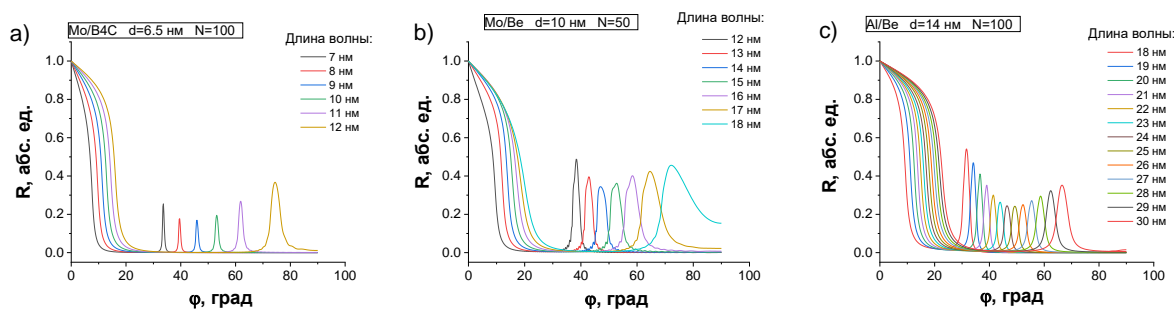


Рисунок 15.4 – Расчетные кривые угловых зависимостей отражения рентгеновского излучения от зеркал спектрометра. а) Mo/B4C на диапазон длин волн 7– 12 нм; б) Mo/Be на диапазон длин волн 12– 18 нм; в) Al/Be на диапазон длин волн 18– 30 нм.

Расчет произведен для неполяризованного излучения. В случае поляризованного сигнала в окрестности угла Брюстера (в рентгеновском диапазоне  $\theta_{\text{Брюстер}} \sim 45^\circ$ .) будут значительные различия в коэффициентах отражения для s и p поляр рисунок.15.5

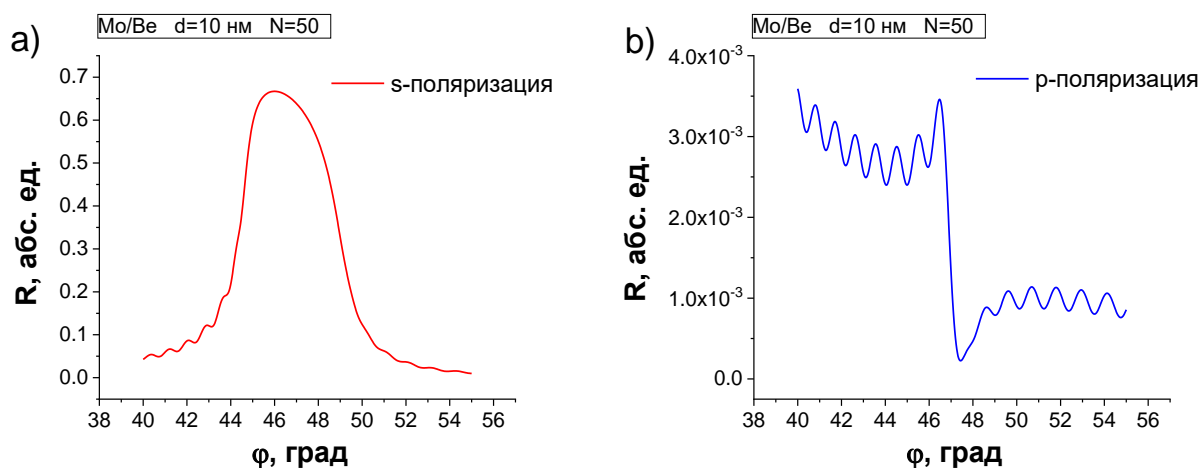


Рисунок 15.5 – Расчетные кривые угловых зависимостей отражения рентгеновского излучения от зеркала Mo/Be ( $d=10$  нм,  $\beta=0,24$ ,  $\lambda=13,3$  нм). а) s– поляризация; б) p– поляризация.

Тем не менее, как видно из таблицы 1 и Рисунка 15.4 во всем диапазоне длин волн ( $\lambda=7-30$  нм) можно ожидать достаточно высоких (более 15%) коэффициентов отражения при заявленной спектральной разрешении ( $\delta\lambda < 1,0$  нм).

**Абсорбционные фильтры.** Как отмечалось выше, для отрезания фонового излучения и высших порядков будут применяться тонкопленочные абсорбционные фильтры. На рисунке 15.6 представлены расчетные зависимости пропускания тонкопленочных фильтров, которыми планируется оснастить обзорные спектрометры.

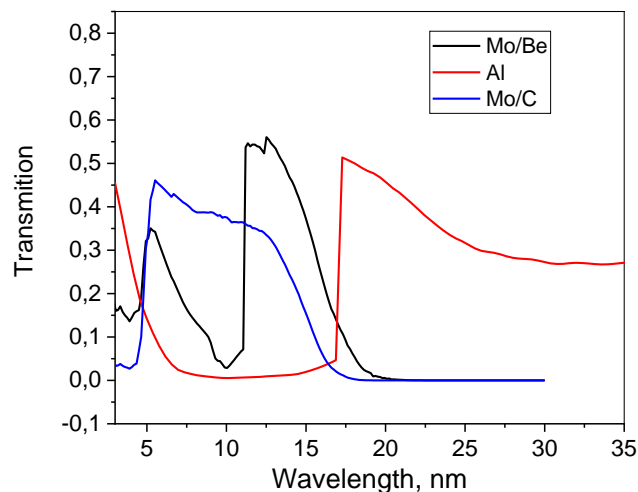


Рисунок 15.6 – Расчетные кривые спектральных зависимостей пропускания абсорбционных фильтров, для применения в спектрометре.

Толщина пленок составляет  $\sim 150$  нм, что определяется компромиссом между прозрачностью материала фильтра в полосе пропускания и степенью подавления длинноволнового излучения. Расчет для алюминиевого фильтра выполнен в предположении наличия загрязняющих примесей кислорода (до 10% ат.) и углерода (до 4% ат.). Алюминиевая пленка будет использоваться в качестве фильтра в паре с многослойным зеркалом Al/Be, характеризующимся малыми коэффициентами нерезонансного отражения в полосе 17– 60 нм. Зеркала на основе молибдена (Mo/Si и Mo/B<sub>4</sub>C), которые мы планируем использовать в диапазоне длин волн от 7 до 17 нм, и нерезонансное отражение которых в длинноволновой части ЭУФ диапазона велико, будут работать в паре с фильтрами на основе Mo: Mo/Be и Mo/C. Перекрываемый прибором полный диапазон длин волн – 7– 30 нм.

**Синтез рентгенооптических элементов.** На основе проведенных расчетов были синтезированы многослойные и монопленочные структуры. Зеркала и фильтры изготавливались методом магнетронного напыления в технологической установке [148]. Нанесение пленочных покрытий производилось на стандартные суперполированные кремниевые подложки [149] в атмосфере Ar с рабочим давлением  $\sim 1 \cdot 10^{-3}$  Торр.

**Зеркало Mo/B<sub>4</sub>C ( $\Delta\lambda=7-12$  нм).** На диапазон длин волн  $\lambda=7-12$  нм было рассчитано зеркало на основе пары материалов Mo и B<sub>4</sub>C с числом слоев  $N=100$ . Такая структура была реализована. Для определения структурных параметров многослойного зеркала (период структуры, доля сильнопоглощающего материала в периоде, шероховатость межслоевых границ) было произведено исследование в области жесткого рентгеновского излучения на длине волны  $\lambda=0,154$  нм (Cu K $\alpha$ ). Параметры определялись

путем фиттирования кривой (решения обратной задачи) зеркального отражения рентгеновского излучения с помощью программы Multifitting. Параметры зеркала составили: период структуры  $d=6.5$  нм; доля сильнопоглощающего материала («absorber») в периоде  $\beta=dMo/d=0,4$ , шероховатость  $\sigma=0,38$  нм. Экспериментальная и подгоночная кривые для длины волны  $\lambda=0,154$  нм (Cu  $K\alpha$ ) представлены на рисунке 15.7.

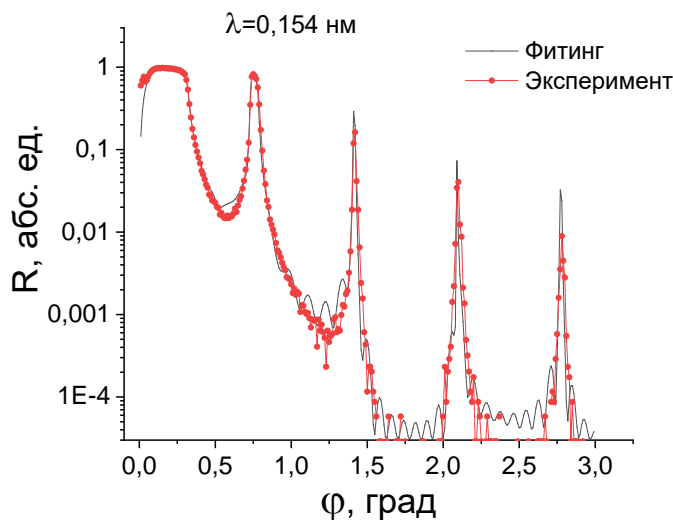
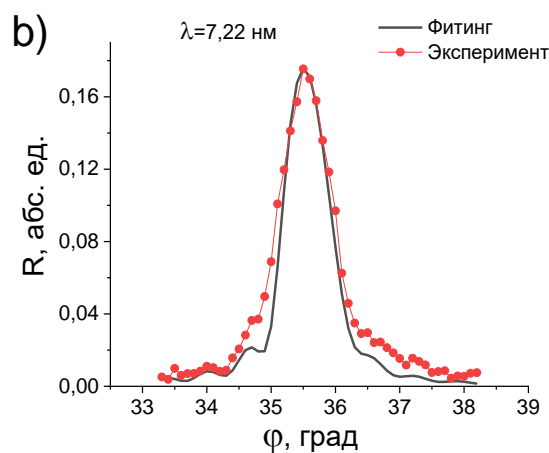
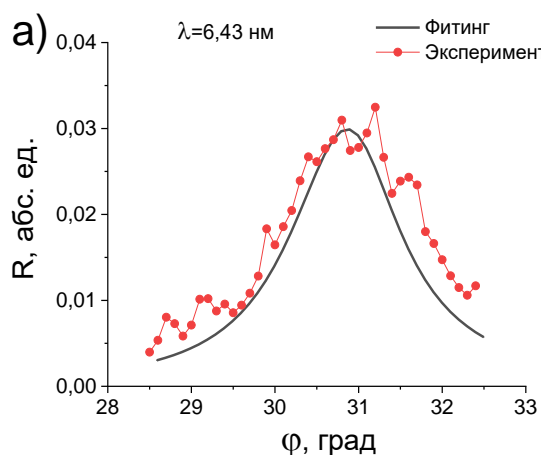


Рисунок 15.7– Экспериментальная и теоретическая кривые зеркального отражения рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda=0,154$  нм от МРЗ Мо/В4С.

Синтезированная структура была характеризована на предмет величины коэффициента отражения и спектральной ширины Брэгговского пика в рабочем диапазоне длин волн на нескольких линиях характеристического излучения материалов:  $\lambda=6,43$  нм (Mo  $M\zeta$ ),  $\lambda=7,22$  нм (Nb  $M\zeta$ ),  $\lambda=9,34$  нм (Y  $M\zeta$ ) и  $\lambda=11,4$  нм (В  $K\alpha$ ). Измерения проводились на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ– 500 [150].



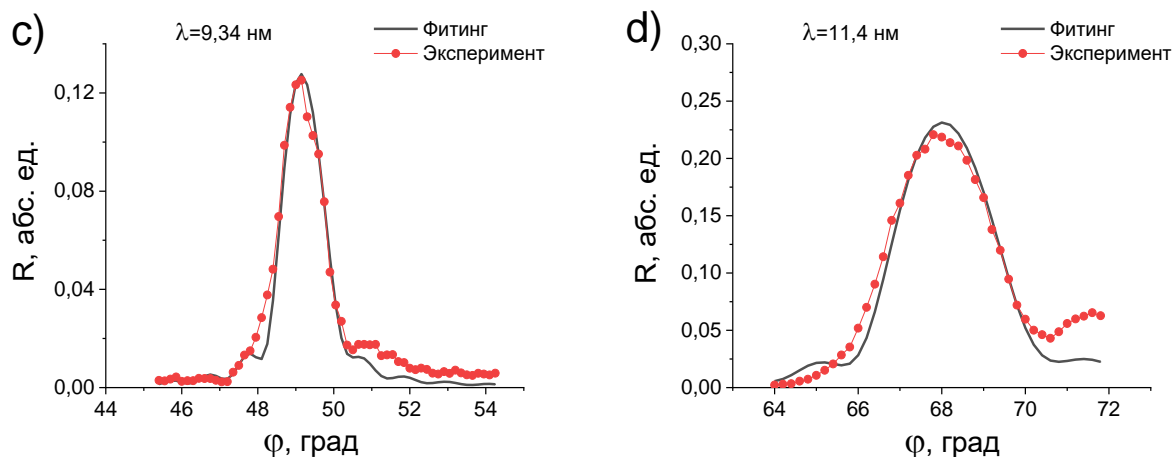


Рисунок 15.8 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=6,43$  нм (а),  $\lambda=7,22$  нм (б),  $\lambda=9,34$  нм (с),  $\lambda=11,4$  нм (д). Точки – результаты измерений, сплошная линия – результат моделирования.

С учетом представленных выше измерений в программе Multifitting была построена градуировочная кривая соотношения угла Брэгговского отражения многослойного зеркала Мо/В4С с периодом  $d=6,5$  нм длине волны рентгеновского излучения в диапазоне ( $\lambda=6,5–12,0$  нм) (рисунок 15.9).

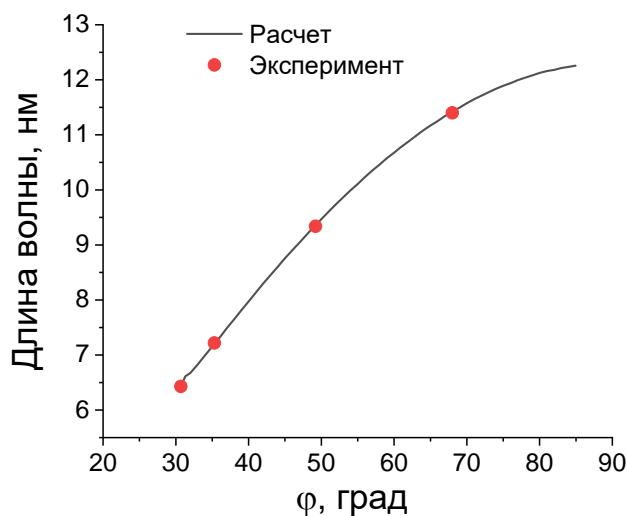


Рисунок 15.8– Градуировочная кривая для зеркала Мо/В4С. Спектральная ширина пика отражения полувысоте определялась из моделирования экспериментальных угловых кривых, полученных на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ– 500.

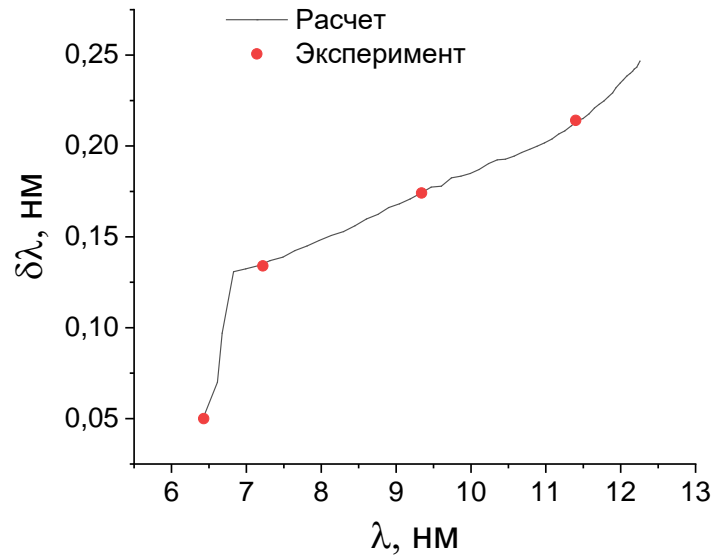


Рисунок 15.9 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Мо/В4С от длины волны.

Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией – расчет в программе Multifitting.

Как можно видеть, спектральная полоса пропускания многослойной структуры для всего диапазона длин волн ( $\lambda=6,6-12$  нм) не превышает  $\delta\lambda=0,25$  нм. К– край поглощения бора не позволяет данному зеркалу эффективно работать на длинах волн короче  $\lambda=6,6$  нм. Тем не менее, во всем остальном спектральном диапазоне МРЗ эффективно может использоваться в качестве диспергирующего элемента ЭУФ спектрометра.

Аналогичные исследования были проведены для двух других зеркал.

**Зеркало Мо/Ве ( $\Delta\lambda=11-18$  нм).** Для зеркала Мо/Ве помимо измерений на длине волны  $\lambda=0,154$  нм, измерения проводились на длинах волн  $\lambda=11,4$  нм (Ве  $K\alpha$ ),  $\lambda=13,5$  нм (Si  $L\alpha$ ) и  $\lambda=17,1$  нм (Al  $L\alpha$ ). Результаты измерений на рефлектометре и подгоночные кривые, полученные с помощью программы Multifitting представлены на Рисунке 15.10 и 15.11.

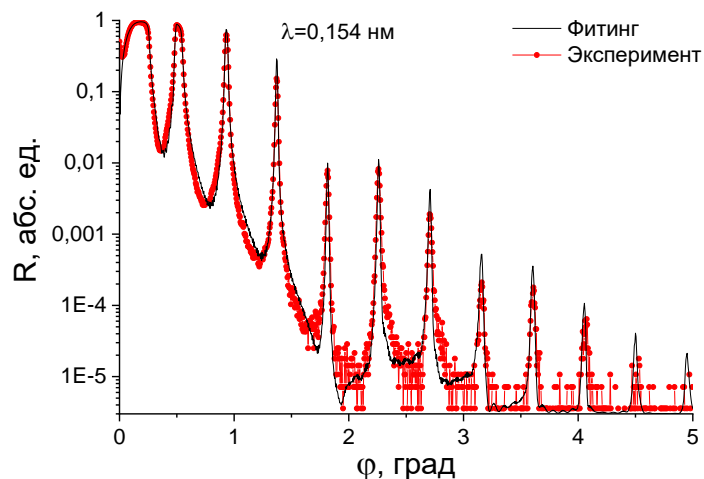


Рисунок 15.10 – Экспериментальная и теоретическая кривые зеркального отражения рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda=0,154$  нм от МРЗ Мо/Ве. Параметры зеркала составили: период структуры  $d=9,8$  нм; доля сильнопоглощающего материала («absorber») в периоде  $\beta=dMo/d=0,32$ , шероховатость  $\sigma=0,33$  нм.

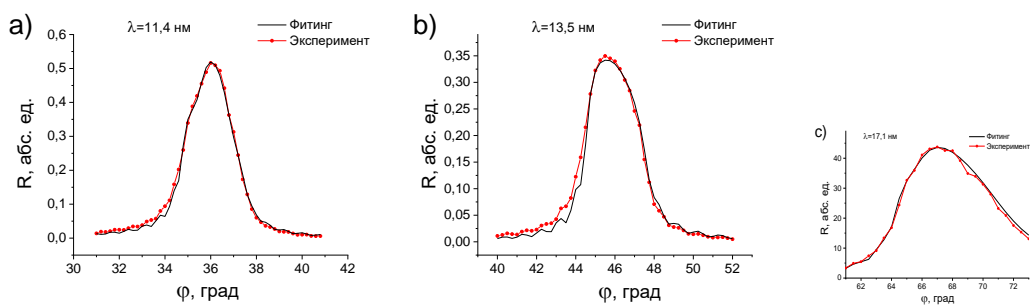


Рисунок 15.11 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=11,4$  нм (а),  $\lambda=13,5$  нм (b) и  $\lambda=17,1$  нм (с).

Точки – результаты измерений, сплошная линия – результат моделирования.



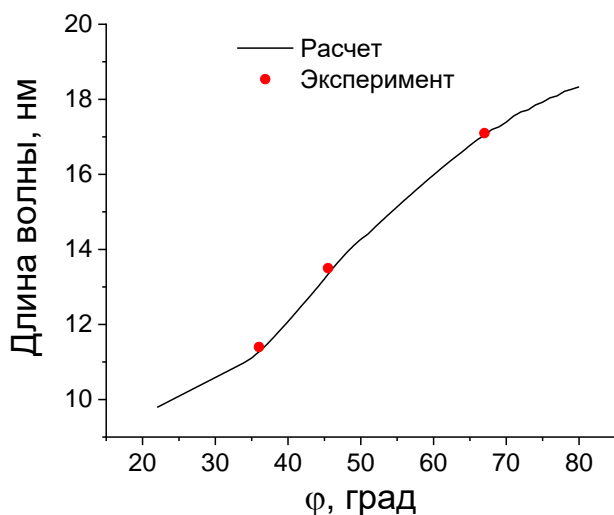


Рисунок 15.12 – Градуировочная кривая для зеркала Mo/Be.

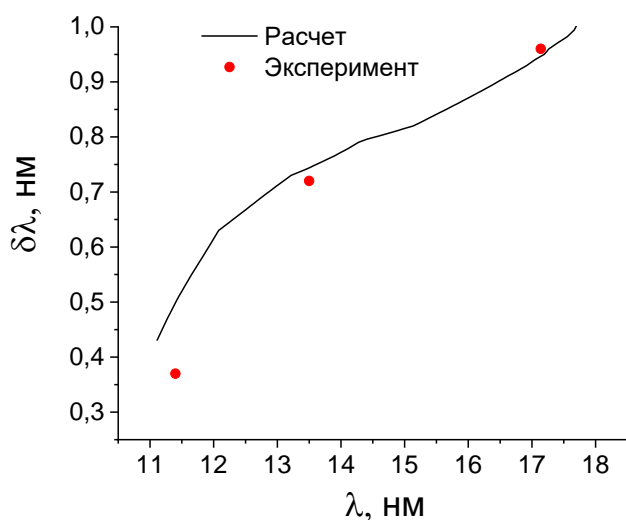


Рисунок 15.13 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Mo/Be от длины волны.

Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией – расчет в программе Multifitting.

**Зеркало Be/Si/Al ( $\Delta\lambda=17-30$  нм).** Для зеркала Be/Si/Al помимо измерений на длине волны  $\lambda=0,154$  нм, измерения проводились на длинах волн  $\lambda=17,1$  нм (Al  $L\alpha$ ),  $\lambda=25,1$  нм (Mg  $L\alpha$ ) и  $\lambda=30,4$  нм (HeII). Результаты измерений на рефлектометре и подгоночные кривые, полученные с помощью программы Multifitting представлены на Рисунок 15.11 и 15.12.

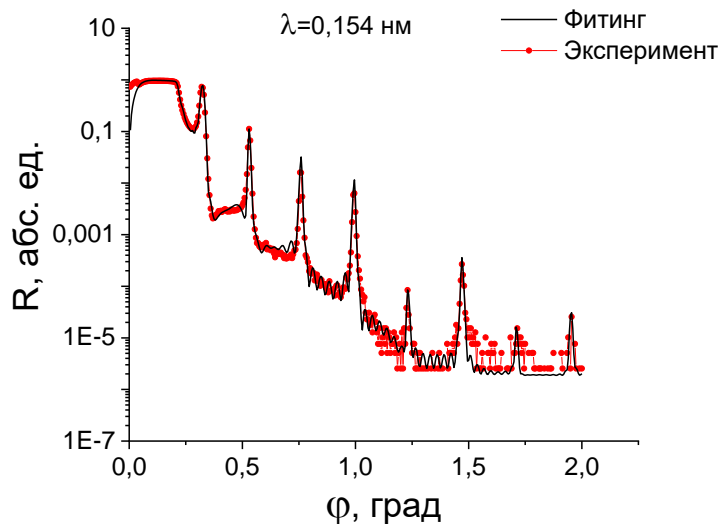


Рисунок 15.12 – Экспериментальная и теоретическая кривые зеркального отражения рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda=0,154$  нм от МРЗ Ве/Si/Al.

Параметры зеркала составили: период структуры  $d=18,2$  нм; доля сильнопоглощающего материала («absorber») в периоде  $\beta=dAl/d=0,54$ ; толщина пленки Ве:  $dBe=7,4$  нм; толщина антидиффузионной прослойки Si:  $dSi=1,0$  нм; толщина пленки Al:  $dAl=9,8$  нм; шероховатость  $\sigma=3,2$  нм.

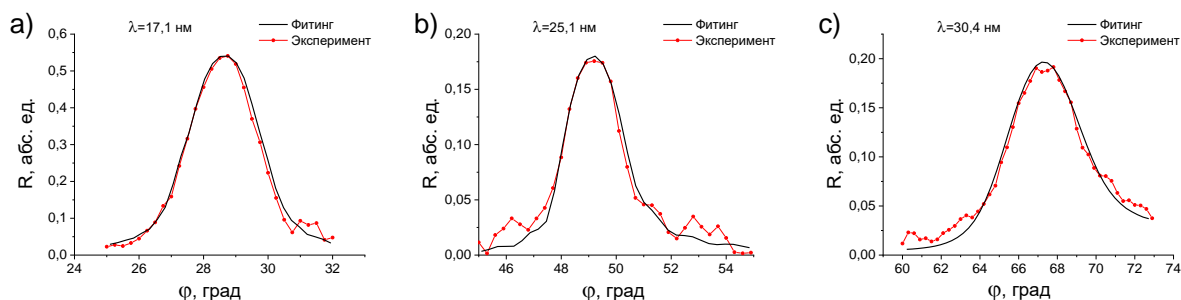


Рисунок.15.13 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=17,1$  нм (а),  $\lambda=25,1$  нм (б) и  $\lambda=30,4$  нм (с).

Точки – результаты измерений, сплошная линия – результат моделирования.

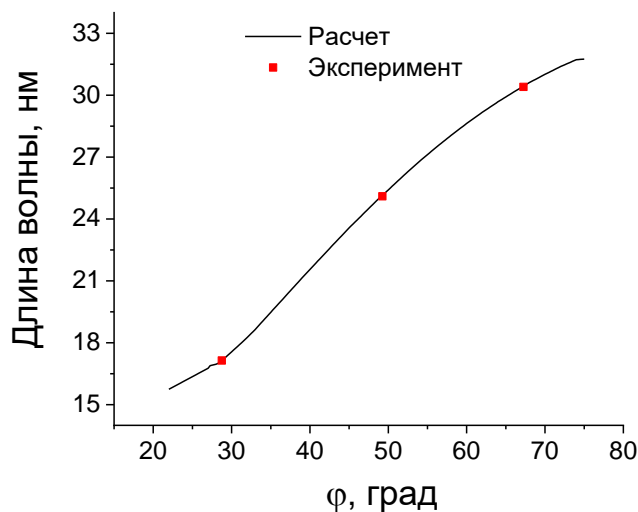


Рисунок 15.14 – Градуировочная кривая для зеркала Be/Si/Al.

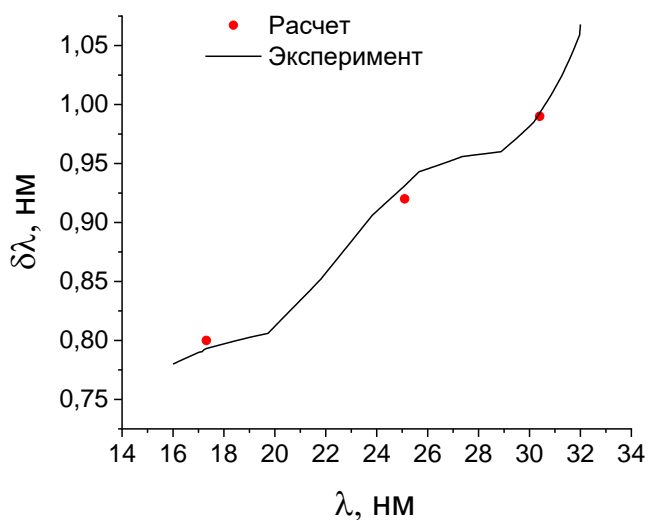


Рисунок 15.15 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Be/Si/Al от длины волны.

Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией – расчет в программе Multifitting.

Фильтры для спектрометра изготавливались по следующей методике. Методом магнетронного напыления на кремниевую подложку был нанесен жертвенный слой в виде многослойной структуры Cr/Y, на поверхность которого в том же технологическом цикле (безразвакуумации) наносилась пленочная структура, рассчитанная в программе Multifitting. Затем, с помощью жидкостного травления в соляной кислоте (HCl), фильтр отделялась от подложки и вылавливалась на рамку– держатель. Размер рамки– держателя: внешний диаметр  $\varnothing 12$ , внутренний –  $\varnothing 7$ . Фотография изготовленных фильтров и фильродержателя, представлена на рисунке 15.16.

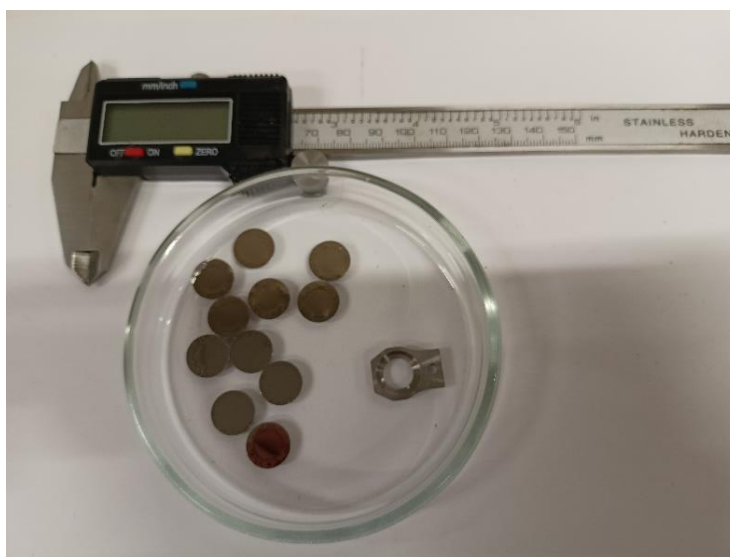


Рисунок 15.16 – Фильтры для спектрометра.

**Фильтр Мо/С.** На диапазон длин волн  $\lambda=7-12$  нм был рассчитан фильтр на основе молибдена: С (0.7 нм) / (Мо – 2 нм, С – 0.7 нм)\*60 периодов. Общая толщина структуры 162,7 нм. Структура начиналась и заканчивалась тонкой пленкой углерода, которая в данном случае выступала в качестве защитной “крышки” (т.н. cap layer), защищающей молибден от окисления и, как следствие, деградации рентгенооптических свойств. Структура изготавливалась многослойной с чередованием слоев молибдена и углерода. Такой дизайн был выбран для упрочнения, поскольку пленка молибдена толщиной более 2,5 нм при магнетронном напылении кристаллизуется и становится хрупкой. Прослойка углерода не дает молибдену кристаллизоваться. Для определения рентгенооптических характеристик фильтра были проведены измерения на нескольких линиях характеристического излучения материалов:  $\lambda=7,22$  нм (Nb M $\zeta$ ),  $\lambda=9,34$  нм (Y M $\zeta$ ) и  $\lambda=11,4$  нм (В K $\alpha$ ). Измерения проводились на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ– 500. Измерения проводились по следующей методике: на первом этапе измерялся “нулевая” интенсивность рентгеновского излучения. Затем фильтр вводился в пучок и проводилось сканирование пучком вдоль апертуры фильтра. Зарегистрированная интенсивность делилась на “нулевой” сигнал. Кривые пропускания представлены на рисунке 15.17

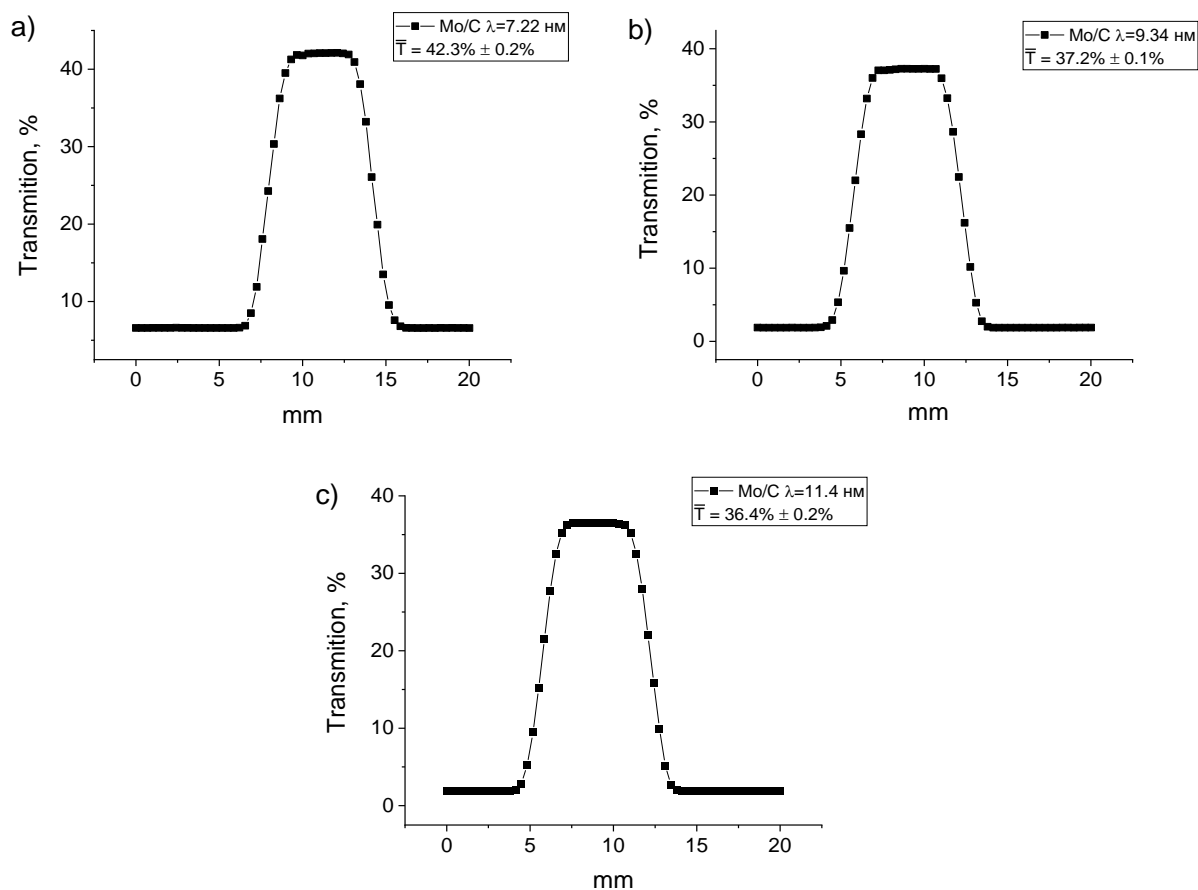


Рисунок 15.17 – Коэффициент пропускания фильтра Мо/С, на длинах волн  $\lambda=7,22$  нм (а),  $\lambda=9,34$  нм (b) и  $\lambda=11,4$  нм (с).

На рисунке 15.18 представлена расчетная спектральная зависимость пропускания фильтра на основе Мо с наложенными на нее экспериментальными точками.

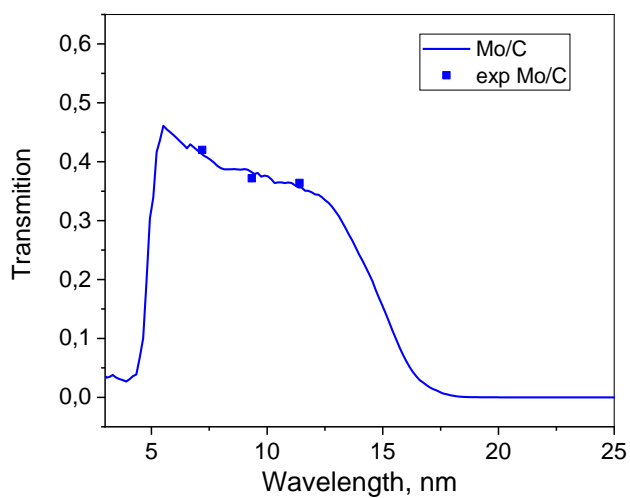


Рисунок 15.18 – Коэффициент пропускания фильтра Мо/С, расчет (сплошная) эксперимент (точки).

Подавление длинноволнового фона измерялось с помощью гелий– неоновом лазера с длиной волны  $\lambda=633$  нм. Измерения проводились по схеме, аналогичной измерению пропускания на рабочей длине волны. Сначала регистрировалась “нулевая” интенсивность, затем, интенсивность со введенным в пучок фильтром. Таким образом, величина пропускания видимого света ( $\lambda=633$  нм) определялась делением интенсивности с фильтром на “нулевую” интенсивность. Результат измерений:  $T(633 \text{ нм}) = 4.2 \cdot 10^{-7}$ .

Фильтр Al ( $\Delta\lambda=11-17$  нм)

На диапазон длин волн  $\lambda=11-17$  нм был рассчитан фильтр на основе пары материалов молибдена и бериллия: MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм) / Mo (2 нм) (Be– 3 нм, Mo – 2 нм)\*30 периодов / MoSi<sub>2</sub> (2.5 нм). Общая толщина 157 нм. В данном случае в качестве защитной “крышки” (т.н. cap layer), применена тонкая пленка силицида молибдена. Для определения рентгенооптических характеристик фильтра были проведены измерения на нескольких линиях характеристического излучения материалов:  $\lambda=11,4$  нм (Be K $\alpha$ ),  $\lambda=13,5$  нм (Si L $\alpha$ ) и  $\lambda=17,1$  нм (Al L $\alpha$ ). Измерения проводились на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ– 500. Кривые пропускания представлены на рисунке 15.19.

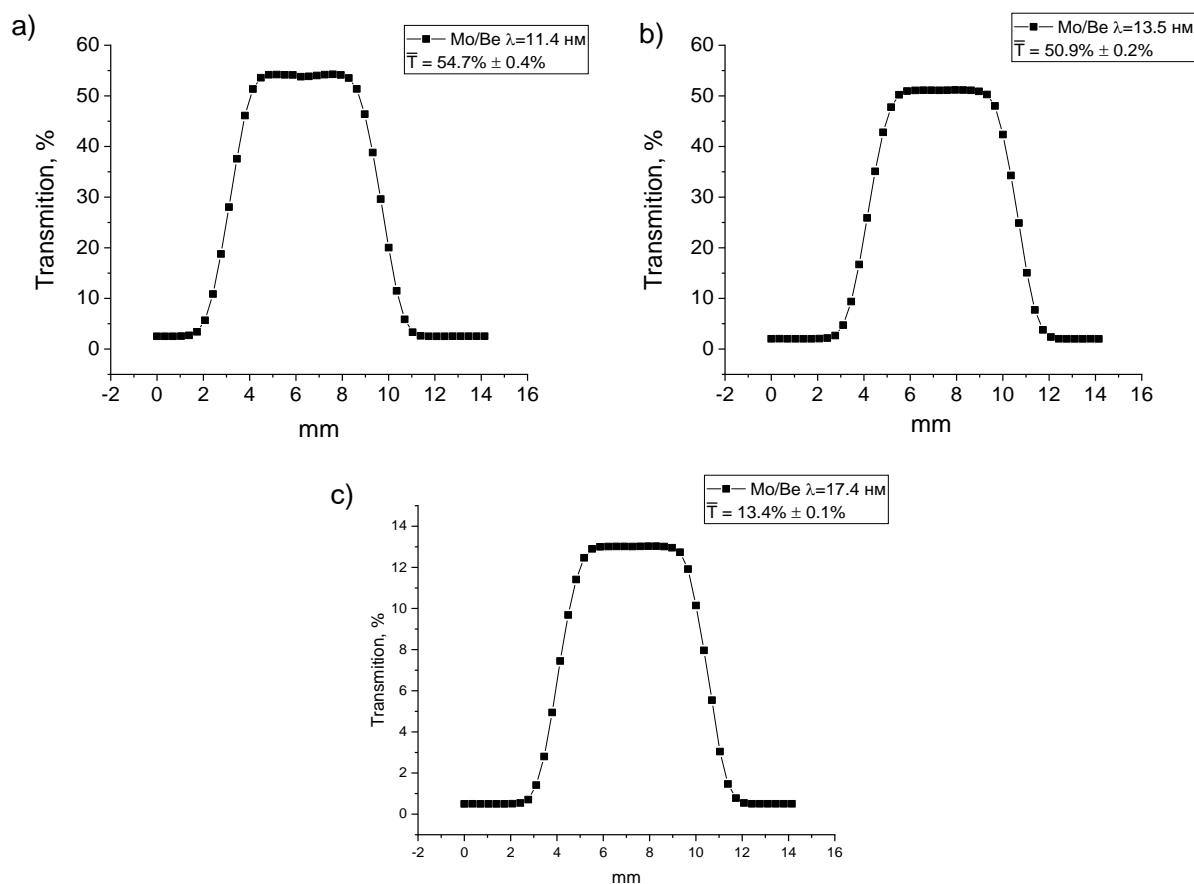


Рисунок 15.19 – Коэффициент пропускания фильтра Mo/Be, на длинах волн  $\lambda=11,4$  нм (a),  $\lambda=13,5$  нм (b) и  $\lambda=17,4$  нм (c).

На рисунке 15.20 представлена расчетная спектральная зависимость пропускания фильтра на основе Мо и Ве с наложенными на нее экспериментальными точками.

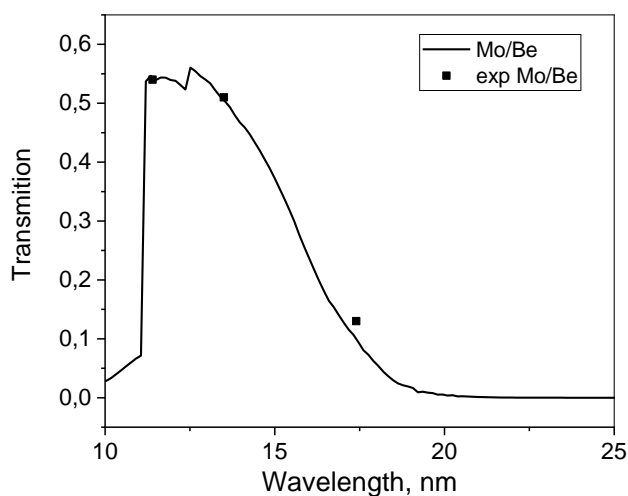


Рисунок 15.20– Коэффициент пропускания фильтра Мо/Ве, расчет (сплошная) эксперимент (точки).

Пропускание на длине волны  $\lambda=633$  нм составило:  $T(633 \text{ нм}) = 5.7 \cdot 10^{-6}$ .

Фильтр Al ( $\Delta\lambda=17-30$  нм)

На диапазон длин волн  $\lambda=17-30$  нм был рассчитан фильтр на основе алюминия: MoSi2 (2.5 нм) / Al (150 нм) / MoSi2 (2.5 нм). Общая толщина 155 нм. В данном случае в качестве защитной “крышки” (т.н. cap layer), также применена тонкая пленка силицида молибдена. Для определения рентгенооптических характеристик фильтра были проведены измерения на нескольких линиях характеристического излучения материалов:  $\lambda=17,4$  нм (Al  $L\alpha$ ) и  $\lambda=30,4$  нм (HeII). Измерения проводились на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ– 500. Кривые пропускания представлены на рисунке 15.21.

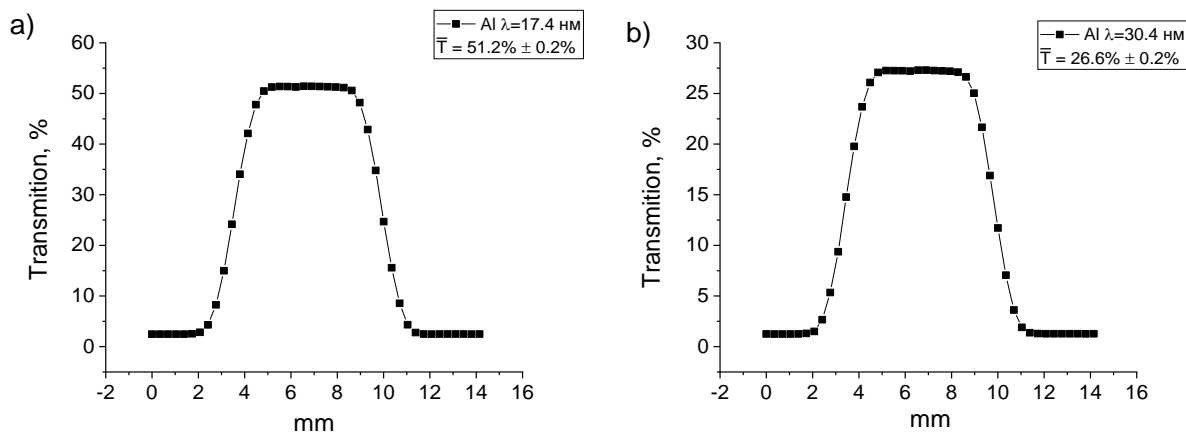


Рисунок 15.21 – Коэффициент пропускания Al фильтра, на длинах волн  $\lambda=17,4$  нм (a) и  $\lambda=30,4$  нм (b).

На рисунке 15.22 представлена расчетная спектральная зависимость пропускания фильтра на основе Al с наложенными на нее экспериментальными точками.

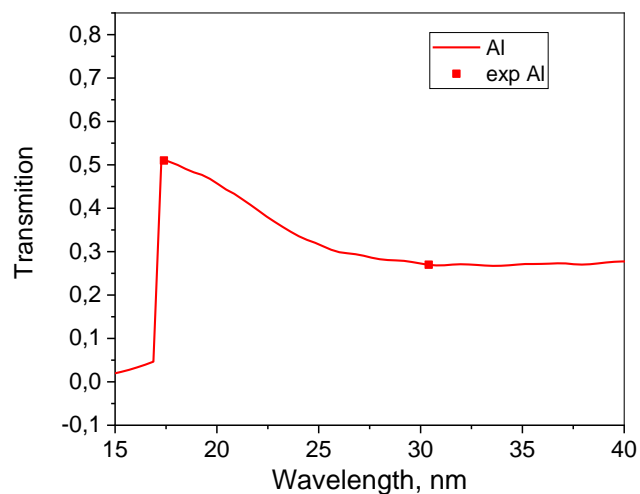


Рис.15.22 – Коэффициент пропускания Al фильтра, расчет (сплошная) эксперимент (точки).

Пропускание на длине волны  $\lambda=633$  нм составило:  $T(633 \text{ нм}) < 10^{-8}$ .

**Макет спектрометра.** На данном этапе работы был изготовлен макет спектрометра. Фотография и рентгенооптическая схема прибора представлены на рисунке 15.23 и рисунке 15.24.



Рисунок 15.23 – Фотография макета спектрометра.



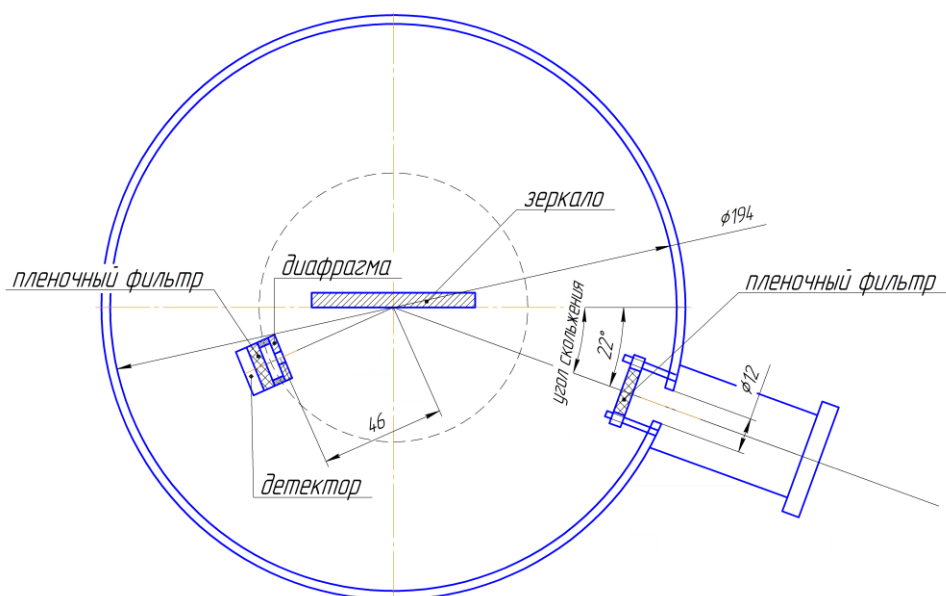


Рисунок 15.24 – Рентгенооптическая схема макета спектрометра.

Излучение через входную щель 1 попадает на диспергирующий элемент – многослойное рентгеновское зеркало 2, отражённое в зеркальном направлении излучение, длина волны которого удовлетворяет условия Брэгга– Вульфа (1), регистрируется детектором. Узел детектора 3 для повышения спектрального разрешения оснащен выходной щелью. Для проведения сканирования по спектру образец и детектор поворачиваются на углы  $\varphi$  и  $2\varphi$  соответственно при помощи шагового двигателя 4.

Управление прибором, включая вакуумную откачку и напуск воздуха в камеру, включение/выключение,  $\varphi$ –  $2\varphi$  сканирование, регистрация и вывод в цифровом виде сигнала полностью автоматизировано на базе PC совместимого (процессор AM186ES) контроллера I– 8431 фирмы ICP DAS (Тайвань). Связь контроллера с объектом осуществляется посредством периферийных модулей 8000 серии, вставляемых в слоты корзины расширения, и модулей 7000 серии, расположенных в силовых блоках, связанных с контроллером по RS– 485 интерфейсу.

Программное обеспечение контроллера написано на языке C (Borland C++ 3.1). НМІ (человеко– машинный интерфейс) построен в среде LabView 7.02 (National Instruments). Связь контроллера с НМІ компьютером осуществляется по каналу Ethernet со скоростью 10Mbit/s, по протоколу UDP (User Datagram Protocol подуровень TCP/IP), что не требует дополнительного оборудования компьютера, кроме стандартного LAN адаптера.

Проведено тестирование прибора на простейшем лазерно– плазменном источнике, подробно описанном в [151]. На рисунке 15.25 приведен записанный на приборе спектр излучения газовой мишени, формирующейся при взаимодействии лазерного излучения со

струей газа CO<sub>2</sub>, истекающего в вакуумный объем из профилированного сверхзвукового сопла.

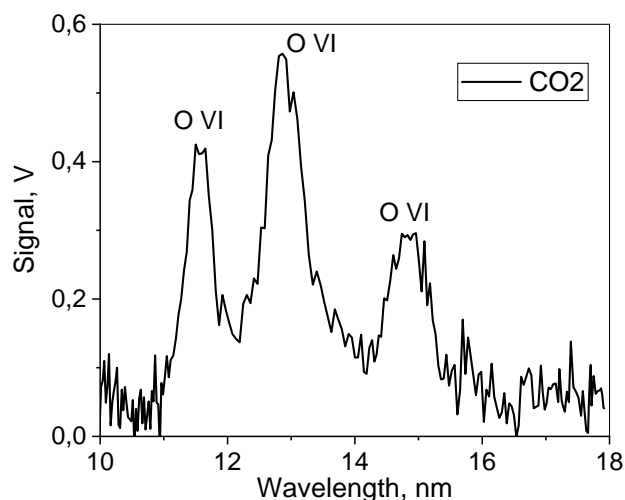


Рисунок 15.25 – Спектр излучения CO<sub>2</sub>, зарегистрированный с помощью спектрометра на основе МРЗ (Mo/Be,  $\Delta\lambda=11-18$  нм).

Как можно видеть, ширина самой узкой линии, соответствующей длине волны  $\lambda=11,6$  нм составляет  $\delta\lambda\approx 0,45$  нм, что соответствует расчетам, представленным на калибровочной кривой (рисунок 13).

Таким образом, изготовлен и протестирован макет спектрометра ЭУФ излучения на основе многослойных рентгеновских зеркал нормального падения. Прибор позволяет проводить исследование спектра излучения источников в диапазоне длин волн  $\lambda=7-30$  нм со спектральным разрешением лучше  $\delta\lambda$  1 нм. На следующем этапе, этапе построения действующего прибора, все зеркала и детектор будут аттестованы и прокалиброваны на считающемся мировым эталоном синхротроне BESSY II (Берлин, Германия).

## **16 Подготовка криогенно– кластерного экспериментального модуля.**

### **Теоретические и экспериментальные исследования криогенных газовой– кластерных потоков.**

(МИФИ договор № К 98 - 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 предимпульса. В частности, оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста, когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе 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 контраста. 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 достаточно 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

$$\tau_{\text{expansion}} \sim L_{cl}(m_i/Z_n k T_e)^{1/2} (10^{23}/N_{cr})^{1/3}, \quad (16.1)$$

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.

## **16.2 Математическая модель газовой струи с кластерообразованием и результаты расчетов.**

Образование кластеров можно трактовать как конденсацию переохлажденного газа. Хотя в принципе возможны режимы течения с образованием твердых кластеров (например, такие кластеры наблюдаются в струях углекислого газа, поскольку углекислота имеет чрезвычайно высокое по сравнению с другими использовавшимися газами давление в тройной точке), в данной работе мы ограничимся рассмотрением образования жидкой фазы. Соответственно, становятся тождественными понятия «кластер» и «капля». Так как вдуваемый в сопло газ не содержит центров конденсации (ионов, твердых частиц и т.п.), роль ядер конденсации выполняют флуктуации плотности (спонтанная конденсация).

Явление спонтанной конденсации имеет место в паровых турбинах при соответствующих параметрах, поэтому оно явилось объектом многочисленных подробных исследований. Расчетными и экспериментальными методами была установлена общая картина соплового течения со спонтанной конденсацией. Так как в сопловом течении газ расширяется адиабатически, при условии соответствующего подбора параметров газа на входе в сопло в некотором сечении он достигает состояния насыщения. Однако из-за отсутствия ядер конденсации изоэнтропическое расширение какое-то время продолжается, а газ становится переохлажденным. По мере роста переохлаждения увеличивается интенсивность ядрообразования за счет флуктуаций плотности, и в некоторой точке, где количество центров конденсации становится достаточно большим, происходит скачкообразное выпадение мелкодисперсной влаги (скачок конденсации). Газ при этом становится по своим параметрам близким к газу на линии насыщения. Таким образом, имеется лишь довольно узкий слой, где происходит образование капель. Ниже по потоку происходит лишь рост образовавшихся капель, при этом расширение газа происходит практически по линии насыщения.

Наиболее общий подход к моделированию течений со спонтанной конденсацией состоит во введении функции распределения капель по радиусам и дополнению системы гидродинамических уравнений кинетическим уравнением. Такой подход был предложен в работе [152], и на его основе в настоящей работе проводились численные расчеты. Прежде всего были рассмотрены сопло Лаваля и коническое сопло, а вдуваемым газом был аргон при начальном давлении  $P_0 = 20\text{--}60$  бар и температуре  $T_0 = 293$  К.

Представленные ниже на рисунке 16.1 и рисунке 16.2 результаты расчетов относятся к некоторому моменту времени, когда картина течения практически установилась.

Расчитанные распределения параметров за срезом сопла для давления 40 бар приведены на рисунках 16.1(а) и 16.1(б) для сопла Лавалья и конического сопла, соответственно. Показаны зависимости от расстояния до оси следующих величин:  $\beta$  — степени сухости,  $N_{drop}$  — концентрации капель,  $\langle r \rangle$  — среднего радиуса капли,  $n_{mol}$  — средней концентрации атомов. Хотя рассчитанная картина течения является сильно неоднородной, но для конического сопла распределение всех параметров значительно более однородно, чем для сопла Лавалья. Действительно, для конического сопла значения величин практически не меняются по всему сечению струи (вплоть до  $r = 2$  мм), тогда как в случае сопла Лавалья в центре струи имеется область совершенно сухого газа и лишь на периферии образуются кластеры.

Аналогичные расчеты, сделанные для криптоновой струи, полностью подтвердили вывод о преимуществах конического сопла перед соплом Лавалья.

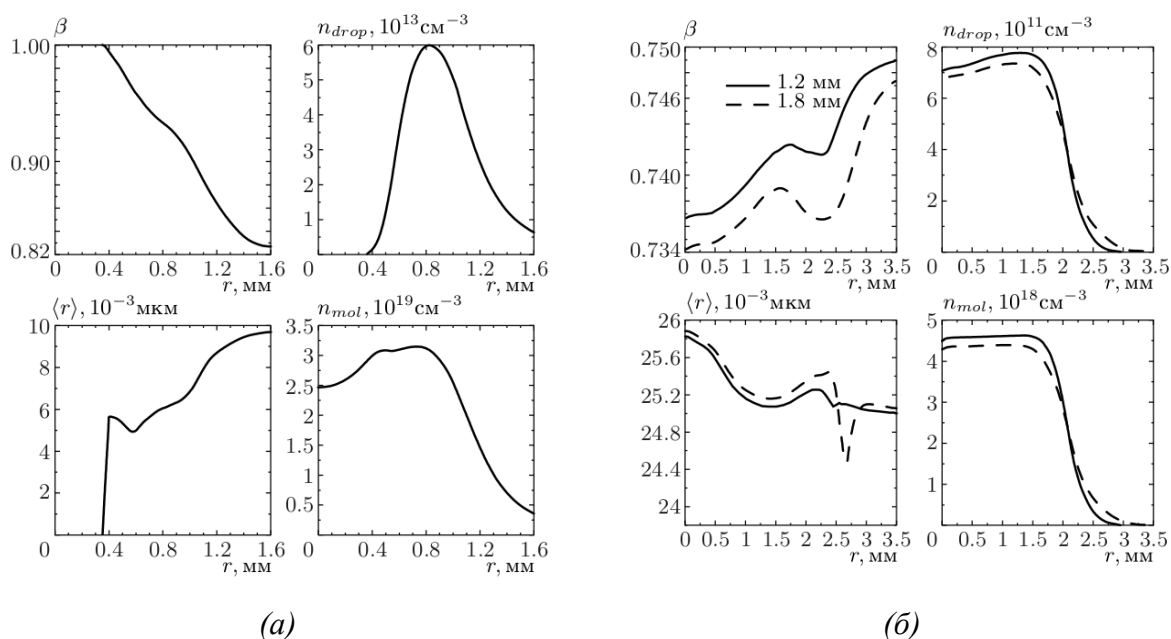


Рисунок 16.1 – Распределение параметров газовой струи аргона на расстоянии 1.5 мм от среза сопла Лавалья (а) и на расстояниях 1.2 и 1.8 мм от среза конического сопла (б)

Из данных рисунка 16.1 видно, что хотя использование конического сопла позволяет заметно увеличить средний размер кластеров, но он все равно не превышает 0.1 мкм. С одной стороны, такой размер является оптимальным для исследования лазерно– кластерного взаимодействия, поскольку лазерный импульс будет взаимодействовать одновременно со всем объемом кластера. Если же нас интересует случай лазерно– капельного взаимодействия (поглощение лазерного импульса на поверхности кластера), то, как показывают расчеты, при этом могут быть использованы

сопла, состоящие из 2-х или, лучше, 3-х конусов, схематически показанные слева на рисунке 16.2. В этом случае размер кластеров может на выходе из сопла иметь микронные размеры даже при не очень высоких входных давлениях.

Другим способом увеличить средний размер кластеров, как это следует из результатов экспериментальных исследований, является начальное охлаждение газа до криогенных температур. Мы сделали попытку моделирования такой ситуации для случая водородной струи, выходящей из конического сопла с большим углом раствора (основные параметры сопла приведены в Таблице 16.1). Из-за большого угла расширения сопла моделирование проводилось в двухмерной постановке. Было взято 11 вариантов с разными температурами.

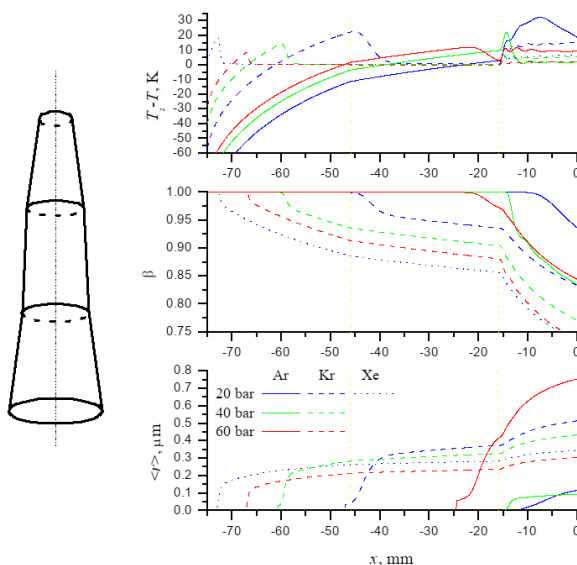


Рисунок 16.2 – Средние по сечению струи значения сухости, размера кластера и температуры в зависимости от расстояния до входа в трехступенчатое коническое сопло для аргона, криптона и ксенона при разных начальных давлениях.

Кластеризации не наблюдалось, за исключением варианта для начальной температуры 50 К. Результаты, полученные для начального давления 60 бар и температуры 50 К показаны на рисунке 16.3. Они показывают очень высокую степень кластеризации (массовая доля кластеризованного газа) 50%, которая никогда не достигалась в расчетах, сделанных для чистых газов, но средний размер кластера остается небольшим, что вполне ожидаемо из-за очень большого угла раствора сопла.

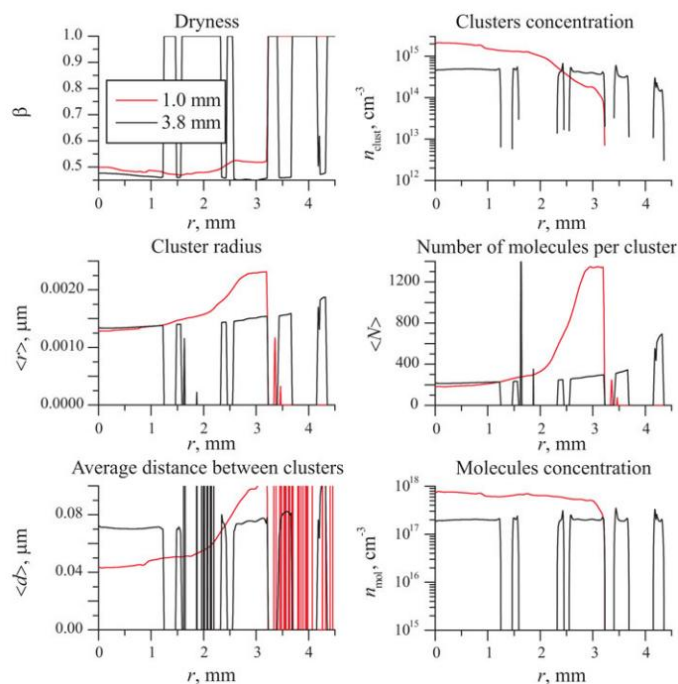


Рисунок 16.3 – Рассчитанные пространственные распределения параметров кластеров водорода на расстояниях 1 мм и 3.8 мм от среза конического сопла. Начальное давление газа 60 бар и температура 50 К

### 16.3 Экспериментальное исследование взаимодействия с газовой– кластерными средами.

#### 16.3.1 Криогенно– кластерный экспериментальный модуль.

В соответствии с результатами расчетов, представленными в предыдущем разделе на рисунке 16.3 разработан экспериментальный модуль, позволяющий в импульсном режиме впрыскивать в вакуумный объем газ под высоким давлением. Модуль включает в себя две основные части: электромагнитный газовый клапан с соплом и криорефрижератор.

Клапан позволяет с частотой до 10 Гц осуществлять напуск газа с давлением до 10 МПа через отверстие диаметром 1.5 мм в течение короткого (от 0.1 до 10 мкс) временного промежутка. В электронном блоке, который управляет открытием и закрытием клапана, предусмотрена возможность синхронизации с внешним триггерным сигналом (TTL, 5 В) для задания временных интервалов между началом/окончанием процесса напуска газа и моментом прихода облучающего лазерного импульса. Для обеспечения во впрыскиваемой струе значительной концентрации кластеров реализована возможность установки на выходное отверстие клапана соосных с ним сопел различной геометрии. Конструкция крепления сопла предусматривает приведение стенок сопла в тепловой контакт с холодной «головкой» криорефрижератора, работающего по циклу Гиффорда– Макмагона, обеспечивающего возможность охлаждать сопло вплоть до  $T = 25$  К. Контроль за



значением температуры осуществляется при помощи установленного на внешней стенке сопла кремниевого диода.

Для экспериментов было изготовлено два сопла, параметры которых приведены в Таблице 16.1.

Таблица 16.1 – параметры сопел, использованных в экспериментах

№	Тип сопла	Угол раствора сопла, °	Диаметр отверстий, мм		Высота сопла, мм
			Входного	Выходного	
1	Коническое	90	0.1	4.5	2.2
2		40	0.25	2.0	

### 16.3.2 Экспериментальное измерение размеров кластеров, формируемых криогенно–кластерным модулем.

Для определения характерных размеров кластеров, генерируемых при помощи криогенно– кластерного модуля использовался метод рассеяния Ми [153]. В основе данного подхода лежит связь углового распределения  $I(\theta)$  интенсивности оптического излучения, рассеиваемого газовым потоком, с функцией распределения содержащихся в нем кластеров по диаметрам  $q(L_{cl})$ :

$$I(\theta) = F(L_{cl}, \theta)q(L_{cl}), \quad (16.2)$$

где  $F(L_{cl}, \theta)$  – коэффициент, определяемый в рамках теории рассеяния Ми [154] для каждого диаметра  $L_{cl}$ . Это позволяет получить функцию  $q(L_{cl})$ , решая обратную задачу на основании экспериментально измеренной функции углового распределения  $I_{exp}(\theta)$ .

Описанный метод был реализован в рамках экспериментальной сборки, представленной на рисунке 16.4(a). Лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 532$  нм фокусировалось на ось газово– кластерной струи на расстоянии 4 мм от выходного отверстия сопла. Рассеянное излучение регистрировалось при помощи ФЭУ, расположенного на подвижной подставке на расстоянии  $R = 350$  мм. Угол между лучом зрения ФЭУ и осью падающего лазерного излучения могут варьироваться в диапазоне от 1 до 110°. В качестве рабочих использовались газы  $H_2$  и Ar, напускаемые под давление 60 бар и температурах сопла: 25, 35, 45 К и 140, 150, 160 К соответственно.

Результаты экспериментальных измерений показывают, что сопло № 1 (Таблица 16.1) позволяет создавать кластеры субмикронного (0.2–0.4 мкм) размера, что существенно отличается от теоретически предсказываемых значений (рисунок 16.3). Это

обуславливает необходимость дальнейшего усовершенствования расчетной модели для случая низкотемпературных газовых потоков. Сопло №2 с меньшим углом раствора позволяет генерировать водородные кластеры с диаметром 0.5–1 мкм (рисунок 16.4(д)) при температуре 25 К. С ростом температуры сопла  $T$  «центр масс» распределения очень резко смещается в сторону меньших диаметров и уже при  $T=45$  К размер большинства кластеров не превышает 0.5 мкм.

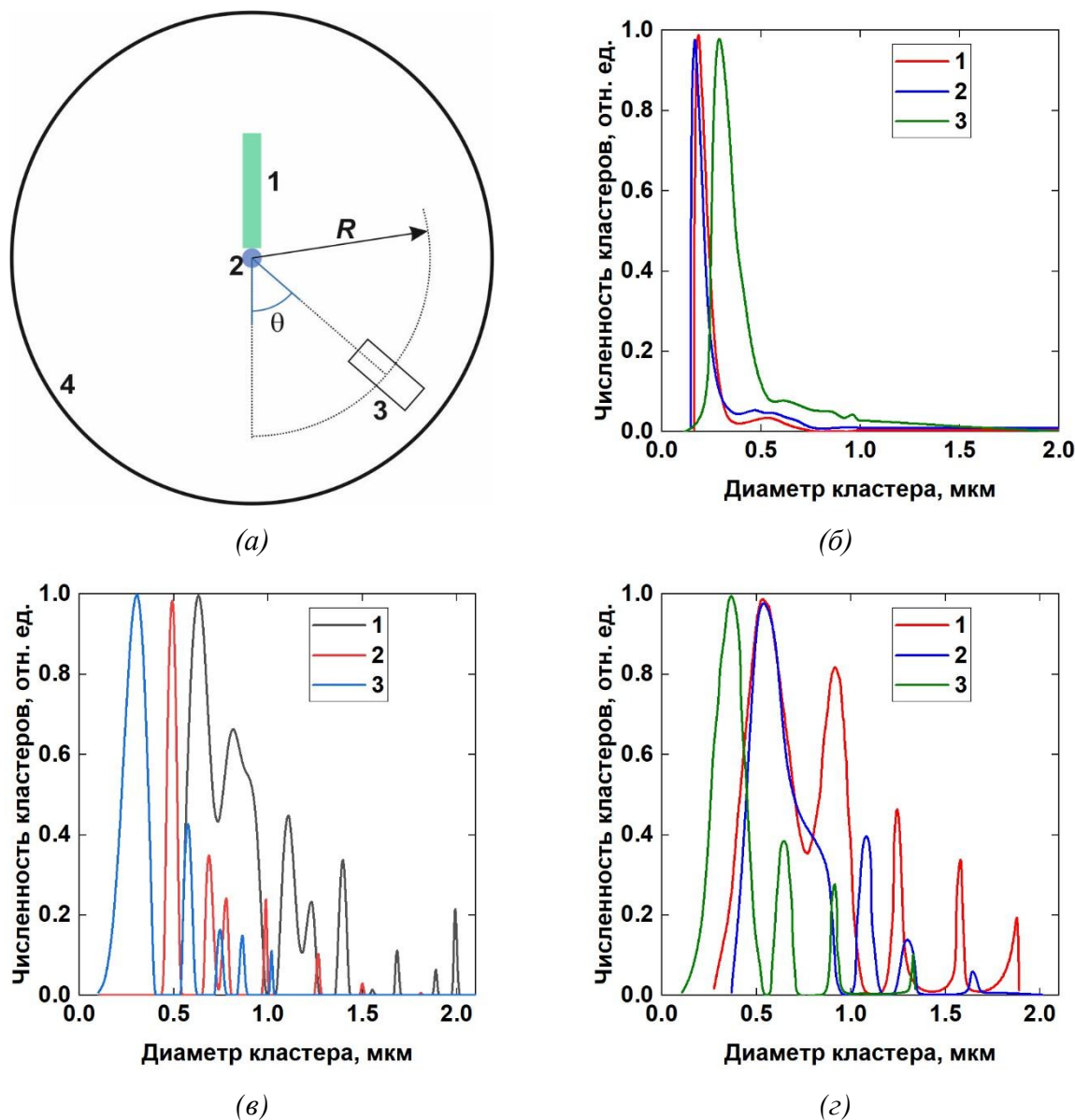


Рисунок 16.4 – (а): 1 – падающий лазерный луч; 2 — газовой кластерный поток; 3 — фотоэлектронный умножитель на подвижной подставке; 4 — вакуумная камера; (б): сопло №1 (Таблица 16.1);(в), (г): сопло №2 (Таблица 16.1); (б) (г): 1 — 25 К; 2 — 35 К; 3 — 45 К;(в): 1 — 140 К; 2 — 150 К; 3 — 160 К;

Резкий спад размера кластеров с ростом  $T$  наблюдается и при использовании Ag в качестве рабочего газа (рисунок 16.4(в)). Так при температуре  $T=140$  К в газовом потоке практически отсутствуют кластеры с размерами  $\leq 0.5$  мкм, но уже при температуре  $T=160$  К ситуация меняется на строго противоположную. При этом большая часть

кластеров имеет диаметр  $\approx 0.3$  мкм. Таким образом, значения  $T=25$  К и  $T=140$  К являются оптимальными для генерации кластеров с размерами  $\geq 1$  мкм.

Разработанный стенд был использован в экспериментах по взаимодействию аргоновых кластеров с лазерным излучением ультрарелятивистской ( $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивности. Спектры рентгеновского излучения плазмы, образующейся в процессе облучения приведены в Протоколе испытаний (Приложение 1 к данному отчету).

#### **16.4. Заключение**

В рамках работы исследовались параметры кластеризации газовых потоков, образующиеся в процессе впрыска в вакуум через сопла специальной геометрии различных газов, охлажденных до криогенных температур.

Целью работы являлась подготовка экспериментального стенда и определение зависимости характерных размеров кластеров, содержащихся в формируемых им газовых потоках, от температуры напускаемого газа, а также сравнение полученных данных с результатами гидродинамических расчетов.

В результате работы подготовлен криогенно– кластерный стенд. Он позволяет в течение короткого (доли микросекунд) промежутка времени осуществлять впрыск в вакуумный объем газа под высоким (до 10 МПа) давлением через конические сопла. Стенд включает в себя криорефрижератор, обеспечивающий возможность охлаждать стенки сопел до криогенных ( $< 30$  К) температур. При помощи метода рассеяния Ми продемонстрировано, что изготовленный стенд позволяет генерировать водородные и аргоновые кластеры микронных размеров при температурах  $\approx 25$  К и  $\approx 140$  К соответственно.

Подготовленный стенд будет использован на следующих этапах проекта в качестве источника возобновляемых мишеней для экспериментов по созданию и оптимизации радиографического источника, формируемого при взаимодействии мощных лазерных импульсов со средами с высоким содержанием кластеров микронных размеров.

## **17 Подготовка эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.**

Задача подготовки эксперимента по синхротронной генерации излучения при взаимодействии короткого мощного лазерного импульса с разреженной плазмой предполагает реализацию условий, обеспечивающих устойчивое распространение лазерного излучения в плазме на значительные расстояния, превышающие рэлеевскую длину. Известен устойчивый режим нелинейного распространения лазерного импульса по разреженной плазме, сопровождающийся устойчивым ускорением электронов в нелинейной трехмерной ускоряющей структуре (положительно заряженной кильватерной каверне с вытесненными под действием лазерного импульса электронами) и носящий название бабл-режима [155]. Известны также вариации бабл-режима, называемые несогласованными режимами ускорения, при которых лазерный импульс не сразу входит в согласованный бабл-режим, а испытывает перед этим процесс нелинейной трансформации в ходе своего распространения по плазме [156]. И стандартный бабл-режим, и его “несогласованная” модификация обеспечивают ускорение электронов до высоких (уровня ГэВ) энергий и их фокусировку на ось поперечными кулоновскими полями. Осцилляции электронов в фокусирующем поле бабла (каверны) приводят к генерации синхротронного (бетатронного) излучения, лежащего в рентгеновском диапазоне частот. Бабл-режим ускорения реализуется в разреженной плазме, при  $n_e \ll n_c$  ( $n_e$  - концентрация электронов,  $n_c$  - критическая концентрация электронов) и для лазерных импульсов длиной  $L$  при условии  $L \leq l_p$ , где  $l_p = 2\pi c/\omega_p$  - плазменная длина волны,  $\omega_p$  - плазменная частота, а  $c$  - скорость света, и при диаметре лазерного пятна  $d \geq L$ . Бетатронный режим генерации рентгеновского излучения в таком режиме лазерно-плазменного взаимодействия наиболее хорошо исследован к настоящему времени (см. также раздел 1 настоящего отчета) и является “стандартным” способом лазерно-плазменной генерации рентгена.

В ходе выполнения проекта разработаны оптическая и газовая системы для проведения экспериментов по синхротронной генерации излучения из кильватерной плазменной волны в бабл-режиме или модифицированном (несогласованном) бабл-режиме лазерно-плазменного взаимодействия. Широко известно [156], что и бабл-режим, и несогласованный бабл-режим предполагают использование протяженных разреженных мишеней и плавной фокусировки лазерного излучения.

В силу этого, на первом этапе выполнения проекта проведены работы:

- по созданию протяженных газовых мишеней (ячеек);
- по фокусировке лазерного излучения F/45.

### **17.1 Подготовка оптической системы для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне**

Так же, как и в случае подготовки экспериментов по прямому лазерному ускорению (см. раздел 1.14), разработанная оптическая схема позволяет проводить эксперименты как непосредственно с лазерным излучением стенда PEARL, так и использованием дополнительной пост-компрессии лазерного импульса методом CafCA.

Оптическая система (рисунок 17.1) собрана с использованием двух вакуумных камер:

- промежуточной вакуумной камеры, присоединенной к выходу оптического компрессора лазера PEARL;
- мишенной вакуумной камеры, присоединенной к промежуточной камере и предназначенной для проведения экспериментов по лазерному ускорению электронов.

В промежуточной вакуумной камере расположены схемы:

- нелинейного сжатия лазерного импульса (элементы схемы обозначены на рисунке 17.1 как NP - нелинейная пластина и CM - чирпирующие зеркала);
- коррекции волнового фронта (DM - деформируемое зеркало);
- длиннофокусной (F/45) фокусировки лазерного излучения (SM - сферическое зеркало).

Фокусируемое лазерное излучение по вакуумному тракту транспортируется из промежуточной камеры в мишенную камеру стенда PEARL, в центре которой располагается перетяжка сфокусированного лазерного излучения.

Так же, как и в случае работ по подготовке эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов (см. раздел 1.14 настоящего отчета), разработанная схема нелинейного сжатия лазерного импульса путем дистанционной перестройки положения нелинейного элемента может переключаться между двумя режимами:

- стандартным (с использованием лазерного импульса энергией 15 Дж и длительностью 50 фс, т.е. с использованием лазерного импульса, получающегося на выходе оптического компрессора) и
- нелинейно-сжатым (с использованием лазерного импульса энергией 15 Дж и длительностью порядка 10 фс, получающейся в результате использования метода CafCA).

Остальные элементы схемы, расположенные в предварительной камере, остаются одинаковыми для стандартного и нелинейно-сжатого режимов работы лазера.

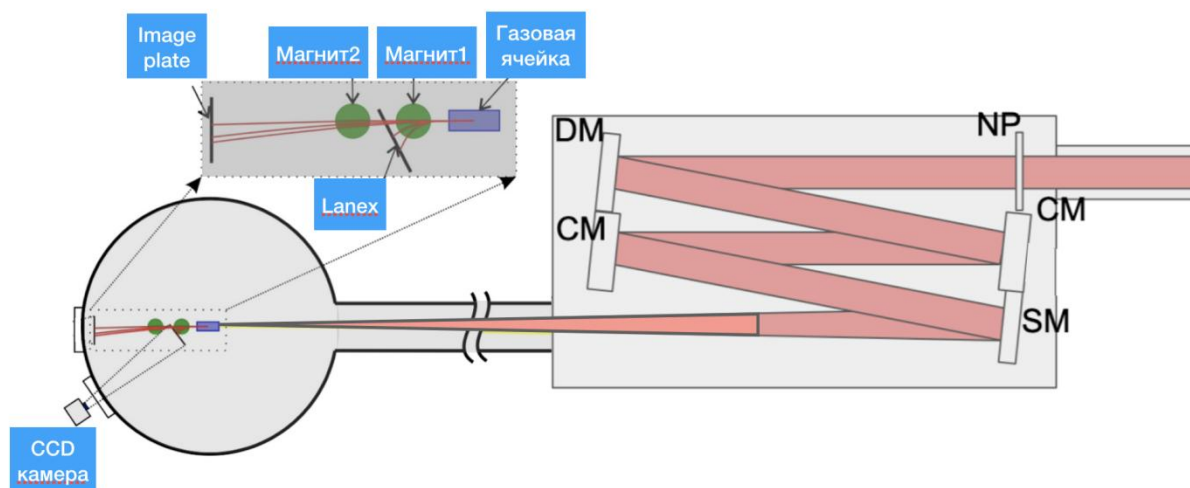


Рисунок 17.1 - Оптическая схема для проведения экспериментов по синхротронной генерации излучения из кильватерной плазменной волны в бабл-режиме лазерно-плазменного взаимодействия с системой диагностики ускоренных электронов и синхротронного излучения.

Лазерный луч (10-20 Дж, 50 фс) поступает в промежуточную камеру из оптического компрессора стенда PEARL и проходит схему нелинейной компрессии. При наличии в схеме нелинейной пластины NP происходит сжатие лазерного импульса до 10-20 фс. В случае отсутствия нелинейной пластины, лазерный импульс проходит через систему нелинейного сжатия без изменений. Лазерный импульс фокусируется сферическим зеркалом SM в центр мишенной камеры, на вход газовой ячейки, в результате чего в продольном направлении одновременно генерируется поток ускоренных электронов и синхротронное излучение. На выходе из газовой ячейки собрана система одновременной регистрации ускоренных электронов, состоящая из отклоняющего магнита 1 и сцинтиллятора Lanex, и рентгеновского излучения, состоящая из дополнительного отклоняющего магнита 2 (для полного устранения паразитной засветки ускоренными электронами) и запоминающего сцинтиллятора Image plate.

Качественная фокусировка лазерного излучения обеспечивается работой адаптивной системы коррекции волнового фронта (Рисунок 17.2), основным элементом которой является деформируемое зеркало DM, управляющий сигнал на которое поступает с системы диагностики луча, состоящей из диагностического канала, измеряющего качество фокусировки луча CCD камерой, и диагностического канала, измеряющего aberrации волнового фронта лазерного пучка датчиком Шака-Гартмана (SH). Как и в случае экспериментов по прямому лазерному ускорению, адаптивная система коррекции волнового фронта может обеспечивать исправление фазового фронта лазерного пучка для обоих режимов (стандартного и нелинейно-скомпрессированного) работы лазера.

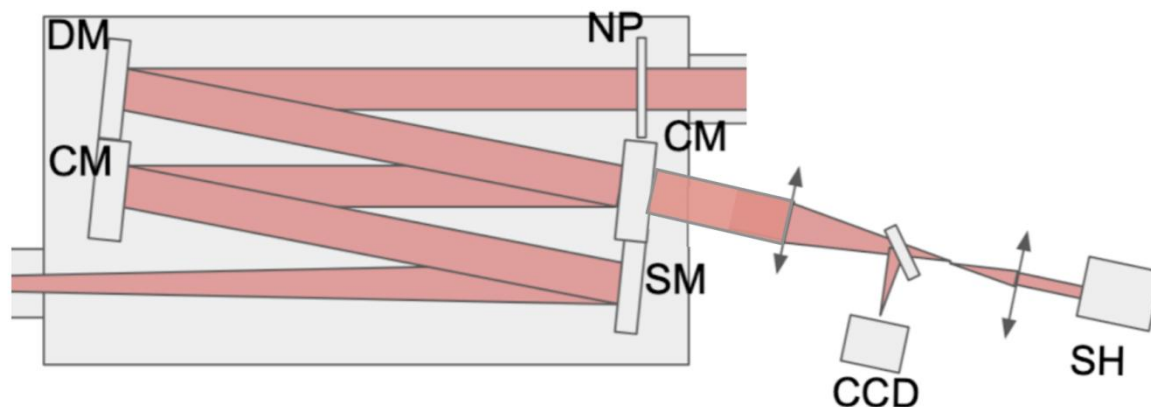


Рисунок 17.2 - Схема адаптивной коррекции волнового фронта.

В результате использования адаптивной системы коррекции волнового фронта в стандартном (50 фс) режиме работы лазера PEARL, на входе газовой ячейки обеспечивается лазерное фокальное пятно хорошего качества, с числом Штреля не ниже 0,6, пример которого представлен на рисунке 17.3. Видно, что адаптивная система коррекции волнового фронта позволяет добиться качественной фокусировки лазерного излучения: измерения дальней зоны пучка в области его перетяжки представленные на левой панели на рисунке 14.2, соответствуют числу Штреля, равному 0,62 (рассчитано для профиля ближней зоны пучка изображенной на средней панели на рисунке 17.3).

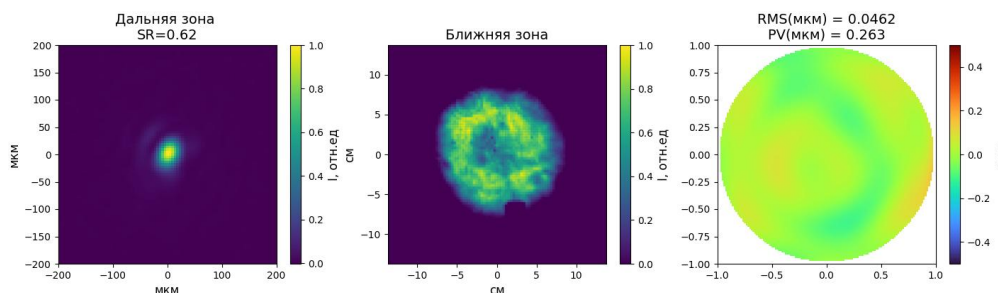


Рисунок 17.3 - Результат плавной фокусировки стандартного лазерного пучка станда PEARL параболическим зеркалом F/45 с компенсацией фазовых искажений адаптивной системой коррекции волнового фронта. Дальняя зона пучка показана слева. Измеренное число Штреля равно 0,62.

## 17.2 Подготовка газовой системы для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне

Разработанная газовая система представляет собой газовую ячейку с перестраиваемой от 1 до 70 мм длиной (рисунок 17.2) и системой подачи газа.

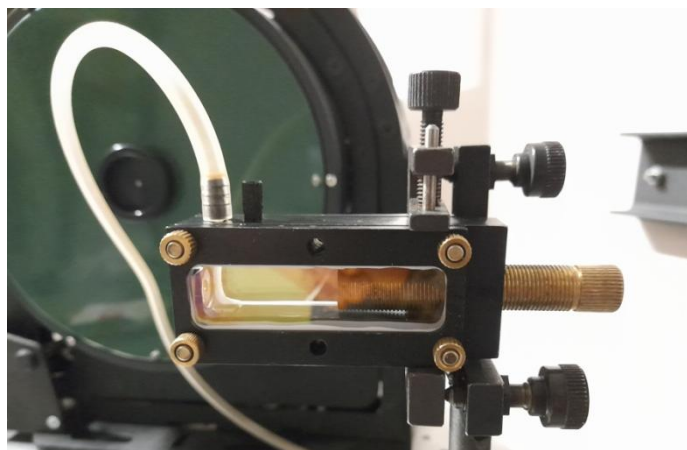


Рисунок 17.4 - Фотография газовой ячейки для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.

При выполнении экспериментов по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне требуется создание протяженных мишеней низкой плотности ( $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3} \ll n_c$ ). В результате, газовая система для этой задачи имеет существенно более простую конструкцию по сравнению с системой для создания мишеней околоскритической концентрации, которые требуются для прямого лазерного ускорения электронов (см. раздел 14). Подача газа на электромагнитный клапан осуществляется при давлении порядка или ниже нескольких атмосфер, что позволяет подавать газ в газовую ячейку непосредственно после понижающего редуктора (рисунок 17.5).

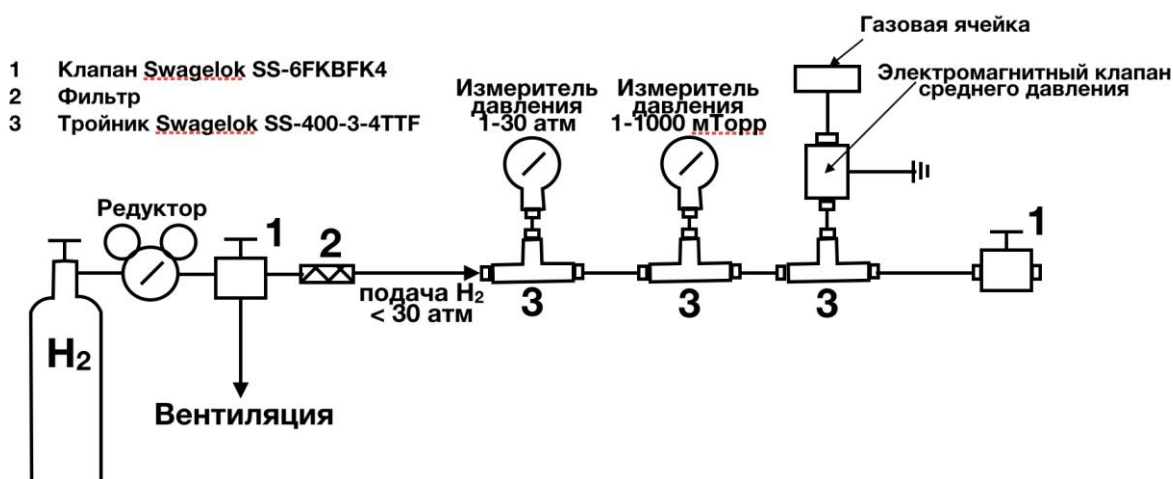


Рисунок 17.5 - Схема газовой системы для эксперимента по синхротронной генерации излучения в кильватерной плазменной волне.

Подача газа в ячейку происходит с использованием импульсного электромагнитного клапана среднего давления Parker series 9 (9s1-9b01) под управлением блока управления IotaOne.



Предложенная система позволяет создать перед выстрелом лазера PEARL газовую мишень длиной от 1 до 70 мм с однородным распределением концентрации в диапазоне от  $10^{17}$  до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, что вполне достаточно для проведения всего цикла экспериментальных работ по этому направлению.

Таким образом, основные работы по подготовке экспериментов по лазерно-плазменному ускорению электронов в бабл-режиме и исследованию бетатронного режима генерации рентгеновского излучения были успешно завершены в ходе выполнения первого этапа настоящего проекта.

## 18 Разработка аналитических и численных моделей для описания ускорения электронов в плазменных каналах при наличии возмущений.

(МИФИ договор № К 98 - 11 от 15.11.2021)

### 18.1 Основные проблемы, связанные с формированием сгустков высокой яркости при лазерно– плазменном ускорении

Одной из основных идей для повышения темпа ускорения является предложенная Я.Б. Файнбергом идея об ускорении электронов в модулированном плазменном канале [157]. Позднее было предложено три варианта создания такого канала. В первом из них пучок электронов с энергией несколько ГэВ инжектировался в плазменный канал и доускорялся (Plasma wake– field acceleration – PWA) [158, 159], при этом один из сгустков используется для модуляции распределения плазмы в канале, при этом создается поле с напряженностью десятки и сотни ГВ/м, а следующие – ускоряются. Эта идея успешно реализована экспериментально в Стэнфордском университете, Стэнфордском центре линейного ускорителя, Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли [159]. При этом в режим ускорения захватывается существенная доля электронов (10– 20 %), а энергетический спектр пучка всего в несколько раз больше, чем при инъекции в плазменный канал. Позднее Т. Таджима и Дж. Доуссон предложили использовать модулирование канала в плазме с помощью лазерного импульса [160] (Laser plasma wake– field acceleration – LPWA). Предлагалось использовать один лазер, с помощью которого создается плазменный канал с периодом модуляции

$$L_w = \lambda_w / 2 = \pi c / \omega_p, \quad (18.1)$$

где  $c$  – скорость света,

$\omega_p = (4\pi e n_0 / m)^{1/2}$  – плазменная частота,

$e$  и  $m$  – элементарные заряд и масса,

$n_0$  – концентрация электронов в невозмущенной плазме.

Также как вариант предлагалось использовать два лазера с близкими частотами

$$(\Delta\omega \sim \omega_p).$$

Работами по LPWA занято несколько коллабораций в США, Европе, Японии и других странах. Однако при очевидной возможности повышения на несколько порядков темпа ускорения, данный метод имеет и серьезные недостатки: низкий по сравнению с традиционными высокочастотными ускорителями коэффициент захвата электронов в режим ускорения, особенно без использования внешней инъекции электронов, и плохой энергетический спектр ускоренных электронов – в канале с постоянной плотностью

плазмы не получен спектр лучше 10 % в диапазоне энергий до единиц ГэВ [161– 166]. Такой разброс по энергии не позволяет повернуть пучок магнитным полем, что, фактически, не позволяет транспортировать пучок и использовать его для научных экспериментов и решения различных прикладных задач.

Возможным путем решения этих проблем является предварительная модуляция электронного сгустка, инжектированного в плазму от внешнего источника, или формирование специальных распределений плотности плазмы, позволяющих обеспечить более эффективный захват собственных электронов. Предварительная модуляция пучка была впервые предложена С.В. Булановым с соавторами. В работах [167, 168] рассмотрен плазменный канал, состоящий из двух «участков» плазмы с постоянной (но не равной) плотностью, разделенных переходным участком с переменной плотностью («рампой»). При таком подходе можно улучшить энергетический спектр пучка примерно до 3 % при энергии 1 ГэВ [167– 170]. В статье [171] рассмотрена пондеромоторная инжекция, когда используется два синхронизированных лазерных импульса: импульс накачки для создания плазменного канала и импульс инжекции – для создания при сложении полей двух лазеров пондеромоторной силы, которая позволит захватить часть электронов плазмы и затем инжектировать их в режим лазерно– плазменного ускорения. В работах [172– 173] было предложено захватывать электроны, используя волну биения, образующуюся при совместном воздействии на них двух лазерных волн, частота которой близка к плазменной.

Если попытаться обобщить различие в подходе к построению ускоряющего канала классического высокочастотного «металлического» ускорителя и LPWA, то в ВЧ ускорителях параметры канала (фазовая скорость волны и амплитуда ускоряющего поля) подбираются исходя из динамики пучка и оптимизируются под различные задачи (минимальный спектр пучка, максимальный темп ускорения, максимальный КПД и др.). В работах по LPWA ключевое внимание уделяется не динамике пучка, а мощности лазера, времени жизни канала и т.д. Дополнительной проблемой в при лазерно– плазменном ускорении является наличие только одного свободного параметра – распределения плотности плазмы в канале, что не позволяет проводить оптимизацию динамики электронов по двум переменным. Там не менее, такая оптимизация должна быть проведена для того, чтобы параметры пучка при LPWA хотя бы приблизились к результатам, достигнутым в классических ускорителях. Попытки проведения такой оптимизации были несколько лет назад начаты в МИФИ [174– 176], было предложено использовать для пре– модуляции пучка участки с плазмой, разделенные свободными «дрейфовыми» промежутками, а также возможность введения неоднородностей

(диафрагм) в плазму. Интересным вариантом также представляется возможность замагничивания плазмы переменным по длине магнитным полем. Такие решения позволили увеличить коэффициент захвата пучка в режим ускорения до 25–30 %, что сравнимо с высокочастотными ускорителями. Спектр пучка удалось уменьшить до 3 % при энергии 200 МэВ.

В ходе реализации нового проекта работы, связанные с подбором параметров плазменного канала, обеспечивающих эффективный захват электронов и уменьшение спектра пучка, предполагается продолжить.

### **18.2 Моделирование возбуждения плазменных колебаний в канале коротким импульсом лазера**

В настоящее время в мире большое внимание уделяется вопросам ускорения электронов в каналах, сформированных в плазме различной плотности при прохождении через нее лазерного импульса или короткого сгустка электронов [159, 160]. Поле в таком канале ограничивается не условиями возникновения пробоя, как в традиционных структурах, а плотностью плазмы и эффективностью передачи энергии пучку. Создание установок, основанных на таком способе ускорения заряженных частиц оказывается невозможным без предварительного тщательного моделирования.

Одним из наиболее востребованных методов построения таких моделей является хорошо зарекомендовавший себя PIC (Particle In Cell) метод. Реализация такого метода во временной области (FDTD) была принята нами за основу при построении модели взаимодействия плазмы с лазерными импульсами и внешними потоками заряженных частиц в канале.

Модель строилась на базе кода СУМА [177], хорошо зарекомендовавшего себя при моделировании взаимодействия интенсивных потоков заряженных частиц с электромагнитными полями в различного рода структурах [178–183]. Код представляет собой 2,5 мерную нестационарную модель, позволяющая описывать самосогласованным образом динамику заряженных частиц в прямоугольной, цилиндрической и полярной системе координат. Система уравнений математической модели состоит из уравнений Максвелла, уравнения среды и уравнения движения. На каждом шаге решения в текущий момент времени  $t$  сначала выполняется вычисление плотностей заряда и тока, входящие в уравнения Максвелла. Раздача заряда и токов в узлы пространственной сетки и их сглаживание выполняется путем взвешивания площадей частицы (облака) и ячейки сетки. Поступление новых частиц на шаге моделирования  $\Delta t$  в рассматриваемую область реализовано в виде механизма инжекции, эмиссии, либо вторичной эмиссии с соответствующими законами распределения. После этого численно решаются уравнения

Максвелла, и осуществляется коррекция полученного решения на предмет соответствия уравнению Пуассона. Коррекция выполняется путем решения уравнения Пуассона для разности распределения плотностей заряда, полученных из дивергентного уравнения Максвелла, и реальным распределением зарядов.

Для настройки параметров модели в качестве теста моделировались плазменные колебания при разной плотности плазмы. Частота продольных колебаний сравнивалась с известной величиной частоты плазменных колебаний

$$\omega_p = (4\pi e n_0 / m)^{1/2}, \quad (18.3)$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,

$n_0$  – плотность электронов в плазме.

На следующих рисунках представлены результаты моделирования таких колебаний в круглом плазменном канале с радиусом 600 мкм. Плотность плазмы изменялась в диапазоне от  $2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$  до  $3.2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . На рисунке 18.1 изображена моделируемая область канала с плотностью плазмы  $8 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . рисунок разделен на две части. В нижней части представлено распределение частиц в исследуемой области. Красными точками отмечены ионы, а чёрными – электроны плазмы. Часть черных точек не видна на рисунке за красными. В верхней части рисунка приведено распределение потенциала, создаваемого зарядами плазмы. Хорошо видна модуляция потенциала, вызванная плазменными колебаниями. Временная зависимость продольного электрического поля на оси канала представлена на рисунке 18.2 Хорошо видны колебания, близкие к гармоническим. Частотный спектр этих колебаний представлен на рисунке 18.3. Частоту колебаний легко оценить по упрощенной формуле  $f = 9\sqrt{n}$ . В нашем случае она составляет 8 ТГц, что хорошо согласуется с результатами моделирования.

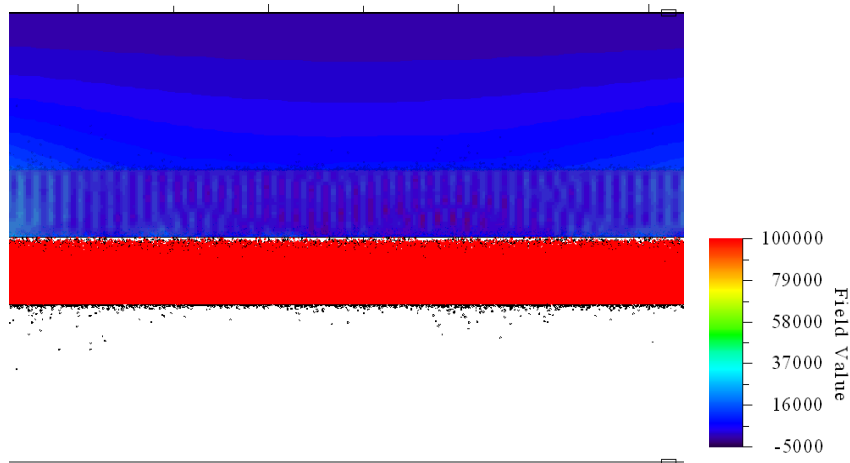


Рисунок 18.1 – Распределение потенциала (верхняя половина рисунка) и заряда (нижняя половина рисунка) в плазменном канале

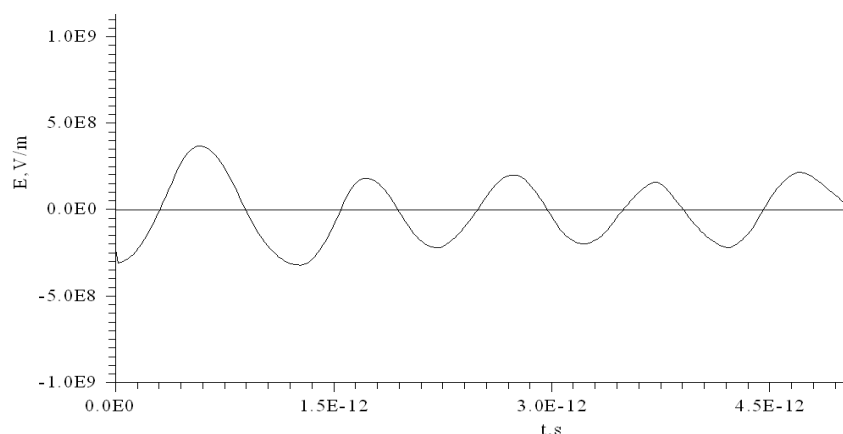


Рисунок 18.2 – Продольное электрическое поле в плазменном канале. Плотность плазмы  $0,8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$   
FIELD SPECTRUM  
AMPLITUDE/FREQ(Hz)

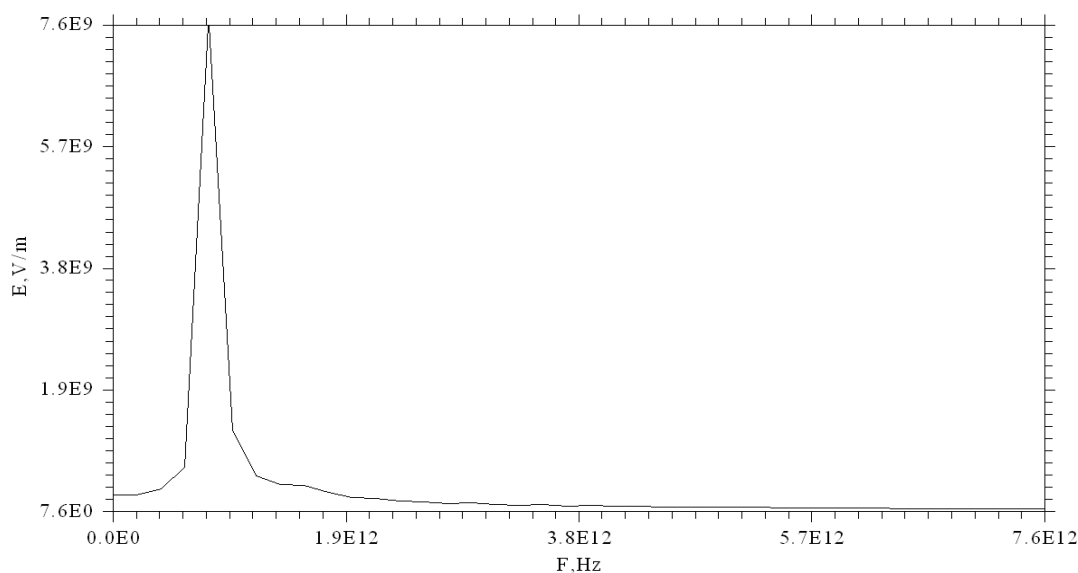


Рисунок 18.3 – Частотный спектр плазменных колебаний

Увеличение плотности плазмы в канале ведет к росту амплитуды и частоты плазменных колебаний. На рисунке 18.4 представлена временная зависимость продольного поля в плазме с плотностью  $1,6 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Виден рост частоты и амплитуды колебаний. Частотный спектр этих колебаний представлен на рисунке 18.5. На рисунках 18.6 и 18.7 приведены частотные спектры продольных колебаний плазмы с плотностями соответственно  $2,0 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $3,2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ .

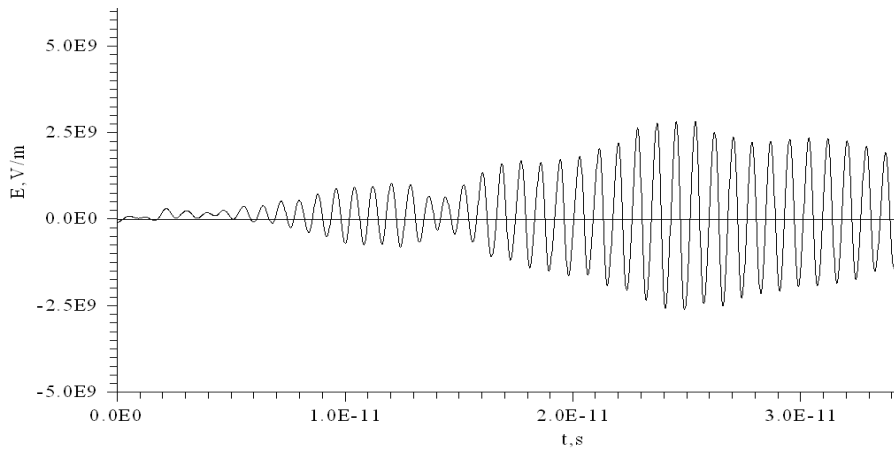


Рисунок 18.4 – Продольное электрическое поле в плазменном канале, плотность плазмы  $1,6 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$   
 FIELD SPECTRUM  
 AMPLITUDE/FREQ(Hz)

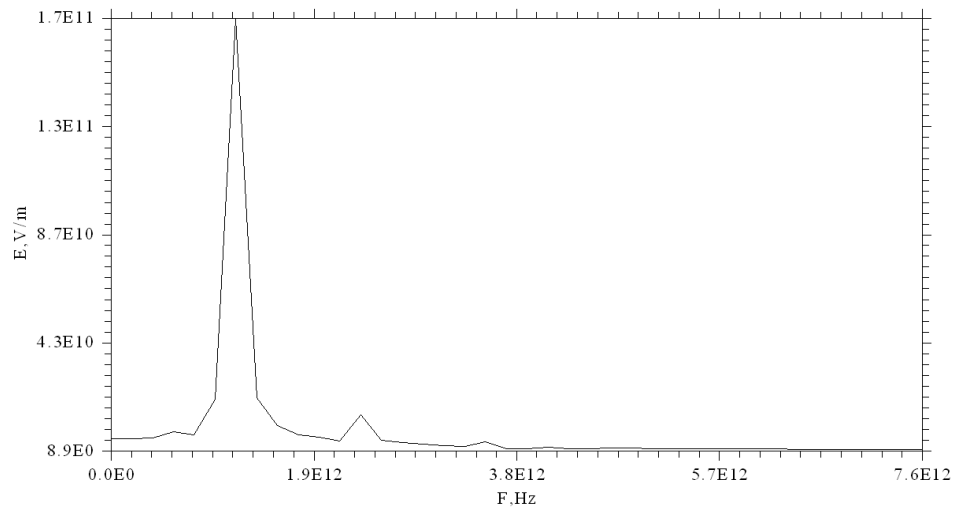


Рисунок 18.5 – Частотный спектр плазменных колебаний

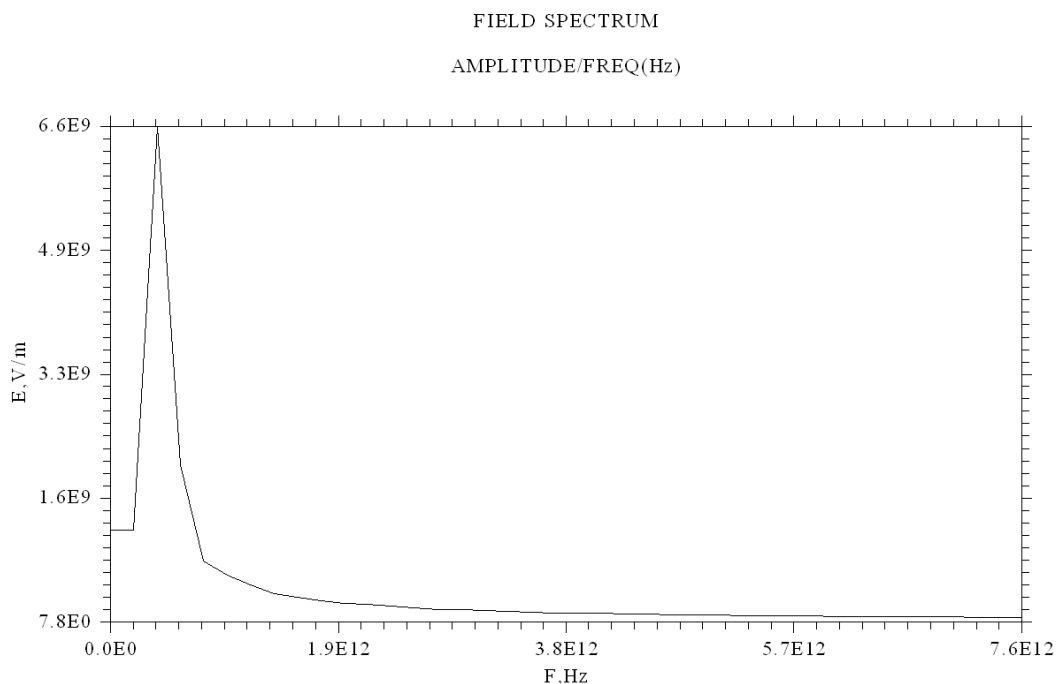


Рисунок 18.6 – Частотный спектр плазменных колебаний,  
плотность плазмы  $2,0 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$

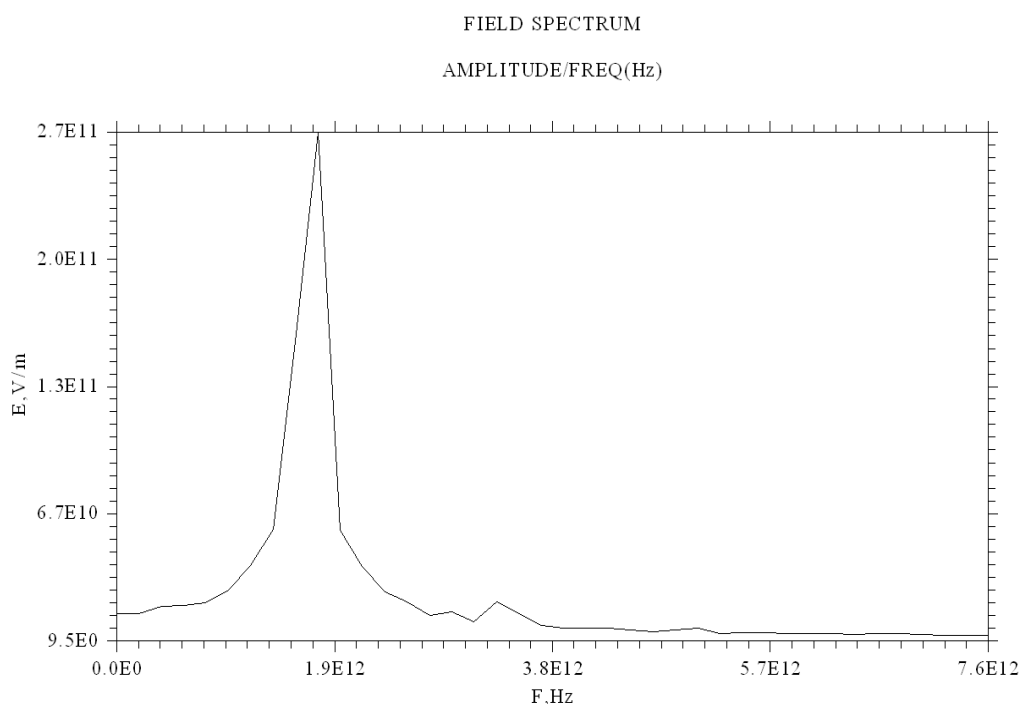


Рисунок 18.7 – Частотный спектр плазменных колебаний,  
плотность плазмы  $3,2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$

Как и в предыдущих случаях, видно хорошее согласие с теорией. Частота плазменных колебаний меняется пропорционально её плотности. Таким образом, можно сделать вывод о приемлемой адекватности модели в интересующем нас диапазоне параметров плазмы.



Рассмотрим теперь возбуждение колебаний в плазменном канале коротким лазерным импульсом амплитудой  $4 \times 10^{11}$  В/м и длительностью 40 фс (Рисунок 18.8).

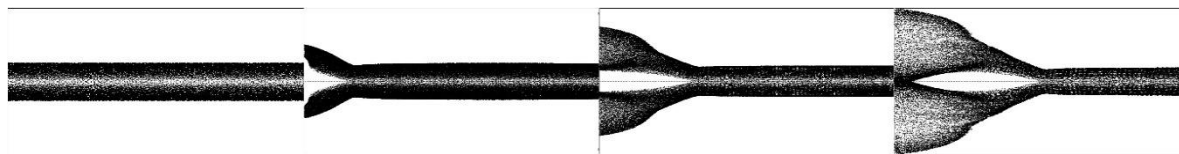


Рисунок 18.8 – Изменение плотности электронной компоненты плазмы во времени

На рисунке явно видна область позади фронта лазерного импульса, в которой отсутствуют электроны (черные точки), в то время как ионы остаются неподвижными и равномерно распределены в капилляре. Создаваемая лазерным импульсом модуляция плотности зарядов приводит к появлению продольного электрического поля, способного ускорять попадающего в него заряженные частицы (рисунок 18.9). Высота и форма потенциальной ямы зависят от формы лазерного импульса и его длительности, что позволяет регулировать число электронов, захваченных в режим ускорения. На рисунках 18.10 и 18.11 видно образование второй потенциальной ямы и т.д.

Выполненная таким образом настройка модели позволяет в дальнейшем перейти к моделированию процесса ускорения заряженных частиц в плазме с целью оптимизации их выходных параметров.

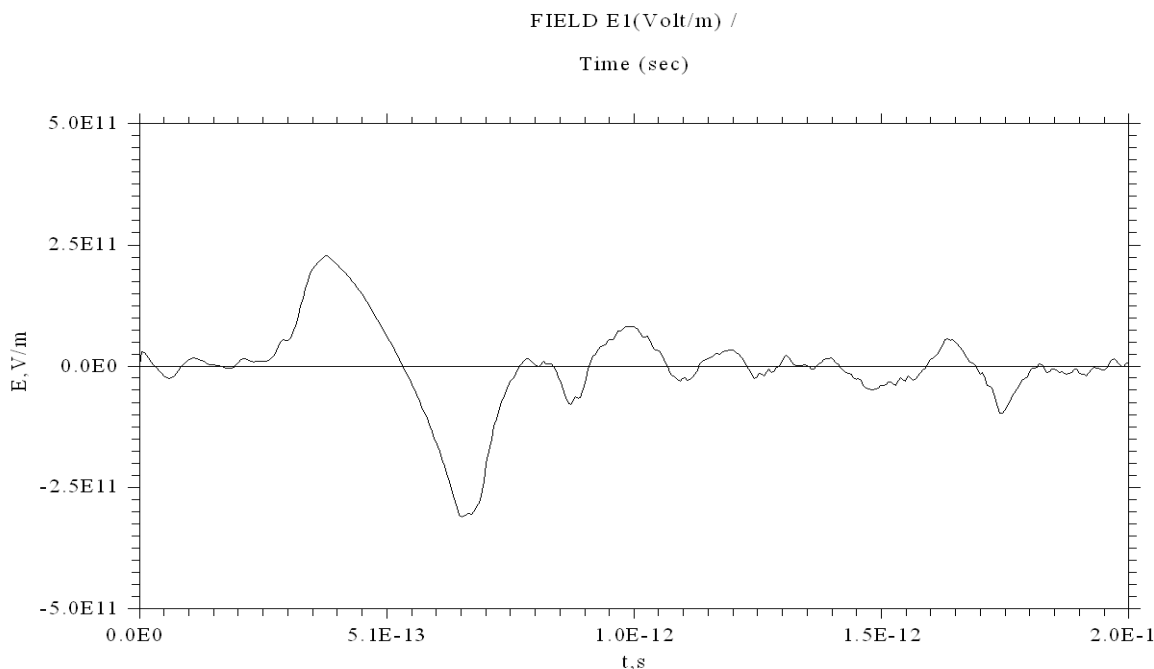


Рисунок 18.9 – Продольное электрическое поле в плазменном канале при прохождении лазерного импульса

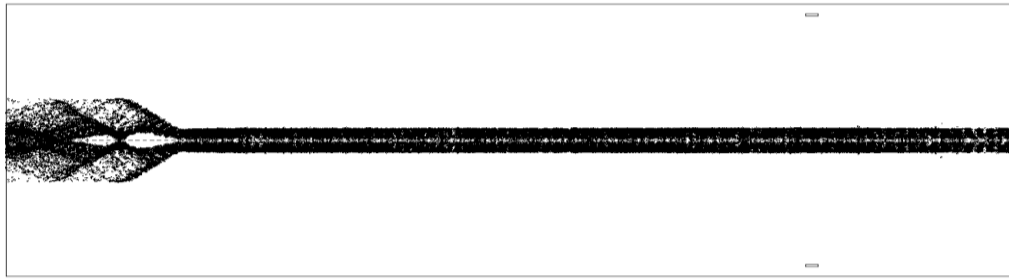


Рисунок 18.10 – Изменение плотности электронной компоненты плазмы во времени

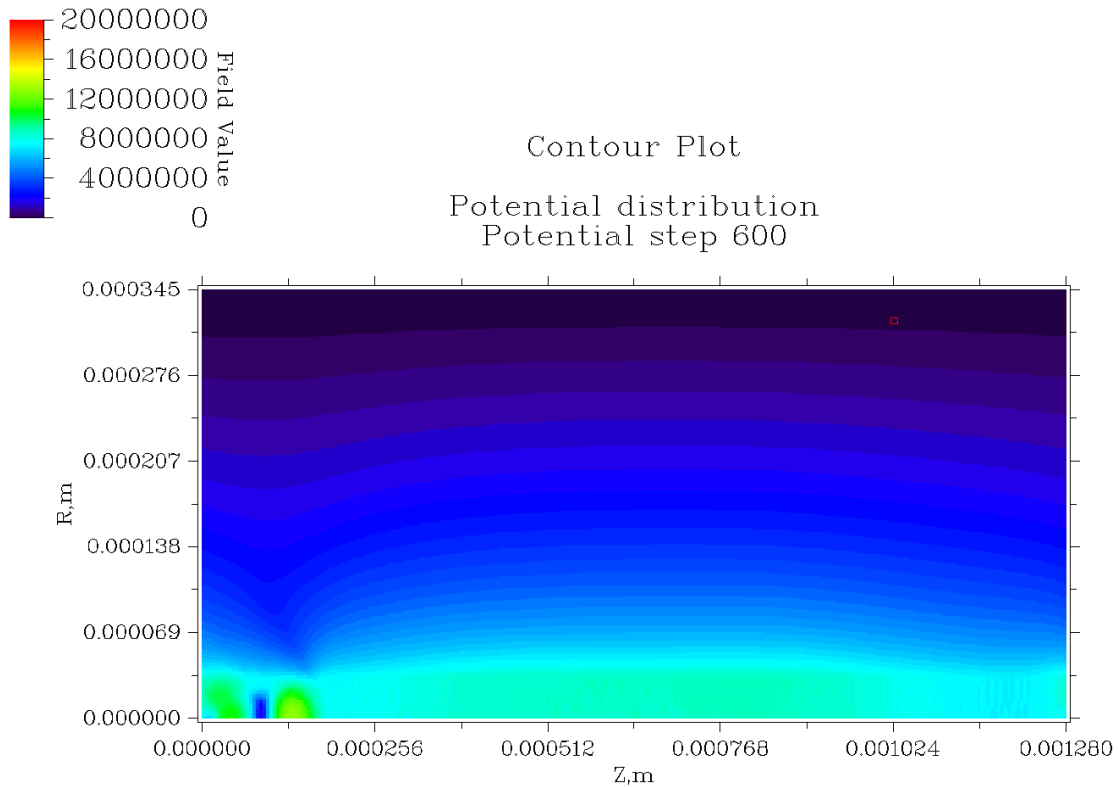


Рисунок 18.11 – Распределение потенциала в плазменном канале

### 18.3 Формирование кинетических когерентных структур в максвелловской плазме

Коллективные методы ускорения основываются на взаимодействии возбуждаемых заданным образом плазменных волн с заряженными частицами с учетом различных диссипативных процессов, делающих исследуемую среду существенно неравновесной [157]. Причем, в случае замагниченной плазмы задача становится принципиально неоднородной [184, 185]. Поэтому построение различных плазменных схем ускорения предполагает развитие нелинейной теории взаимодействия волн и частиц в закрученных плазменных потоках, находящихся во внешних электромагнитных полях, с учетом диссипативных и излучательных процессов.

Последовательное описание процессов взаимодействия частиц с волнами конечной амплитуды сопряжено как с математическими трудностями, обусловленными

нелинейностью интегрально– дифференциальной системы уравнений Власова– Максвелла, так и сложным характером движения частиц в поле эволюционирующей волны. Учитывая данные особенности, возникает естественный вопрос: как процессы диссипации/возбуждения, определяющие функцию распределения, зависят от размерности задачи и вида потенциала взаимодействия, что в свою очередь определяет характер обмена энергией/импульсом по макроскопическим степеням свободы рассматриваемой системы и определяет возможность локализации энергии/импульса в соответствующих когерентных состояниях [186]. В конечном итоге это определяет благоприятные условия для ускорения. Однако перемешивание в фазовом пространстве функции распределения частиц приводит к бесстолкновительному затуханию возмущений плотности частиц и электрического поля (нелинейное затухание Ландау) [187, 188]. Также может реализовываться обратный процесс, когда будет происходить усиление определенных типов плазменных волн. При этом данные процессы будут зависеть и от межчастичных столкновений, играющих роль стохастических сил, и от вида потенциала взаимодействия, и, наконец, от размерности задачи.

Чтобы подойти к выяснению вклада перечисленных факторов в динамику системы, рассмотрим континуум взаимодействующих частиц с потенциалом парного взаимодействия  $K(r, r')$   $K(r, r')$  вблизи как равновесных, так и существенно неравновесных состояний. Динамика такой системы определяется системой кинетических уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = I_c, \quad (18.1)$$

где  $\mathbf{F}$  – сила, действующая на частицу массой  $m$ ,  
 $I_c$  – интеграл столкновений, записанный в форме Бхатнагара– Гросса– Крука:

$$I_c = -\nu(f - f_e), \quad (18.2)$$

где  $\nu$  – частота столкновений,  
 $f_e$  – равновесная функция распределения.

Предполагается, что взаимодействие между частицами зависит только от расстояния между частицами  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$   $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ , и поэтому силу  $\mathbf{F}$  можно записать через скалярный потенциал  $\Phi = \Phi(t, r)$   $\Phi = \Phi(t, r)$ :

$$F = -\nabla\Phi,$$

где сам потенциал определяется выражением

$$\Phi(t, r) = \int K(|r - r'|) f(t, r', v') dr' dv' + \Pi(t, r), \quad (18.3)$$

здесь введена функция  $\Pi(t, r)$ , отражающая действие внешних электрических и магнитных полей.

Следуя [189], частное решение системы (6.1)– (6.3) можно представить в виде [190] конечного ряда:

$$f(t, r, v) = \sum_{k=0}^L \left[ e^{-vt} D^k W_0(v) + \frac{C_0}{k!} e^{-\frac{(v-V)^2}{2T}} \right] \frac{\Phi^k}{k!}, \quad (18.4)$$

где  $C_0$  – произвольная константа,

$V$  – постоянная скорость дрейфа,

константа  $T > 0$  имеет смысл температуры,

оператор  $D$  определяется выражением

$$D = \frac{V - v}{(v - V)^2} \nabla_v.$$

Функция  $W_0(v)$  описывает перераспределение частиц в пространстве скоростей. Это может быть как равновесным, так неравновесным процессом, происходящий в рассматриваемой системе, но  $W_0(v)$  должна обеспечивать конечность моментов искомой функции распределения и потенциала  $\Phi$ , который при подстановке (6.4) в (6.3) задается уравнением

$$\Phi(t, r) = \sum_{k=0}^L \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{K(|r - r'|)}{k!} [C + D_k e^{-vt}] \Phi^k(t, r') dr' \quad (18.5)$$

здесь  $C = C_0 \cdot (2\pi T)^{\frac{3}{2}}$ , а величина  $D_k$  связана с функцией  $W_0$  соотношением

$$D_k = \int_{-\infty}^{+\infty} D^k W_0(v) dv.$$

В качестве простейшего, но содержательного случая, к тому же, демонстрирующего корректность используемого подхода, возьмем  $W_{\mathbf{0}}$  максвелловского типа:

$$W_{\mathbf{0}}(\mathbf{v}) = \frac{1}{(2\pi\theta)^{\frac{3}{2}}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{V})^2}{2\theta}\right], \quad (18.6)$$

где константа  $\theta > 0$  играет роль второй температуры.

Для простоты положим  $\theta = T$ , в этом случае уравнение (18.5) допускает пространственно однородное решение [34]:

$$\Phi_{\mathbf{0}} = \frac{\gamma(e^{-\nu t} + C)}{1 - \frac{C(e^{-\nu t} + C)}{T}} \quad (18.7)$$

где

$$\gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}' < \infty.$$

Соотношение (18.7) справедливо при  $|\Phi_{\mathbf{0}}| \ll 1$ ; оно описывает динамическое равновесие максвелловского типа. При  $\nu t \rightarrow \infty$   $\nu t \rightarrow \infty$  оно переходит в соответствующее стационарное состояние. Таким образом, в максвелловской среде, несмотря на вид межчастичного потенциала взаимодействия  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  за времена порядка  $\nu^{-1}$   $\nu^{-1}$  система приходит в равновесное состояние. Однако даже в этом случае возможна нетривиальная динамика системы.

Чтобы исследовать такое стационарное состояние, используя линеаризацию потенциала

$$\Phi = \Phi_{\mathbf{0}} + \delta\Phi,$$

где  $\delta\Phi = \mathbf{A}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}},$

из (18.5) получаем дисперсионное соотношение [34]:

$$1 - \frac{4\pi\lambda}{k} \int_0^{+\infty} K(\rho)\rho \sin(k\rho) d\rho = 0 \quad (18.8)$$

с параметром

$$\lambda(T, C) = \frac{C \exp\left(\frac{\Phi_0}{T}\right)}{T},$$

позволяющим оценить размер и тип образующихся структур в локально равновесных средах, описываемых соотношением (18.6), в зависимости от соотношения параметров  $\Phi_0$ ,  $T$  и  $C$ , а также ядра межчастичного взаимодействия  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ .

Так, в случае потенциала Юкавы

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\mu}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp(-q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (18.9)$$

здесь константы  $\mu$  и  $q$  определяются типом взаимодействия (сильное взаимодействие между адронами или экранированное кулоновское поле), из (18.8) получаем

$$1 - \frac{4\pi\lambda\mu}{k^2 + q^2} = 0. \quad (18.10)$$

Данное уравнение имеет вещественные корни, если

$$4\pi\lambda\mu \geq q^2.$$

В этом случае пространственный масштаб периодической структуры

$$k^{-1} = (4\pi\lambda\mu - q^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (18.11)$$

задается начальными условиями через  $\lambda$  и параметрами взаимодействия  $\mu$  и  $q$ .

Приведенный пример показывает, как из однородного состояния благодаря коллективному взаимодействию возникает пространственно неоднородная структура. Эти результаты как по форме, так по своему физическому содержанию близки результатам [192, 193] по динамике электронных дырок в маквелловской плазме, где возбуждается солитоноподобный потенциал. Однако, принимая во внимание высокую чувствительность рассматриваемой модели к возмущениям в начальных условиях, можно сделать вывод,

что существует небольшой интервал параметров системы, в котором можно увидеть реально описываемый эффект. Также следует отметить, что при  $q \gg 1$  потенциал (6.9) переходит в модель твердых шаров, описывающую столкновение нейтральных частиц, в рамках которой формирование упорядоченных динамических структур в максвелловской плазме маловероятно.

С математической точки зрения максвелловский случай был задан выбором  $W_0(\mathbf{v})$  (см. соотношение (18.6)). В результате мы получили модель, описывающую квазиравновесную среду, где возможно получение ограниченного класса динамических структур. Поэтому приведенные результаты следует трактовать как предварительные, указывающие направление, где в плазменных средах возможно создание необходимых условий для перераспределения энергии/импульса в системе за счет соответствующей организации внутренних процессов переноса.

#### 18.4 Заключение

В ходе выполнения работ по первому этапу проекта были проведены следующие работы и получены следующие основные результаты:

1) Выполнена тонкая настройка программы для моделирования возбуждения колебаний в плазменном канале под действием короткого лазерного импульса.

2) Адекватность полученных результатов при сравнении с аналитическими моделями, позволяет нам в дальнейшем перейти к реальным расчётам по оптимизации процесса ускорения заряженных частиц в плазменном канале.

3) Развита формализм построения частных аналитических решений Власова–Пуассона, допускающий учет столкновительных процессов, при описании далеких от термодинамического равновесия состояний.

4) Для максвелловской плазмы найдены необходимые условия возникновения нелинейных динамических структур вблизи равновесного состояния.

## 19 Разработка элементов электродинамических систем для нагрева плазмы.

Ионные источники на электронном циклотронном резонансе (ЭЦР) широко применяются в исследованиях в области ядерной физики, так как позволяют формировать качественные интенсивные пучки. История развития и основные принципы работы ЭЦР-источников описаны в книге [193]. Для современных исследований требуются ионные источники со все более высокими характеристиками.

Для нагрева плазмы в плазменной ловушке нейтронного генератора ИПФ РАН, устройство которого описано в статье [194-195], используется мощное излучение непрерывного гиротрона. Частота излучения – 28 ГГц, мощность – до 11 кВт. Это излучение передается квазиоптически (по воздуху) на приемную антенну (волновод). Далее излучение конвертируется из гауссова пучка в моду цилиндрического волновода TE<sub>11</sub>, что происходит из-за отражения от стенок специально подобранной формы. Затем оно проходит по волноводу и попадает в плазменную камеру, где собственно поглощается плазмой. Плазма удерживается продольным магнитным полем, но вдоль поля, т.е. вдоль оси волновода она свободно "вытекает".

Для решения проблемы инициированного в волноводе потоком плазмы пробоя до достижения СВЧ излучением собственно плазменной камеры была выполнена разработка специальных элементов электродинамической системы для эффективного нагрева плазмы, а именно, разработан электродинамический преобразователь вводимого СВЧ излучения с низким коэффициентом отражения (клин), обеспечивающий опирание плазменного образования на проводящую поверхность и препятствующий тем самым попаданию плазмы в волновод. Эта система работает стабильно, однако отражает примерно половину мощности СВЧ. Отражение происходит из-за того, что резонатор рассчитан без плазмы (вакуумный), а наличие в нем плотной плазмы существенно меняет его электродинамические характеристики.

Была поставлена задача разработки и оптимизации элементов электродинамической системы для эффективного нагрева с учетом наличия плазмы внутри плазменной камеры и проведения полноволнового расчёта камеры с плазмой, используя пакет COMSOL Multiphysics. Также было необходимо определить зависимость коэффициента прохождения по энергии от длины основания клина.

Моделирование плазмы выполнялось в следующих предположениях. Плазма удерживается магнитным полем в поперечном направлении за счёт того, что замагниченные электроны движутся вдоль силовых линий. Наиболее удаленная силовая линия в открытых ловушках упирается в стенку плазменной камеры. Найдём эту линию, зная индукцию магнитного поля в каждой точке камеры и положив



условие касания этой линии стенки камеры. Это и будет профиль удерживаемой плазмы.

Заворачиваем эту линию вокруг оси Oz и получим «веретено» ( рисунок 19.1).

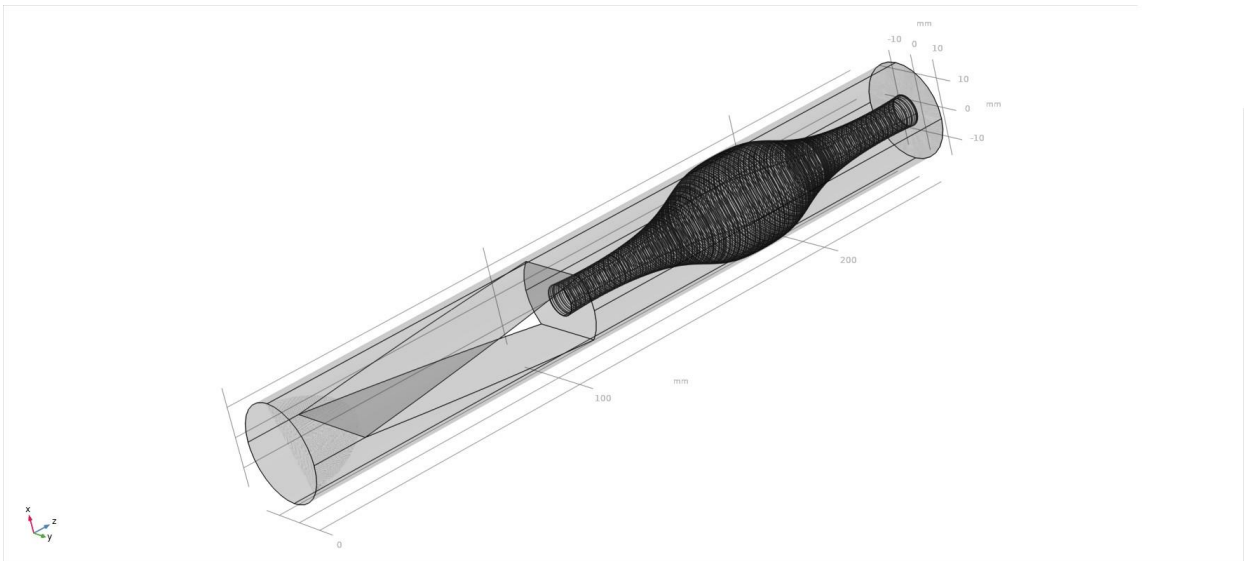


Рисунок 19.1 – Геометрическая модель волновода с плазмой

Этому «веретену» зададим  $\epsilon$  диэлектрическую проницаемость плазмы. Начнем с приближения немагнитной бесстолкновительной плазмы:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (19.1)$$

где  $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$  плазменная частота, которая была выбрана равной  $0,9\omega$ , то есть плотность плазмы близка к критической.

Полноволновой расчёт проводился в приближении идеально проводящих стенок, поскольку мощность, выделяемая в виде тепла за счёт конечной проводимости, пренебрежимо мала по сравнению с выносимой плазмой полной мощностью. Поле на входной границе – мода TE<sub>11</sub> цилиндрического волновода, мощность –  $P = 10$  кВт.

На концах волновода при расчётах коэффициента прохождения по энергии использовалось приближение безотражательного падения СВЧ– поля. При расчёте распределения СВЧ– поля на втором конце использовалась идеально проводящая стенка, чтобы получался резонатор.

Зависимость коэффициента прохождения  $T$  от длины основания клина  $H$  представлена на рисунке 19.2

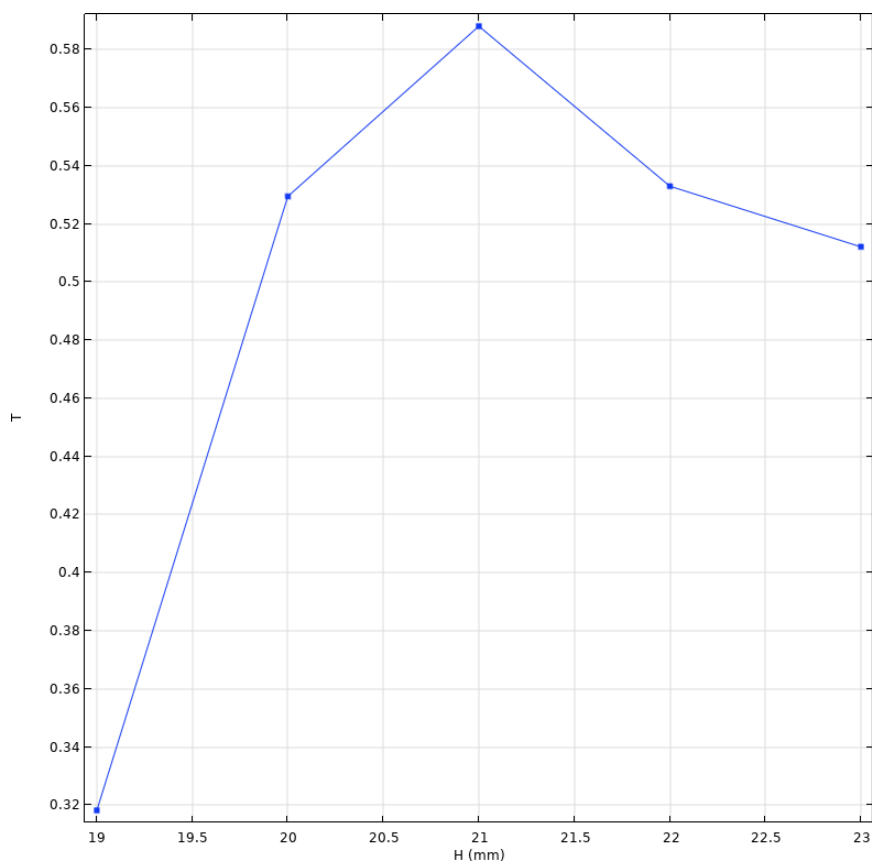


Рисунок 19.2 – Зависимость коэффициента прохождения по энергии от длины основания клина

Видно, что при  $H = 21$  мм, как и в вакуумных расчётах, коэффициент прохождения остался максимальным, но при этом понизился с 98% до 59%, что согласуется с экспериментами, где коэффициент отражения равен примерно 50%.

На рисунке 19.3 показано распределение поля при длине основания клина  $H = 21$  мм и длине камеры  $L = 135$  мм.

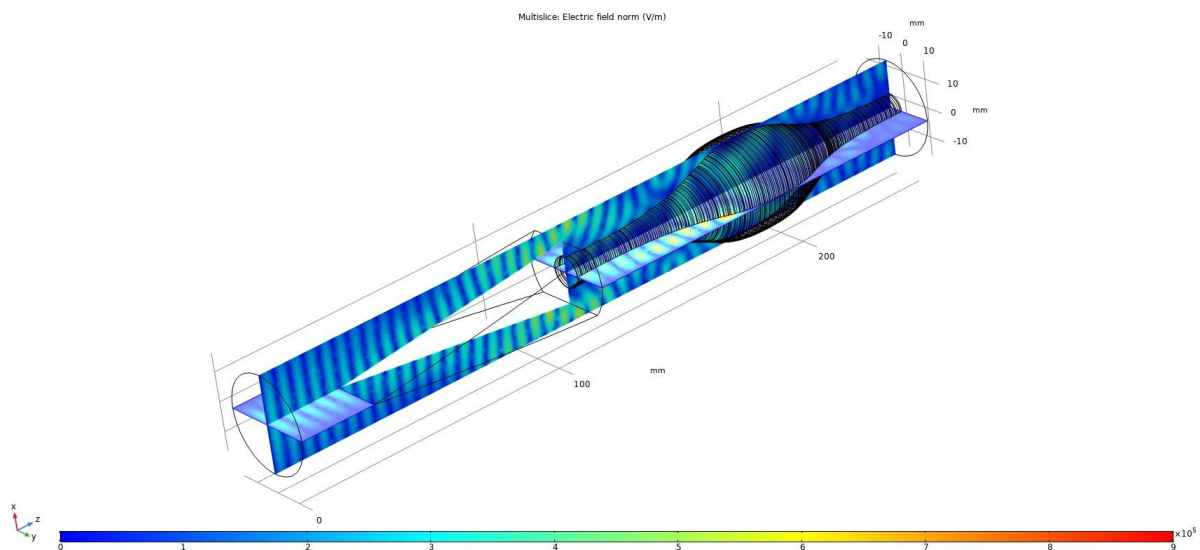


Рисунок 19.3 – Распределение СВЧ– поля во всём объёме камеры с плазмой на частоте 28 ГГц

Таким образом, были разработаны элементы электродинамических систем для нагрева плазмы и оптимизированы для достижения максимальной эффективности системы.

## **20 Сравнительный анализ эффективности препаратов для бор–нейтронозахватной терапии**

(ПИМУ договор № К 98 – 12 от 16.11.2021)

### **20.1 Методы определения концентрации изотопа бора в биологических тканях**

Необходимым условием эффективности бор–нейтронозахватной терапии является контроль содержания изотопа  $^{10}\text{B}$  в опухоли и нормальных тканях [120, 126, 196]. Как уже было отмечено, используемый в процедуре БНЗТ изотоп  $^{10}\text{B}$  является стабильным и не может служить в качестве радиоактивной метки, поэтому важным аспектом развития БНЗТ является разработка оптимальных методов детекции бора, пригодных, в том числе, и для изучения физиологического и фармакологического поведения борсодержащих соединений в организме пациента.

Основным требованием, предъявляемым к любому методу анализа бора, является точность и надежность измерения количества  $^{10}\text{B}$  в пробе или же образцах тканей [126]. К таким методам относятся быстрая гамма– спектроскопия [197– 199], масс– спектрометрия с индуктивно связанной плазмой [200– 201], альфа– радиография высокого разрешения, альфа– спектроскопия, и нейтронозахватная радиография [202– 203], вторичная нейтральная масс спектрометрия [204], спектроскопия характеристических потерь энергии электронами [205], масс спектрометрия с ионной ловушкой [206], однако данные методы подходят лишь для *ex vivo* исследований.

«Идеальный» же метод определения концентрации бора в биологических тканях должен быть неинвазивным, подходящим для измерений *in vivo*, позволять с высокой степенью разрешения выявлять пространственное распределение соединений, а также должен обладать высокой скоростью получения и обработки результата [207]. Именно поэтому в настоящее время как на стадии первичных исследований, так и в предклинических испытаниях используются так называемые тераностические подходы, когда в состав одного препарата входит и диагностический, и терапевтический модуль. Поскольку для повышения селективности накопления бора в опухоли его включают в состав различных молекул, это упрощает использование различных биологических меток в качестве детекторов содержания элемента.

В настоящее время для решения данной задачи используются три метода диагностики:

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР). С помощью этого метода поддаются обнаружению ядра изотопов  $^{10}\text{B}$ , и  $^{11}\text{B}$ , и, следовательно, их пространственное распределение может быть отображено с помощью магнитно– резонансной томографии (МРТ). МРТ представляет собой особый тип метода ЯМР где частоты ядерных спинов

кодируются в соответствии с их местоположением в пространстве. Более того, ЯМР может различать между ядрами одного и того же типа в различных молекулярных структурах. Достигается это за счет регистрации характерных резонансных частот, полученных при возмущении Больцмановского равновесия спина ядерных групп в образце радиочастотными импульсами [207] Помимо этого, в качестве МРТ– меток могут использоваться ядра гадолиния [206] и парамагнитные включения железа [208].

Позитронно– эмиссионная томография (ПЭТ). Метод основан на использовании меченых молекул, в составе которых имеются позитрон– излучающие радионуклиды (наиболее широко применяются  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  и  $^{18}\text{F}$ ), далее гамма– кванты аннигиляции детектируются и отображаются в 2D– и 3D– форматах [207].

Флуоресцентные методы. Метод основан на использовании флуоресцентных меток [209-210].

В клинической практике в настоящее время возможно использование таких диагностических методов как магнитно– резонансная томография (МРТ) и позитронно– эмиссионная томография (ПЭТ). Их несомненным преимуществом является возможность проводить исследования *in vivo*, а недостатком – невозможность проведения повторных исследований и высокая стоимость как оборудования, так и самой процедуры.

Основным ограничением для использования флуоресцентных меток является небольшая глубина проникновения света в биологических тканях. Поэтому данный метод подходит для поверхностного биоимиджинга и для определения содержания бора в биологических жидкостях (кровь, моча и др.) в лабораторных условиях. Авторы [211] показали соответствие между уровнем флуоресценции плазмы и количеством бора, определенного прямым методом. Анализ проводился *ex vivo* при добавлении титрованных количеств ВРА в плазму крови *ex vivo*.

Однако не все соединения, обладающие флуоресцентными свойствами, подходят в качестве метки. Например, в работе [212] были получены флуоресцентные производные борсодержащих дендримеров с 1,3,5– трифенилбензольным фрагментом в качестве ядра. Данные соединения обладают фотолюминесцентными свойствами при комнатной температуре при ультрафиолетовом облучении с высокими квантовыми выходами. Однако использование данных соединений для диагностики *in vivo* сильно ограничено свойствами биоткани, поскольку ультрафиолетовый свет почти полностью поглощается на поверхности ткани. Поэтому для тераностики весьма перспективными могут оказаться химически модифицированные природные и синтетические порфирины и хлорины [210]. Их оптические свойства очень привлекательны для использования на биотканях, поскольку пик поглощения и флуоресценции этих соединений расположен в красной

области спектра, где, как известно, наблюдается относительная прозрачность биоткани [213].

В качестве дополнительного метода анализа фармакокинетики препаратов, включая борсодержащие соединения, может служить метод моделирования, а именно аналоговое аналитическое математическое моделирование – при котором модель и оригинальная система описываются единым математическим соотношением, из которого можно получить характеристики системы как некоторые функции ее параметров [214]. Данный метод позволяет отойти от большого количества измерений *in vivo* и *ex vivo* и может предполагать более полную оценку содержания соединения в любой момент времени при определенном способе введения. Помимо этого, метод позволяет на основе построенной предварительно зависимости рассчитывать искомые значения параметров, не проводя измерений. Этот метод основан на кинетических уравнениях, которые описывают динамику концентраций препаратов в различных органах и их выведение [215]. Такой инструмент может быть использован как для фундаментального анализа особенностей взаимодействия борсодержащих препаратов с опухолью, так и при решении практических задач, включая подбор оптимальных доз и режимов введения препаратов. Метод является наиболее доступным, поскольку требует только программного вычисления.

## **20.2 Борсодержащие соединения для задач бнзт**

Наиболее полно требования к «идеальному» препарату для бор-нейтронозахватной терапии были сформулированы Sauerwein [126]:

Способность препарата к относительно селективному накоплению в опухоли с преимущественной внутриклеточной локализацией препарата (соотношение концентрации бора в опухоли по отношению к нормальной ткани 3–4:1)

Обеспечение концентрации изотопа  $^{10}\text{B}$ , соответствующей 109 атомов в одной клетке или 20–35 мкг/г опухоли:

- сохранение постоянной концентрации накопления бора в опухоли в течение процедуры облучения,
- низкая токсичность для организма,
- возможность контроля содержания бора в тканях методами *in vivo*.

В настоящее время для клинического применения разрешены только два препарата: L- p- дигидроксидборилфенилаланин (boronophenylalanine, BPA) и динатриевая соль меркаптоундекагидроклозо- додекобората (sodium borocaptate, BSH), как показано на Рисунок 20.1. [120].

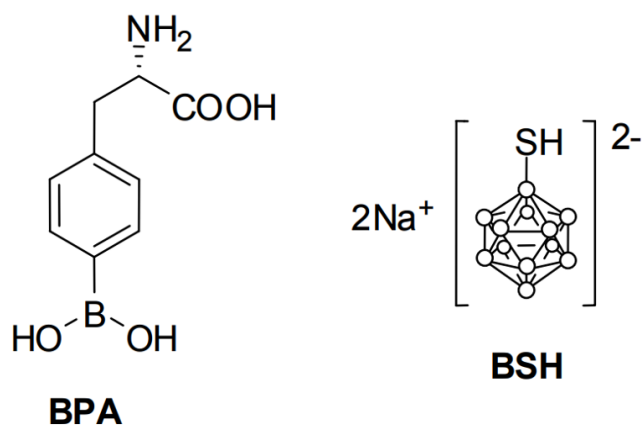


Рисунок 20.1– Структурные формулы ВРА (L– p– дигидроксидорилфенилаланин, boronophenylalanine) и BSH (динатриевой соли меркаптоундекагидроклозо– додекобората, sodium borocaptate) – разрешенных агентов в клинике БНЗТ [216].

L– борфенилаланин (ВРА) является аминокислотой, которая способна относительно селективно (максимальный контраст 2:1) накапливаться в опухоли, за счет более эффективной транспортной системы L– аминокислот в ее клетках по сравнению с нормальными [217-219]. Соединение содержит только 1 атом бора, однако, благодаря низкой токсичности препарата в целом, дает возможность накопить достаточное для терапии количество бора в опухолевых клетках. BSH имеет в своем составе 12 атомов бора, что позволяет с большей вероятностью достигать необходимой терапевтической концентрации (24– 35 мкг/г) в [55] в клетках опухоли [220], хотя BSH имеет меньший контраст накопления (1,1– 1,8:1) по сравнению с ВРА [126].

Таким образом, главным минусом разрешенных для клинического использования соединений является низкая селективность накопления в опухолевой ткани и отсутствие возможности оценивать концентрацию бора *in vivo* в режиме реального времени, в связи с чем ведется поиск новых стратегий доставки бора в опухоль, в том числе использование особых режимов введения уже разрешенных соединений [218] и разработка принципиально новых способов доставки бора.

## **21 Численное моделирование получения медицинских изотопов лазерными методами (внебюджет)**

(ФИАН договор № к 98 -10 от 03.11.2021)

К настоящему времени искусственные радиоактивные изотопы активно применяются в ядерной медицине для диагностики и терапии. Постоянное совершенствование методов их получения и развитие техники диагностирования *in-vivo* распределения радионуклидов (РН) в организме человека привело к широкому распространению ядерной медицины во многих странах мира. Потребность в РН для ядерной медицины постоянно растет. Основными источниками их получения являются ядерные реакторы и ускорители заряженных частиц, не обеспечивающие достаточное количество РН для покрытия требуемых нужд. Это приводит к поиску альтернативных путей получения РН для ядерной медицины. На этом пути широко обсуждается возможность использования для производства РН лазерно– ускоренных пучков заряженных частиц. Пучки электронов также можно использовать для наработки короткоживущих медицинских изотопов вследствие их эффективной конверсии в гамма– излучение и последующим фотоядерным реакциям. Лазерно– ускоренные пучки протонов или дейтронов могут являться альтернативой циклотронным ускорителям [221] для получения РН для ПЭТ [222,223]. Целью данного раздела является расчетная оптимизация использования ускоренных лазером электронов для фотоядерного способа получения медицинских радионуклидов для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ), а также протонов/дейтронов для получения медицинских радионуклидов для позитронной эмиссионной томографии (ПЭТ).

### **21.1 Получение медицинских изотопов для ОФЭКТ на основе фотоядерных реакций, инициированных лазерно– ускоренными электронами.**

Генерация большого числа лазерно– ускоренных электронов высоких энергий в режиме самозахвата [108], и их эффективная конвертация в гамма– излучение, открывают возможности получения короткоживущих медицинских изотопов за счет фотоядерных реакций. Использование гамма– излучения для возбуждения фотоядерных реакций связано с увеличением фотоядерного сечения в окрестности гигантского дипольного резонанса (ГДР), который имеет максимум для энергии фотонов от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ. Следовательно, гамма– источники с большим числом фотонов в диапазоне энергий 5– 40 МэВ имеют хорошие перспективы для практического использования.

Самый востребованный радиоизотоп для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ), технеций– 99м, традиционно получают на ядерных



реакторах из оружейного урана, который производит радионуклид  $^{99}\text{Mo}$  посредством реакции  $^{235}\text{U}(n, f)^{99}\text{Mo}$ . Молибден-99 имеет период полураспада 66 часов и переходит в  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . В силу высокого спроса, здесь прежде всего была изучена альтернативная схема производства радионуклида  $^{99}\text{Mo}$  при фотоядерной реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  с использованием как вторичного источника гамма-излучения, так и непосредственно пучка лазерно-ускоренных электронов, падающих на мишень из натурального Мо толщиной 14 см. Из проведенного методом Монте-Карло моделирования с использованием кода GEANT4 было обнаружено, что при облучении мишени гамма-излучением после конвертера образуется  $6.4 \times 10^7$  атомов изотопа  $^{99}\text{Mo}$ , в то время как облучение той же мишени непосредственно пучком электронов приводит к образованию  $7.8 \times 10^7$  атомов изотопа  $^{99}\text{Mo}$  за один лазерный выстрел. Полученный выход сравним с выходом при облучении чистых мишеней из  $^{100}\text{Mo}$  протонами, инициированными лазером, в схеме из статьи [224]. Однако в рассматриваемом случае выход  $^{99}\text{Mo}$  достигнут при меньшей энергии лазерного импульса (4 Дж против 10 Дж) и гораздо более дешевой мишенью (мишень из естественного молибдена, а не мишень, обогащенная изотопом  $^{100}\text{Mo}$ ). Побочный эффект от использования простой мишени из натурального Мо состоит в производстве паразитических радиотоксичных изотопов Мо, таких как  $^{91}\text{Mo}$  ( $5 \times 10^7$  атомов, время полураспада,  $\tau_{1/2} = 5.5$  часов) и  $^{93}\text{Mo}$  ( $8 \times 10^7$  атомов со временем полураспада  $\tau_{1/2} \sim 2000$  лет). В тоже время, можно предположить, что паразитные изотопы Мо могут быть разделены на стадии выделения  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . Около 60 часов непрерывного облучения мишени из природного Мо лазером с энергией 4 Дж и с частотой повторения 100 Гц требуется для производства  $\sim 10^{15}$  атомов  $^{99}\text{Mo}$  с полной активностью 3 ГБк. Этого количества было бы достаточно для извлечения нескольких медицинских доз  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  с активностью около 1 ГБк на каждую дозу. Другие часто используемые  $\gamma$ -излучаемые радионуклиды для ОФЭКТ-диагностики,  $^{111}\text{In}$  и  $^{123}\text{I}$ , также могут быть произведены посредством фотоядерной реакции. Так, медицинский изотоп  $^{111}\text{In}$  (период полураспада,  $\tau_{1/2} = 2.83$  суток) может быть получен с использованием  $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$  реакции, где изотоп олова  $^{111}\text{Sn}$  быстро распадается в требуемый изотоп  $^{111}\text{In}$  с периодом полураспада  $\tau_{1/2} = 35.3$  мин. Согласно проведенному расчету при облучении генерируемым вторичным гамма-излучением цилиндрической оловянной мишени (состоящий на 99.9% из обогащенного изотопа  $^{112}\text{Sn}$ ) диаметром 4 см и толщиной 3 см получается  $3.5 \times 10^8$  атомов  $^{111}\text{In}$  за один лазерный выстрел. Паразитический изотоп  $^{110}\text{In}$  ( $1.3 \times 10^7$  атомов) составляет всего 4% от общего числа продуктов фотоядерных реакций и распадается на Cd с периодом полураспада  $\tau_{1/2} = 4.92$  часа. Одна требуемая медицинская доза  $^{111}\text{In}$  для сканирования лейкоцитов с использованием ОФЭКТ (с требуемой

активностью 18 МБк) может быть произведена в течение ~1 часа непрерывного облучения мишени с помощью лазера с частотой повторения 10 Гц. Медицинский изотоп  $^{123}\text{I}$  (период полураспада  $\tau_{1/2} = 13.2$  часа) может быть получен с использованием  $^{124}\text{Xe} (\gamma, n)^{123}\text{Xe}$  реакции с быстрым распадом  $^{123}\text{Xe}$  ( $\tau_{1/2} = 2.08$  часа) в требуемый изотоп йода  $^{123}\text{I}$ . Облучение гамма- фотонами мишени из жидкого ксенона  $^{124}\text{Xe}$  плотностью  $2,94 \text{ г/см}^3$  и толщиной 5 см приводит к производству  $1.2 \times 10^8$  атомов  $^{123}\text{I}$ . Для сравнения, прямое облучение пучком лазерно– генерируемых электронов той же мишени дает  $9.5 \times 10^7$  атомов  $^{123}\text{I}$ . Паразитные изотопы  $^{122}\text{Xe}$  ( $\tau_{1/2}=20.18$  часа,  $2 \times 10^7$  атомов), а также  $^{125}\text{Xe}$  ( $\tau_{1/2}=16.9$  часа,  $3 \times 10^6$  атомов) распадаются на  $^{122}\text{I}$  ( $\tau_{1/2} = 3.63$  мин) и  $^{125}\text{I}$  ( $\tau_{1/2} = 59.4$  суток), соответственно. В то время как  $^{122}\text{I}$  (~17%) быстро распадается на  $^{123}\text{Te}$ , которые можно химически отделить, примесь изотопа  $^{125}\text{I}$  в конечном продукте оказывается на уровне (2–3)%, что может ограничить использование  $^{123}\text{I}$  в отдельных видах диагностики. Для получения одной медицинской дозы  $^{123}\text{I}$  для ОФЭКТ с активностью 400 МБк требуется 18 часов непрерывного облучения мишени лазером с частотой повторения 10 Гц.

Таким образом, фотоядерные реакции могут использоваться для наработки ряда медицинских изотопов при наличии лазерной системы с энергией больше или порядка 4 Дж и частотой повторения импульсов не меньше 10 Гц. Стоит отметить, что такие лазерные системы уже являются доступными в передовых лабораториях. Для эффективного использования лазерных методов получения медицинских изотопов также требуется производственная система с плотной газовой струей, обеспечивающая возобновляемую мишень, толщиной 200– 300 мкм и плотностью электронов порядка 0.1 критической плотности и способная функционировать в течение от нескольких часов до дней, с прилегающей к газовой струе мишенью для ядерных реакций.

## **21.2 Производство ПЭТ радионуклидов на основе лазерного ускорения протонов/дейтронов.**

Одна из возможностей эффективного ускорения большого числа ионов, связана с их ускорением в радиальном направлении коротким мощным лазерным импульсом, распространяющимся в низкоплотной плазме (газе) [225]. Распространение мощного лазерного импульса в докритической плазме приводит к радиальному выталкиванию электронов из области сильного лазерного поля под действием силы и/или силой теплового давления электронов по всей длине лазерного канала. Возникающее поле разделения заряда приводит к радиальному ускорению ионов, которые проникая в ядерную мишень, окружающую газовую плазму, взаимодействуют с ней на глубине своего пробега, инициируя ядерные реакции. Можно ожидать, что вследствие протяженного лазерного канала число ускоряемых частиц может быть достаточно велико,

чтобы обеспечить значительное число ядерных реакций. На основе проведенной оптимизации проведена оценка эффективности использования данной схемы для наработки медицинских короткоживущих радионуклидов для ПЭТ– диагностики.

Первая серия трехмерных расчетов описывала ускорение ионов (протонов и дейтронов) из однородной протяженной мишени околоритической плотности фемтосекундным лазерным импульсом. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с энергией 5 Дж, длительностью 30 фс, пятном фокусировки диаметром 4 мкм с максимумом интенсивности  $9 \times 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ . Расчетная область составляла 40 мкм в поперечном направлении, продольной размер расчетной области варьировался в зависимости от плотности мишени (от 20 мкм до 200 мкм) так, чтобы продольный размер мишени незначительно превосходил длину поглощения лазерного импульса. Вылетевший в поперечном направлении пучок протонов (дейтронов) регистрировался на расстоянии 17 мкм от оси распространения лазерного пучка («детекторы» находились в двух плоскостях XY и XZ).

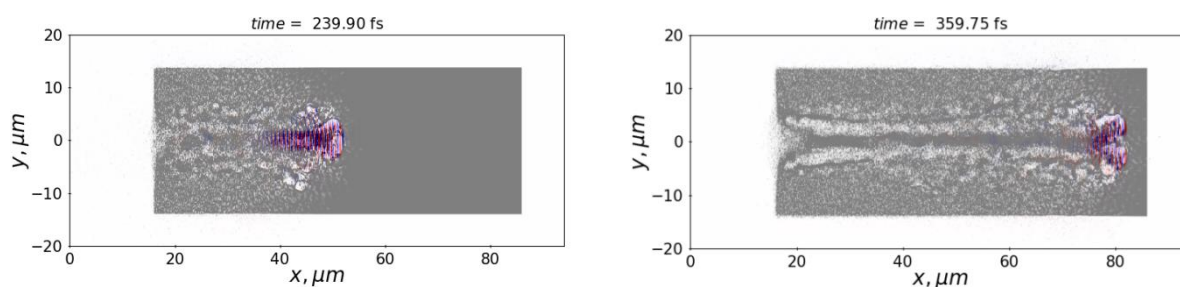


Рисунок 21.1 – Распределение электрического поля в два момента времени (у–компоненты вдоль вектора поляризации) показано цветом. В градации серого показано распределение плотности для газовой мишени с плотностью  $0.3 n_{cr}$ .

Пример распространения лазерного в околоритической плазме представлен на рисунок 21.1 Четко видно выедание переднего фронта лазерного импульса и формирование канала. Длина истощения импульса по уровню  $1/e$ , составляет  $\sim 40$  мкм. В расчетах анализировался полный заряд протонов и дейтронов, ускоренных преимущественно в направлении перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса энергией больше 1 МэВ и 3 МэВ, а также угловое распределение всех ионов и тех, которые прошли через детекторы. С использованием полученных спектров ускоренных протонов (дейтронов) для частиц прошедших через детекторы ( Рисунок 21.2) проводилось вычисление их средней энергии («температуры»), определенной как отношение полной энергии дейтронов к их числу,  $T = \langle E \rangle = \left( \int E dE \frac{dN}{dE} \right) / \left( \int dE \frac{dN}{dE} \right)$  для ионов с энергией свыше 1 и 3 МэВ.

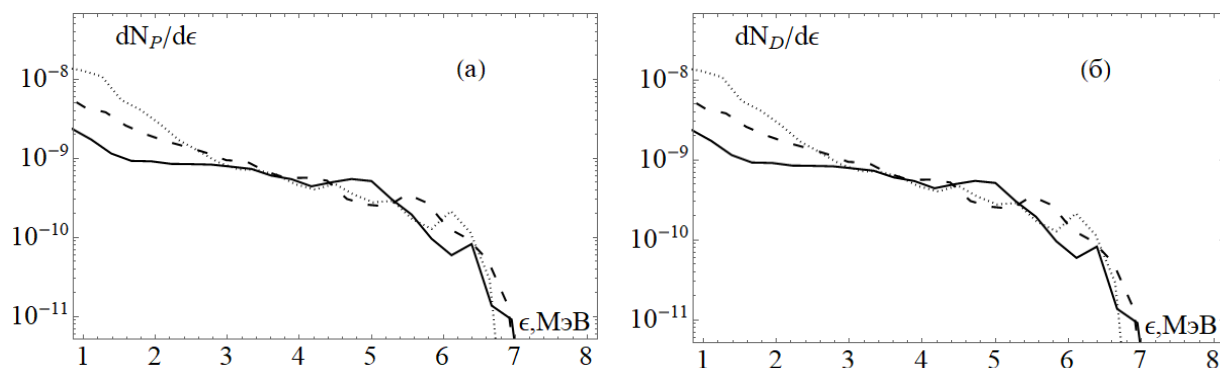


Рисунок 21.2.а) – Спектральные распределения протонов, вылетевших из фокального объема в поперечном направлении, для мишеней с плотностью 0.3, 0.5,  $2n_c$ ; б) соответствующие спектры для мишени из дейтериевого газа с плотностью 0.3, 0.5,  $2n_c$ . Сплошная линия отвечает плотности  $2n_c$ , пунктирная —  $0.5n_c$ , штриховая —  $0.3n_c$ .

Отметим, что максимальная энергия ускоренных ионов в направлении перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса для водородного и дейтериевого газа, т.е. протонов и дейтронов, практически одинакова, достигая максимума 7 МэВ при плотностях мишени порядка критической. Число ионов, вылетевших поперек направлению распространения лазерного импульса с энергией свыше 1МэВ, не превосходит  $3 \times 10^{11}$  частиц (максимальный заряд достигает соответственно 40 нКл, см. рисунок 21.3.а) и незначительно падает с увеличением плотности газа. Зависимость количества быстрых ионов (с энергией больше 3 МэВ) от плотности газа (и, соответственно, заряда этих частиц, рисунок 21.3.б) характеризуется наличием максимума для значения порядка критической плотности электрона газа. Конверсия в ионы (протоны) составляет примерно 0.7–1.4% с энергий свыше 1МэВ и 0.3–0.5% с энергий свыше 3МэВ. Общей тенденцией является увеличение (хотя и слабое) заряда (и соответственно числа ионов с энергией больше 1 МэВ, а также конверсии в быстрые ионы) с уменьшением плотности мишени. Конверсия в ионы с энергий свыше 3 МэВ слабее зависит от плотности газа, эта зависимость немонотонная, конверсия оказывается выше для газа критической плотности. Ускоренные фемтосекундным лазерным импульсом из газовой мишени протоны/дейтроны использовались для возбуждения ядерных реакций, отвечающих наработке ПЭТ– радионуклидов. Расчет выхода изотопов производился с помощью метода Монте–Карло кодом GEANT4.

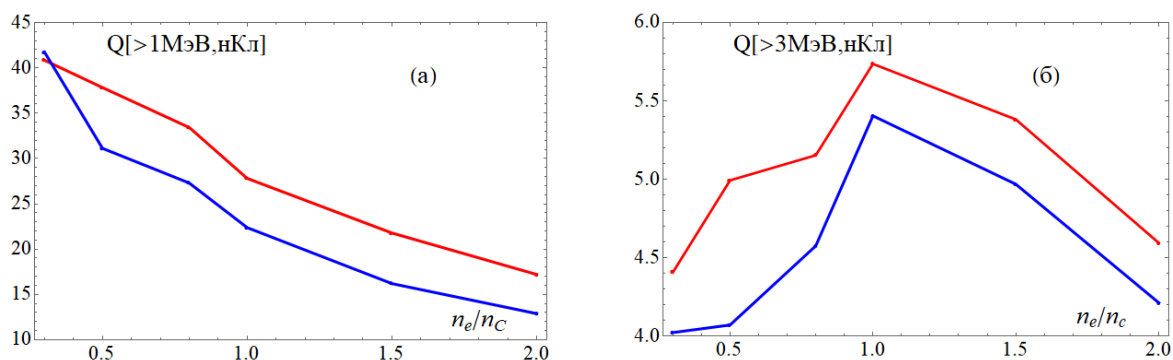


Рисунок 21.3 – Зависимость максимального заряда (нКл), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении протонов (сплошная красная) и дейтронов (синяя кривая) с энергией свыше 1МэВ (а)и энергий свыше 3МэВ (б) от плотности мишени ( $n_e/n_{cr}$ ).

Предполагается, что радиально ускоренные протоны (дейтроны), вылетая из фокального объема, попадают в конвертор, представляющей собой криогенную мишень – цилиндрически симметричный слой жидкого азота, неона, (или изотопа кислорода  $^{18}\text{O}$ ) – толщиной ~4 см. Были рассмотрены  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ ,  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$  ядерные реакции, инициированные лазерно– ускоренными протонами, а также ядерные реакции, инициированные ядрами дейтерия,  $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$  и  $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$ .

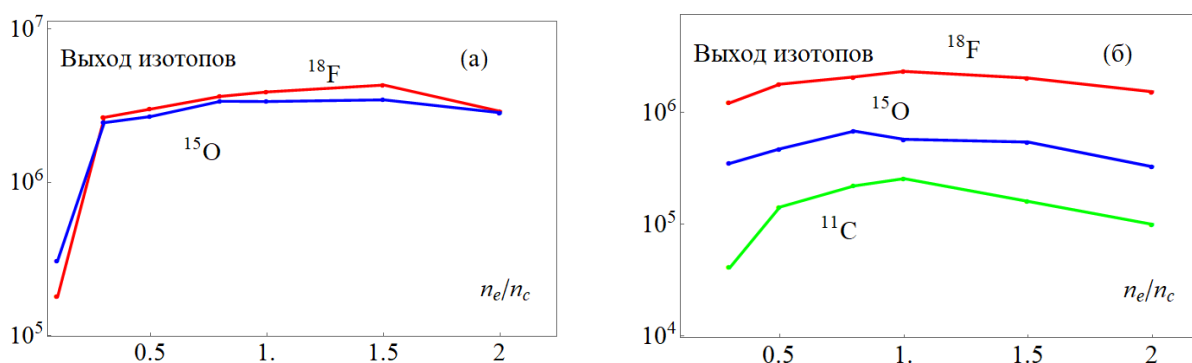


Рисунок 21.4 – Выход изотопов  $^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{O}$  и  $^{11}\text{C}$  в результате ядерных реакций, инициированных быстрыми дейтронами (а) и быстрыми протонами (б) за один выстрел лазерного импульса в зависимости от плотности электронов мишени.

На рисунке 21.4 представлены зависимости выхода изотопов фтора ( $^{18}\text{F}$ ), кислорода ( $^{15}\text{O}$ ) и углерода ( $^{11}\text{C}$ ) как функция плотности облучаемой лазером газовой мишени (водорода), (а), дейтерия, (б). Видно, что выод реакции качественно повторяет зависимость от плотности мишени выхода ускоренных ионов, достигая максимального значения для плазмы околоскритической плотности. Зависимость выхода изотопов, как и заряд протонов (дейтронов), ускоренных в радиальном направлении, демонстрирует характерный максимум вблизи критической плотности. Активность источника не превышает нескольких десятков МБк для лазерной системы с мощностью 100 ТВт и

частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц. Это связано с довольно низкой энергией ускоренных протонов/дейтронов в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом. Для наработки одной медицинской дозы изотопа  $^{15}\text{O}$  (с активностью  $\sim 350\text{МБк}$ ) требуется непрерывное облучение лазером с частотой не менее 1 кГц в течение 10 мин. Два часа облучения с частотой повторения лазера 2 кГц требуются для наработки 1 медицинской дозы изотопа  $^{11}\text{C}$  (с активностью 500 МБк). Таким образом, для достижения медицинских доз активности ПЭТ– радионуклидов необходим лазерный импульс с энергией порядка 5 Дж и частотой повторения импульсов не менее 1 кГц.

Следующая серия двумерных расчетов проведена с использованием субпикосекундного (длительностью 500 фс) лазерного импульса с длиной волны 1055 нм, диаметром пятна фокусировки 10 мкм и полной энергией 30 Дж. Максимальное значение интенсивности составляло  $5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ .

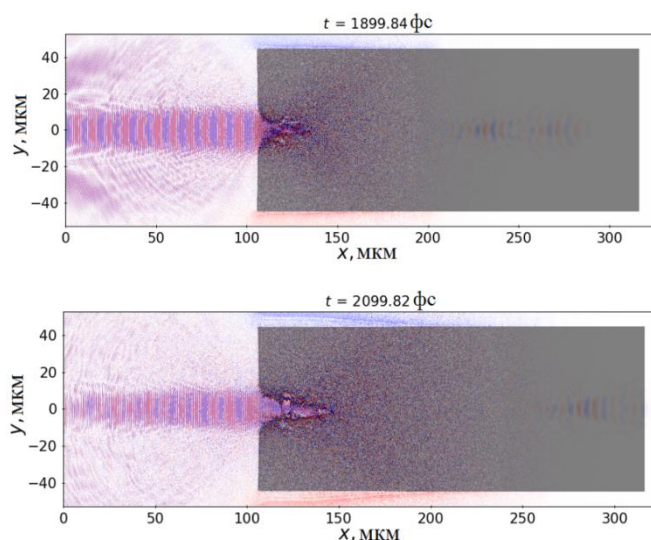


Рисунок 21.5– Распределение компоненты поляризации лазерного импульса (красный– синий) при прохождении мишени плотностью  $n_e = 1.5n_{cr}$  (обозначено серым) для разных моментов времени.

На рисунке 21.5 показано положение лазерного импульса внутри мишени с электронной плотностью  $1.5n_{cr}$  в различные моменты времени. При взаимодействии лазерного импульса с мишенью наблюдалось формирование плазменного канала, сопровождающееся, в том числе, филаментацией лазерного импульса, что показано на верхнем изображении на рисунке 21.5., а также частичным его отражением от передней поверхности мишени (нижнее изображение). Расчеты были проведены в широком диапазоне значений электронной плотности мишени (от  $0.001n_{cr}$  до  $4n_{cr}$ ) для различных значений ее толщины. В ходе исследований было установлено, что для получения наибольшего заряда протонов, радиально ускоренных полем плазменного канала, толщина мишени должна быть сравнима с длиной истощения лазерного импульса или

превосходить ее. Результаты, представленные в данном отчете, были получены для толщины мишени, существенно превышающей длину истощения лазерного импульса.

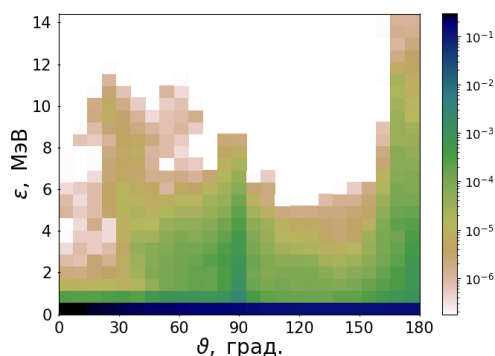


Рисунок 21.6 – Спектрально–угловое распределение протонов внутри мишени ( $n_e=1.5n_{cr}$ ,  $t = 2.1$  пс).

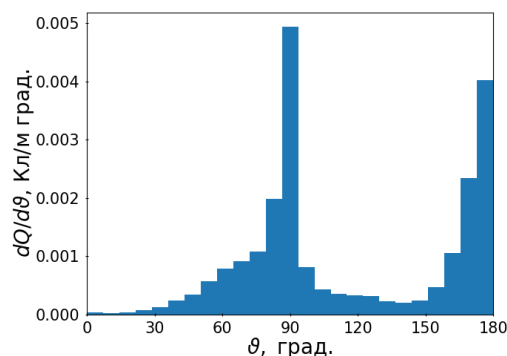


Рисунок 21.7 – Угловое распределение протонов внутри мишени ( $n_e = 1.5n_{cr}$ ,  $t = 2.1$  пс) (нижняя картинка на Рисунке 21.5).

На рисунке 21.6 показано спектрально–угловое распределение протонов внутри мишени в момент времени, соответствующий нижнему изображению Рисунка 21.5. Из рисунка видно, что существенная часть высокоэнергетичных протонов вылетает по нормали к передней поверхности мишени, что связано с образованием избыточного положительного заряда в процессе формирования плазменной полости вблизи поверхности мишени. Другая часть высокоэнергетических протонов вылетает перпендикулярно к направлению распространения лазерного импульса, что связано с процессом радиального ускорения протонов, сформированным лазерным импульсом плазменным каналом. Количество таких частиц, вылетающих под углом 90 градусов, при этом превосходит число частиц, вылетающих в направлении строго обратном направлению распространения лазерного импульса (рисунок 21.7). Для последующей оценки выхода радионуклидов были посчитаны спектры протонов, вылетевших с боковых поверхностей мишени, представленные на рисунке 21.8 В ходе расчетов было установлено, что в процессе увеличения плотности мишени увеличивается доля протонов с более высокими энергиями, в то время как суммарный заряд падает. Последний эффект можно связать с частичным отражением релятивистски интенсивного лазерного импульса от поверхности мишени с электронной концентрацией, превышающей критическую плотность. Спектрально–угловые распределения ускоренных протонов использовались в качестве исходных данных для расчетов ядерных реакций, приводящих к наработке медицинских изотопов для позитрон–эмиссионной томографии (ПЭТ), в мишени–конвертере, которые проводились кодом GEANT4.

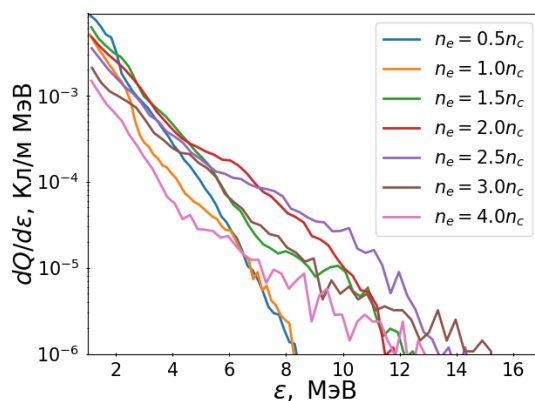


Рисунок 21.8 – Спектральные распределения протонов с энергией выше 1 МэВ, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса и набравших энергию.

В расчетах было исследовано 3 реакции:  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ , сечение которой имеет максимум при около 5 МэВ,  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  с максимумом при около 6.5 МэВ и  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$  с максимумом при около 7 МэВ. Поскольку в этой области протонных энергетических спектров наибольшую амплитуду имеют распределения, полученные при  $2.0n_c$  и  $2.5n_c$ , то наибольший выход радионуклидов ожидается именно для этих значений плотности мишени. Данное предположение совпадает с результатами, полученными при расчете кодом GEANT4 и показывающими, что максимальный выход составляет порядка  $10^7$  рассматриваемых изотопов за один лазерный выстрел. Для оценки максимальной оценки активности полученного радиоактивного источника была использована формула:  $A = Nf$ , в предположении, что время облучения существенно превышает период полураспада изотопа, и что активность вышла на максимальное свое значение. С учетом требуемых диагностических доз, а именно 150–240 МБк ( $^{18}\text{F}$ , период полураспада ~110 мин), 350 МБк ( $^{15}\text{O}$ , период полураспада ~2 мин) и ~500МБк ( $^{11}\text{C}$ , период полураспада ~20 мин), частота следования 30 Дж 500 фс лазерных импульсов должна превышать 5 Гц для наработки фтора, 26 Гц для наработки кислорода и 40 Гц для получения изотопа углерода. Стоит отметить, что использование лазерного импульса с большей энергией и большей длительностью, который при взаимодействии с мишенью приводит к формированию канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов, чем использование короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса. Так выход  $^{18}\text{F}$  на 1 Дж лазерного импульса увеличивается в 2 раза, выход  $^{15}\text{O}$  – в 4 раза, в то время как для углерода в 8.5 раз.

Следующая серия двумерных расчетов описывает ускорение ионов пикосекундным (длительностью 2 пс) лазерным импульсом с длиной волны 1055 нм, диаметром фокусировки 10 мкм и полной энергией 0.5 кДж. Максимальное значение интенсивности составляло  $2 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сначала были рассмотрены плазменные



мишени, состоящие из электронов и протонов. На Рисунке 21.9 показано распространение лазерного импульса внутри мишени с концентрацией электронов порядка критической. Аналогичный результат был получен и в случае моделирования газа дейтронов. При распространении пикосекундного лазерного импульса внутри мишени наблюдалась как его филаментация, так и возникновение неустойчивостей (рисунок. 21.9).

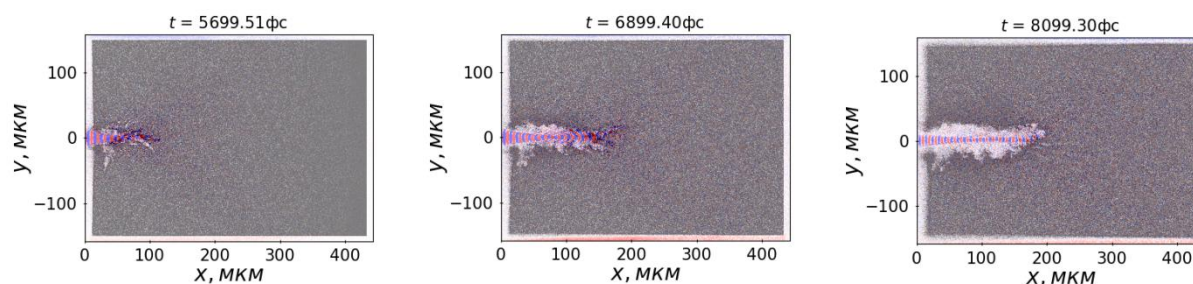


Рисунок 21.9– Распределение компоненты поляризации лазерного импульса (красный–синий) при прохождении мишени плотностью  $n_e = n_{cr}$  (обозначено серым цветом) для разных моментов времени.

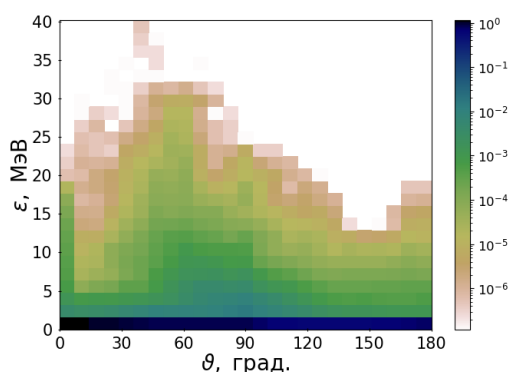


Рисунок 21.10 – Спектрально–угловое распределение протонов внутри мишени ( $n_e = n_{cr}$ ,  $t = 6.9$  пс).

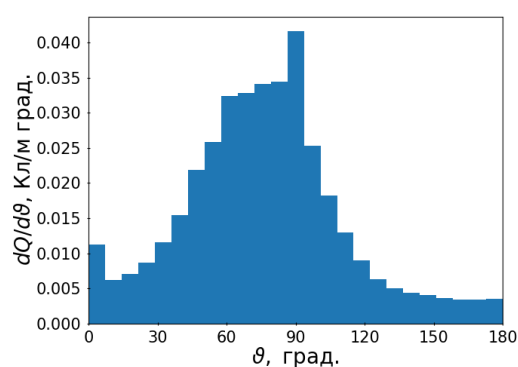
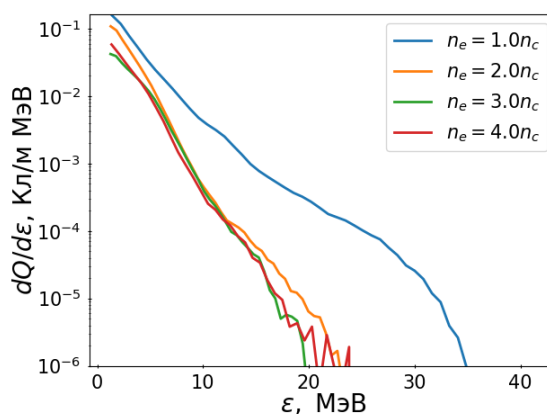


Рисунок 21.11 – Угловое распределение протонов внутри мишени ( $n_e = n_{cr}$ ,  $t = 6.9$  пс).

На рисунке 21.10 показано спектрально–угловое распределение протонов внутри мишени в момент времени, соответствующий центральному изображению на рисунке 21.9. В отличие от взаимодействия с менее энергетичным и более коротким лазерным импульсом в рассмотренном случае высокоэнергетичные протоны внутри мишени распространяются под углами близкими к 60 градусам. На рисунке 21.10 показано соответствующее угловое распределение частиц, где видно, что ускоренные протоны внутри мишени распространяются в основном в диапазоне углов от 50 до 100 градусов, то есть частицы в основном распространяются в направлении и поперек направлению распространения лазерного импульса. При такой схеме взаимодействия основная часть ускоренных протонов вылетает с боковых (а не с задней) поверхностей мишени, что

потенциально должно повысить эффективность получения ПЭТ– радионуклидов в мишенях– конвертерах.



Рисунке 21.12 – Спектральные распределения протонов, вылетевших в поперечном – направлении относительно направления распространения лазерного импульса.

На рисунке 21.12 показаны энергетические спектры протонов, пролетевших через детектирующие поверхности, которые были посчитаны для различных значений концентрации электронов (плотности водородного газа). Из графика видно, что значение  $n_e = n_{cr}$  является оптимальным, при этом при больших значениях концентрации газа «температуры» протонных спектров меняются незначительно с увеличением плотности в рассмотренном диапазоне концентраций. Поэтому для дальнейшего исследования получения ПЭТ– изотопов были использован спектр протонов, полученный для  $n_e = n_{cr}$ . Также проводились расчеты для плазменной мишени, состоящей из дейтронов и электронов (дейтериевый газ). Расчеты проводились для аналогичных параметров мишени, что и в серии расчетов для протонов. На рисунке 21.13 показано спектрально–угловое распределение дейтронов внутри мишени в момент времени, также соответствующий центральному изображению рисунка 21.9. Так же, как и в случае с протонами, высокоэнергетичные дейтроны внутри мишени распространяются под углами меньше 90 градусов по направлению распространения лазерного импульса. На рисунке 21.14 показано соответствующее угловое распределение частиц. При сравнении графиков из рисунков 21.11 и 21.14 видно, что распределение дейтронов имеет большую угловую ширину по сравнению с распределением протонов, что может быть связано с их большей массой. Тем не менее, основная часть ускоренных дейтронов вылетает с боковых поверхностей мишени, что совпадает с результатом, полученным для протонов.

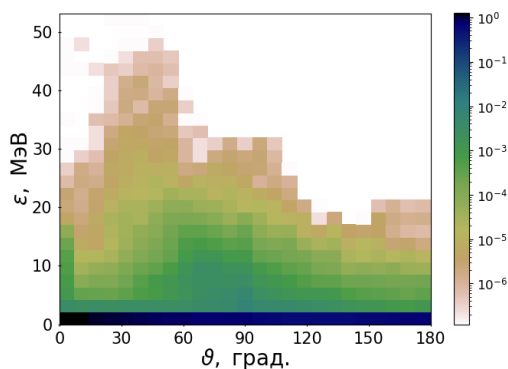


Рисунок 21.13 – Спектрально– угловое распределение дейтронов внутри мишени ( $n_e = n_{cr}$ ,  $t = 6.9$ пс).

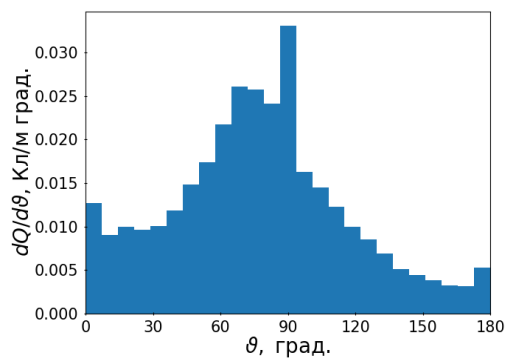


Рисунок 21.14 – Угловое распределение дейтронов внутри мишени ( $n_e = n_{cr}$ ,  $t = 6.9$ пс).

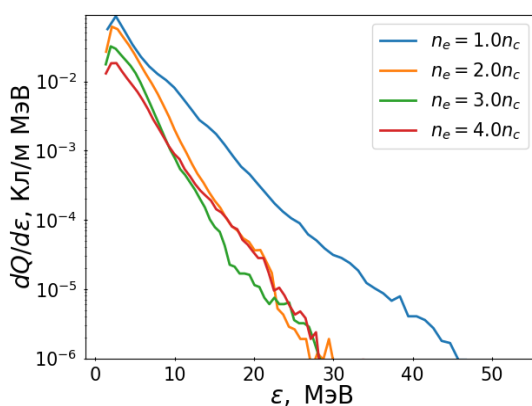


Рисунок 21.15– Спектральные распределения дейтронов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса.

На рисунке 21.15 представлены энергетические спектры дейтронов, вылетевших с боковой поверхности мишени, посчитанные для различных значений концентрации электронов, показывающие, что значение  $n_e = n_c$  является оптимальным. Кроме того, при сравнении графиков на рисунках 21.12 и 21.15 видно, что в рассмотренном режиме дейтроны набирают большую энергию, чем протоны. Спектрально– угловые распределения протонов были использованы для расчетов ядерных реакций с получением  $^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{11}\text{C}$ , а для дейтронов с получением  $^{18}\text{F}$  и  $^{15}\text{O}$ . Обнаружено, что использование дейтериевого газа является более перспективным подходом, чем использование водородного газа, для наработки как  $^{18}\text{F}$  ( $5.3 \times 10^8$  атомов по сравнению с  $4.6 \times 10^8$  атомов), так и  $^{15}\text{O}$  ( $8.6 \times 10^8$  атомов по сравнению с  $1.8 \times 10^8$  атомов) медицинских изотопов. С учетом требуемых медицинских доз частота следования 2 пс лазерных импульсов с энергией 0.5 кДж должна превышать  $\sim 0.4$  Гц для наработки  $^{18}\text{F}$  и  $^{15}\text{O}$  (с использованием дейтронов), 0.4 Гц для наработки  $^{18}\text{F}$ , 2 Гц для  $^{15}\text{O}$  и 3 Гц для  $^{11}\text{C}$  (с использованием протонов). Также

для оптимальной концентрации мишени был проведен расчет по взаимодействию лазерного импульса со смешанным водородно– дейтериевым газом в пропорции 1:1.

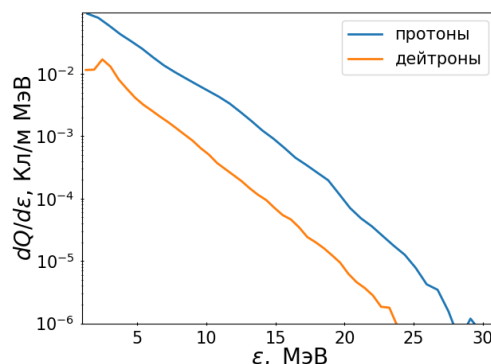


Рисунок 21.16 – Спектральные распределения протонов и дейтронов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса при  $n_e = n_{cr}$ .

Вследствие большей массы дейтроны набирали меньшую энергию, в то время как спектр протонов изменился менее значительно, что показано на рисунке 21.16. Из чего можно сделать вывод, что, не смотря на большой выход радионуклидов при облучении мишени– конвертера ускоренными дейтронами, в мишени– ускорителе доля примесных протонов по возможности должна быть минимизирована. В случае если доли частиц в газе равны, то следует использовать мишень– конвертор с изотопами, участвующими в реакциях с протонами, поскольку их выход существенно превышает выход дейтронов.

Для сравнения также проведено моделирование ускорения протонов/дейтронов из тонких фольг при почти нормальном падении лазерного импульса и вычислена эффективность генерации медицинских изотопов в этом случае. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс длительностью 30 фс с пятном фокусировки  $10\lambda$  с максимальным значением интенсивности  $I_L=1.3 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергией 3Дж. Исследовалась зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени и угла падения лазерного излучения, при его изменении от случая облучения мишени по нормали (отвечает углу падения  $0^\circ$ ) до угла падения в  $10^\circ$ . На рисунке 21.17 представлены спектры протонов, ускоренных из мишени толщиной  $0.02 \lambda$  для разных углов падения лазерного импульса вблизи нормали.

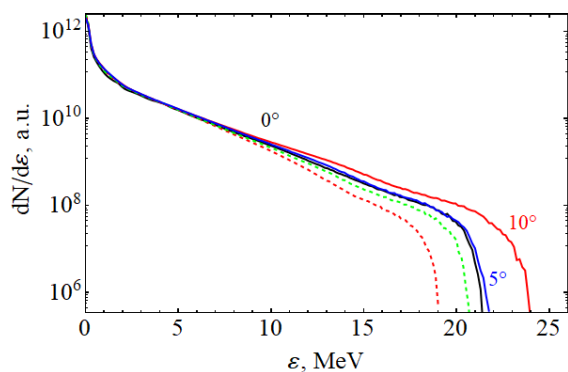


Рисунок 21.17 – Спектры протонов, ускоренных из  $\text{CH}_2$ - фольги толщиной  $0.02\lambda$  в момент времени 386 фс при нормальном падении лазерного импульса (черная кривая), и падении под углом  $10^\circ$  (красные кривые),  $5^\circ$  (синие кривые) и  $2^\circ$  (зеленые кривые). Сплошные кривые отвечают р- поляризации, а пунктирные кривые отвечают s- поляризации.

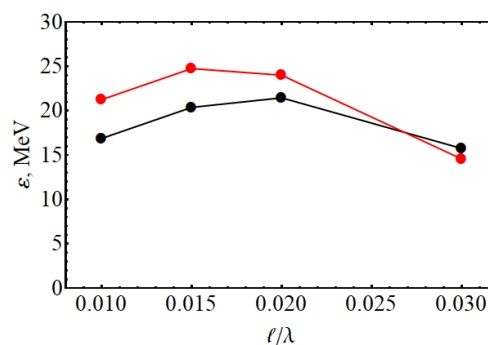


Рисунок 21.18 – Зависимость максимальной энергии протонов от толщины  $\text{CH}_2$  фольги при нормальном падении лазерного импульса (черная кривая), и падении р- поляризованного импульса под углом  $10^\circ$  (красные кривые).

Полученные результаты показывают, что изменение угла падения лазерного импульса в пределах 10 градусов от нормали мишени не сильно влияет на максимальную энергию протонов. Однако обнаруженная тенденция некоторого увеличения энергии отсечки в спектре протонов с углом падения свидетельствует о возможности заметного возрастания коэффициента конверсии в высокоэнергичные ионы, что должно быть проверено в будущем целенаправленном моделировании. Использование s- поляризованного лазерного импульса приводит к уменьшению энергии протонов с ростом угла падения, а р- поляризация падающего импульса в плоскости падения позволяет несколько увеличить энергию протонов при угле падения на мишень больше или порядка 10 градусов. Во всех случаях спектр имеет спадающий экспоненциальный вид  $\sim \exp[-E/T_h]$  с характерной температурой  $T_h = 2.7$  МэВ и резкой отсечкой вблизи максимальной энергии протонов на уровне 21 МэВ – 25 МэВ. Приведенная на рисунке 21.18 зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени для случая нормального падения лазерного импульса и для р- поляризованного импульса, падающего на мишень под углом 10 градусов, показывает, что падение под углом может давать выигрыш в энергии протонов только для очень тонких мишеней с толщиной порядка 10– 15 нм. Проведенные расчеты предсказывают генерацию примерно  $2 \times 10^{11}$  протонов с энергией больше 1 МэВ за один лазерный выстрел. Полная энергия пучка ускоренных протонов составляет 110 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии на уровне 3.7%. Пучки протонов, полученные при облучении тонких мишеней короткими лазерными импульсами, использовались для получения медицинских изотопов для позитрон- эмиссионной томографии (ПЭТ).

Проведенные вычисления показывают, что используя реакцию  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$  можно получить  $8 \times 10^6$  атомов  $^{11}\text{C}$  за один выстрел. При частоте повторения выстрелов в 10 Гц и облучении порядка 2 часов, это приводит к активности в 78 МБк (для медицинских целей необходимо порядка 500 МБк). Выход изотопов  $^{15}\text{O}$  в результате реакции  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  составляет  $7 \times 10^6$  атомов, что позволяет достигать активности в 67 МБк за 10 минут при частоте следования выстрелов в 10 Гц (напомним, что медицинская доза составляет 350 МБк). Для получения медицинского изотопа  $^{18}\text{F}$  лазерно– ускоренный пучок протонов падает на мишень из жидкого кислорода  $^{18}\text{O}$ , приводя к образованию  $1.5 \times 10^7$  атомов вследствие  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  реакции. Максимальная активность, достижимая после 5.5 часов непрерывного облучения с частотой повторения 10 Гц составляет 130 МБк (что близко к медицинской дозе в 150– 200 МБк). Только  $2.6 \times 10^6$  атомов изотопа  $^{13}\text{N}$  может быть получено за один выстрел вследствие  $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$  реакции. 45 минут непрерывного облучения мишени с частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц позволяют получить активность изотопа на уровне 25 МБк (медицинская доза составляет 370– 740 МБк). Некоторые перспективные короткоживущие изотопы более тяжелых элементов также можно получать с использованием пучков протонов с энергией, не превышающей 20 МэВ. Так, с использованием лазерно– генерируемых протонов в описанной выше схеме можно получить (используя  $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$  реакцию)  $1.8 \times 10^7$  атомов  $^{66}\text{Ga}$  (период полураспада  $\tau_{1/2} = 8.5$  часов), что позволяет достичь активности в 174 МБк за 40 часов облучения с частотой 10 Гц. Облучение никелевой мишени дает порядка  $10^7$  атомов изотопа  $^{61}\text{Cu}$  (период полураспада  $\tau_{1/2} = 3.3$  часа), используя  $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$  реакцию. За 19 часов непрерывного облучения с частотой 10 Гц это позволят обеспечить активность в ~100 МБк. Использование пучка ускоренных дейтронов в рассматриваемом случае не позволяет увеличить эффективность наработки медицинских изотопов. Для получения медицинской дозы (~300 МБк) наиболее часто используемых для ПЭТ– диагностики легких изотопов требуется лазерная система с энергией несколько Дж и частотой повторения импульсов порядка 100 Гц, а для достижения активности, сравнимой с производимой на циклотронах [36] (порядка 100 ГБк) требуются лазерные системы с энергией в несколько Дж и с частотой повторения выстрелов больше или порядка 10 кГц.

Подводя итог, отметим, что 100 ТВт фемтосекундный лазерный импульс с частотой повторения импульсов в 10 Гц может быть использован для наработки терапевтической дозы некоторых медицинских радионуклидов, используемых в ОФЭКТ диагностике ( $^{111}\text{In}$  и  $^{123}\text{I}$ ). Это достигается за счет эффективного ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата света, обеспечивающий максимальный заряд ускоренного пучка электронов, конвертируемого в гамма– излучения, производящее необходимые

изотопы за счет фотоядерных реакций. Подобная схема может в принципе использоваться и для наработки тяжелых медицинских изотопов, имеющих перспективы использования в ПЭТ диагностике. Стандартные легкие радионуклиды, используемые в ПЭТ диагностике, как правило, нарабатываются за счет ядерных реакций, вызываемых пучком ускоренных протонов с энергией порядка 10 МэВ. Использование пучка протонов/дейтронов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом с энергией 3–5 Дж, позволяет достичь терапевтической активности медицинских радионуклидов только при условии следования импульсов с частотой не меньше 100 Гц. Довольно низкой оказывается эффективность ускорения ионов в радиальном направлении при распространении импульса в околосубкритической плазме. В этом случае малые энергии ускоренных протонов лишь незначительно превышающие пороговые значения используемых ядерных реакций не позволяют эффективно нарабатывать медицинские изотопы. Ускорение ионов из тонких фольг, требующее идеального контраста лазерного импульса, дает возможность несколько повысить эффективность наработки изотопов. Но даже в этом случае требуется лазерный импульс с энергией порядка 10 Дж и частотой повторения импульсов 10 Гц. Стоит отметить, что для производства изотопов средних/тяжелых элементов, схема конверсии энергии лазера электроны – гамма– излучение – фотоядерные реакции – изотопы, выглядит более перспективной для 100 ТВт фемтосекундного лазерного импульса, чем схема электроны – ионы – ядерные реакции – изотопы.

Использование пикосекундного лазерного импульса, который при взаимодействии с мишенью околосубкритической плотности приводит к формированию канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов на единицу энергии лазерного импульса, чем использование короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса, хотя в настоящее время наработка радионуклидов при помощи пикосекундных лазерных импульсов в медицинских целях оказывается невозможной. Однако в дальнейшем наиболее перспективной представляется наработка кислорода при помощи дейтронов, ускоренных в результате лазерно– плазменного взаимодействия, Нарработка углерода представленным методом представляется наименее перспективной.

## 22 Разработка тонкопленочных мишеней

Изготовлены образцы тонкопленочных мишеней в виде натянутых мембран на кольцах внутренним диаметром 10 мм и 25 мм. Используются следующие материалы пленок: Al толщиной 150 нм, многослойная структура Cr/Si с периодом 1.3 нм общей толщиной 130 нм, многослойная структура Mo/Be с периодом 4 нм общей толщиной 90 нм ( $\beta = 0.5$ ). Образцы изготавливались методом магнетронного напыления на металлический подслоя и вылавливания пленок на рамку после удаления подслоя в процессе жидкостного травления [226]. Свободновисящие тонкие пленки затем натягивались на рамке до состояния мембран и приклеивались к оправкам групповым способом – подробности описаны по ссылке [227]. Подтвержденная возможность изготовления образцов гарантирует возможность их использования в вакуумных установках при дросселировании откачки. Дополнительно проводились тесты механической прочности мембран: определялся предельно выдерживаемый перепад давления и снималась зависимость деформации от приложенного перепада. Для Al пленки толщиной 150 нм измерения проводились ранее с образцами меньшего размера [228]. При диаметре 2.5 мм мембрана выдерживает перепад давления между сторонами 0.06 атм. (0.18 атм. при использовании дополнительных двухсторонних покрытий из MoSi<sub>2</sub>). В рамках отчетной работы тестировались образцы мембран Mo/Be толщиной 90 нм. На диаметре 25 мм образцы выдерживали без разрыва перепад до 4.3 кПа, а на диаметре 10 мм – до 12.5 кПа. Полученная по результатам тестов зависимость механического напряжения в материале мембраны Mo/Be от относительного удлинения для 10-мм образца приведена на Рисунке 22.1.

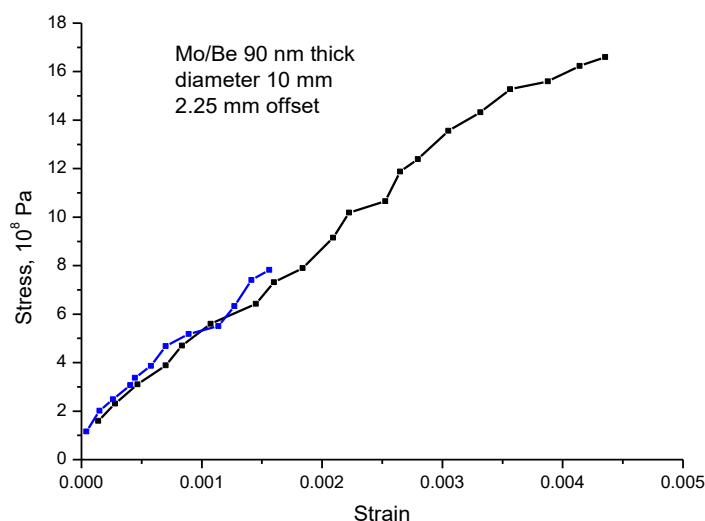


Рисунок 22.1 – Зависимость механического напряжения в мембране Mo/Be от относительного удлинения по результатам измерений прогиба образца при приложении



перепада давлений. Методика описана в [227]. Черная линия соответствует доведению образца до разрыва.

Предел прочности материала многослойной пленки Mo/Be, по результатам тестов, превышает 1.6 ГПа, что укладывается в интервал значений прочности на разрыв металлургических образцов молибдена (монокристаллический бериллий имеет меньшую прочность). Таким образом, прочностные характеристики изготовленных пленочных структур позволяют использовать последние в качестве лазерных мишеней, в том числе в вакуумируемых схемах.

## **23 Оптимизация контраста лазерного импульса стенда PEARL**

В рамках настоящего проекта рассматривается применение лазеров петаваттного уровня мощности в задачах ускорения заряженных частиц [229, 230]. Эти научные задачи предполагают взаимодействие вещества с экстремальными световыми полями [231, 232], что требует высокого временного контраста лазерного излучения (т.е. отношения интенсивности в пике импульса к интенсивности на его крыльях). Для многих экспериментов, рассматриваемых в рамках настоящего проекта, крайне важным является дальний временной контраст (на временах более 1 пс), поскольку низкий контраст может привести к разрушению мишени до прихода основного импульса. Критическое значение временного контраста определяется порогом абляции вещества мишени (обычно составляющим величину порядка нескольких Дж/см<sup>2</sup> для наносекундных предимпульсов) или порогом образования плазмы на ее поверхности (порядка  $10^{12} \div 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). В связи с этим при проведении экспериментов по взаимодействию сверхсильного лазерного излучения с веществом активно применяются различные методы увеличения временного контраста, основанные на генерации второй гармоники [234], плазменных зеркалах [235, 236], XPW [237, 238] и др. В рамках настоящего проекта исследованы дополнительные технические решения, применение которых оказывается возможным при использовании нелинейной временной компрессии лазерного импульса (см. раздел 1.1.24 настоящего отчета). Метод дополнительной нелинейной временной компрессии лазерного импульса носит название TFC (Thin Film Compression) [239] или CafCA (Compression after Compressor Approach) [240]. Идея CafCA заключается в нелинейном изменении фазы спектра интенсивных ( $\sim$ ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов при распространении излучения через прозрачный диэлектрик и последующей коррекции фазы спектра за счет отражения от поверхности чирпирующих зеркал. Метод получил экспериментальное подтверждение для мДж [241, 242] и Дж [243–244] уровня энергии фемтосекундных лазерных импульсов.

### **23.1 Предварительные технические решения для оптимизации контраста лазерного импульса стенда PEARL.**

В ходе выполнения проекта предложены технические решения для двух способов повышения временного контраста с использованием метода CafCA. Оба способа основаны на использовании того факта, что фаза спектра основного лазерного импульса существенно изменяется после применения нелинейной временной компрессии CafCA. С другой стороны, в отличие от основного импульса, фаза спектра “пьедестала” или “предимпульса” (т.е. крыльев лазерного импульса) в нелинейной пластине не испытывает нелинейного преобразования, поскольку интенсивность пьедестала мала.

### 23.2 Предварительные технические решения для модуля повышения контраста лазерного импульса стенда PEARL с помощью метода спектральной фильтрации.

Первый способ увеличения контраста заключается в следующем. Нелинейное преобразование фазы основного лазерного импульса, естественно, соответствует уширению его спектра. Следовательно, если после прохождения лазерным импульсом нелинейной пластины «вырезать» из спектра полосу исходного импульса, то пьедестал будет существенно уменьшен, а основной импульс пострадает мало, благодаря значительно более широкому спектру. Теоретическое обоснование этого метода предложено в нашей работе [246]. Для реализации этого способа была предложена следующая модернизация стандартного метода нелинейной временной компрессии лазерных импульсов CafCA. В качестве конечного элемента после прохождения лазерным импульсом схемы нелинейной временной компрессии CafCA, предложено использовать не широкополосное плоское или фокусирующее зеркало, а спектроделитель (спектрально– селективное зеркало) с профилированным по частоте коэффициентом отражения, подавляющим спектральные компоненты вблизи центральной частоты. Расчет параметров спектрально– селективного зеркала проведен с помощью численного моделирования с использованием экспериментальных и расчетных данных по измерению параметров нелинейно– сжатого лазерного импульса параметров лазерного импульса после использования схемы нелинейного временного сжатия. Расчет проведен для используемой на лазере PEARL схемы нелинейной компрессии: центральная длина волны излучения 910 нм, длительность по уровню FWHM интенсивности составляет 50 фс, а ширина спектра по уровню  $e^{-1}$  составляет  $\Delta\Omega=33.30$  THz (14.65 нм), контраст лазерного импульса на входе в систему одновременного сжатия и повышения контраста –  $10^8$ ; пиковая интенсивность лазерного импульса  $1,8$  ТВт/см<sup>2</sup>, нелинейная среда – плавленый кварц толщиной  $L=5$ мм, дисперсия чирпирующего зеркала –  $\alpha=-250$ фс<sup>2</sup>. В результате численных расчетов показано, что при использовании в этих условиях спектрально– селективного зеркала с шириной полосы подавления порядка  $\Delta\Omega_F=2,1\Delta\Omega=69,93$  ТГц дальний временной контраст лазерного импульса увеличивается более, чем на два порядка при одновременном увеличении пиковой интенсивности лазерного излучения более, чем в два раза по сравнению с исходным лазерным импульсом. Результаты численного моделирования представлены на рисунке 23.1 Разработанные предварительные технические решения для реализации системы повышения дальнего контраста лазера PEARL с помощью размещения спектрально– селективного зеркала в дополнительной вакуумной камере представлены в Приложении к Научному отчету.

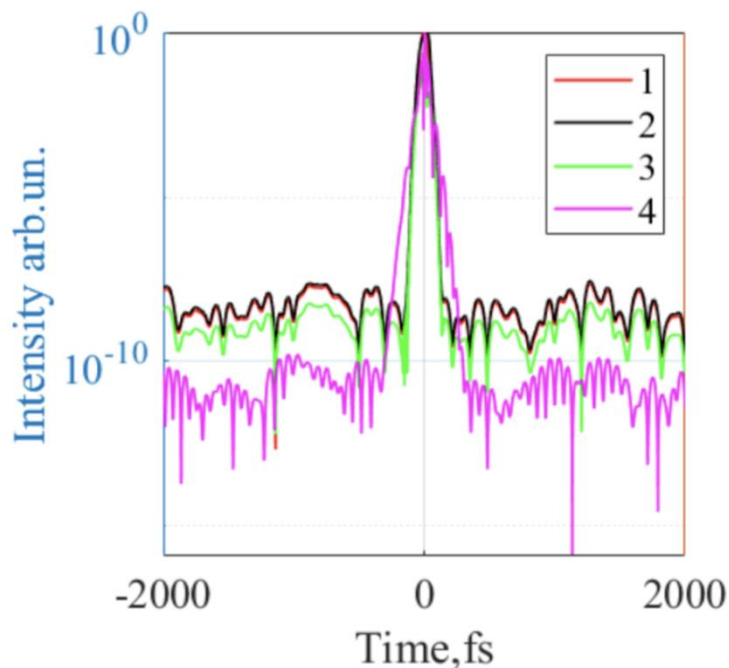


Рисунок 23.1 –Результаты численного моделирования схемы одновременного повышения контраста и нелинейного временного сжатия лазерного импульса стенда PEARL.

1 – начальное распределение интенсивности; 2 – распределение интенсивности после нелинейной пластины; 3 – распределение интенсивности после коррекции спектральной фазы без использования спектроделителя; 4 – распределение интенсивности после коррекции спектральной фазы при использовании спектроделителя.

### 23.3 Предварительные технические решения повышения контраста лазерного импульса стенда PEARL с помощью нелинейного интерферометра.

Второй метод увеличения контраста основан на использовании нелинейного интерферометра Маха–Цендера [247], в схему которого добавлен нелинейно–оптический элемент для управления нелинейной фазой лазерного импульса. Интерферометр настраивается таким образом, чтобы в линейном режиме лазерное излучение не проходило через интерферометр (оптические пути отличаются на нечетное число полуволн), что приводит к тому, что интерферометр отсекает лазерный предимпульс. Экспериментально достижимая точность настройки интерферометра (составляющая, как показано в ходе испытаний, величину порядка 1– 5%) определяет уровень фильтрации предимпульса. Фаза основного лазерного импульса испытывает нелинейное преобразование при прохождении через нелинейный элемент, что приводит к тому, что интерферометр открывается для основного импульса. Для наилучшего открывания интерферометра требуется, чтобы основной лазерный импульс набирал в нелинейном элементе нелинейную фазу, близкую к пи, что осуществляется путем точного подбора толщины нелинейного элемента (который может состоять из набора нескольких плоскопараллельных пластин, что как раз и позволяет осуществлять точный подбор

толщины). Разработанные предварительные технические решения для реализации системы повышения контраста лазера PEARL с помощью нелинейного интерферометра Маха–Цендера представлены в Приложении к Научному отчету.

## **24 Технология нелинейного временного сжатия лазерного импульса.**

Данный раздел представляет собой обобщение результатов, полученных в разделах 1, 14, 17, 23 настоящего отчета.

В ходе выполнения проекта на лазере PEARL (ИПФ РАН) была разработана технология повышения пиковой интенсивности сфокусированного лазерного излучения на основе нелинейного временного сжатия лазерных импульсов методом CafCA [248]. Технология представляет собой совмещение метода CafCA и метода компенсации поперечно– неоднородного распределения нелинейной фазы, что позволяет не только увеличить пиковую мощность лазерного излучения методом CafCA, что было продемонстрировано в работах нашего коллектива [249,250], но и добиться качественной фокусировки нелинейно– сжатого лазерного пучка: число Штреля без использования метода CafCA и с его использованием оказываются довольно близкими, что обеспечивает увеличение пиковой интенсивности лазерного излучения в перетяжке, близкое по величине к коэффициенту нелинейного временного сжатия.

### **24.1 Актуальность технологии**

Пиковая интенсивность сверхмощных лазерных импульсов является ключевым параметром в задачах лазерно– плазменного ускорения заряженных частиц и создания на его основе новых источников рентгеновского излучения и нейтронов. Стоит отметить, что в настоящее время рекордный уровень пиковой интенсивности, достигнутый в ведущих лазерных центрах, достигает  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> [250]. Ее дальнейшее увеличение может быть реализовано за счет увеличения энергии в импульсе и/или сокращения длительности при сохранении высокого качества фокусировки лазерного излучения.

Путь повышения пиковой мощности за счет увеличения энергии в импульсе является общепринятым, но его реализация для сверхмощных лазерных систем является крайне затратной и имеет ряд ограничений, связанных с изготовлением широкоапертурных усилителей и дифракционных решеток для оптического компрессора. Вместе с тем, именно благодаря ему были получены впечатляющие результаты по генерации лазерных импульсов петаваттного уровня мощности [250,251] при длительности сверхмощных лазерных импульсов порядка 20– 30 фс, что близко к Фурье– пределу, определяющемуся конструктивными особенностями лазерной системы, в частности, шириной спектра усиливаемого импульса, спектральной полосой усиления системы и полосой пропускания оптического компрессора. Дальнейшее сокращение длительности лазерных импульсов (после оптического компрессора), а, соответственно, и увеличение пиковой мощности и интенсивности лазерного излучения может быть

реализовано с использованием нелинейной оптики. В настоящем разделе представлена технология нелинейного сжатия лазерного импульса.

## **24.2 Физические основы технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.**

Все без исключения современные сверхмощные лазеры созданы с использованием техники усиления чирпированных импульсов (CPA Chirped Pulse Amplification): лазерное излучение чирпируется, что приводит к значительному увеличению длительности и снижению пиковой мощности, усиливается в лазерных или параметрических усилителях, и компрессируется во времени. Наиболее наглядно техника продемонстрирована на Рис. 24.1. Длительность лазерных импульсов на выходе современных сверхмощных лазерных комплексов составляет десятки фемтосекунд и более. Минимальная длительность определяется шириной спектра импульса на выходе стартовой части лазера, полосой лазерных или параметрических усилителей комплекса, а также согласованностью работы оптического стретчера и компрессора. В тоже время известно, что минимально возможная длительность импульса составляет порядка периода колебаний поля. Для лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона эта величина составляет единицы фемтосекунд. Временное дожатие лазерных импульсов субпетаваттного и петаваттного уровня мощности до таких временных масштабов может быть реализовано с использованием техники TFC (Thin Film Compressor) или CafCA (Compression After Compressor Approach). Идея метода заключается в использовании кубической нелинейности материальной среды для контролируемой модификации параметров лазерного излучения после оптического компрессора. В частности, кубическая нелинейность приводит к проявлению эффекта самомодуляции фазы спектра. Из-за проявления этого эффекта лазерный импульс уширяет свой спектр и приобретает дополнительный частотный чирп. Коррекция дополнительного чирпа приводит к сокращению длительности. Метод может быть применён несколько раз, а длительность компрессированного излучения достигать одного (или нескольких) периодов колебаний светового поля.

Далее рассмотрим технологические особенности реализации данного метода.

## **24.3 Требования на параметры лазерного излучения и оптических элементов, применяемых в технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.**

### **24.3.1 Требования на основные параметры лазерной установки.**

Для реализации технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов должны использоваться сверхмощные (с пиковой мощностью более ТВт) лазерные системы с фемтосекундной длительностью (30– 1000 фс) лазерных импульсов.

#### **24.3.2 Требования на параметры вакуумной системы.**

Сверхмощное излучение (с пиковой мощностью более ТВт) транспортируют в вакууме для исключения влияния нелинейности воздуха и чтобы избежать нелинейную самофокусировку способную привести к пробоем оптических элементов. В связи с этим оптический компрессор размещают в вакуумированной камере, которая в свою очередь соединяется трубами с объёмом, где проводят эксперименты по взаимодействию сверхмощного лазерного излучения с веществом. Вполне очевидно, что стадия нелинейного временного сжатия также должна также размещаться в вакуумированном объёме, поскольку интенсивность излучения после CafCA только увеличивается. Требования на размеры вакуумной камеры определяются необходимостью больших пробегов лазерного излучения в вакууме для его “самоочистения” от мелкомасштабных неоднородностей (см. ниже п.24.3.4 “Требования на трассу распространения лазерного пучка”). В условиях практической реализации технологии нелинейного сжатия мультитераваттных и петаваттных лазерных импульсов, последнее требование приводит к тому, что вакуумная камера оптического компрессора должна быть отделена от вакуумной камеры для нелинейной компрессии лазерных импульсов трассой длиной не менее нескольких метров, а длина самой вакуумной камеры для нелинейной компрессии должна составлять не менее 2 метров.

Давление остаточного газа в вакуумируемом объёме определяется требованиями к экспериментам по взаимодействию лазерного излучения с веществом, а также требованиям к исключению повреждений элементов оптического компрессора (в частности, дифракционных решёток). На практике эта величина должна быть меньше 10–4 Торр.

#### **24.3.3 Требования на пространственный профиль пучка в ближней зоне, пиковую мощность пучка и на параметры нелинейных оптических элементов.**

В методе CafCA уширение спектра реализуется за счёт нелинейного эффекта, который зависит от пиковой интенсивности. В связи с этим, если пространственный профиль пучка сильно неоднородный, то и уширение спектра будет зависеть от поперечной координаты. Однако, в сверхмощных лазерных комплексах на выходе оптического компрессора поперечный профиль лазерного пучка, как правило, достаточно однороден, что позволяет свести к минимуму указанный негативный эффект.



В качестве нелинейной среды, где происходит уширение спектра используют плоскопараллельные пластины из стекла, плавленого кварца или полимеров [248]. Как правило, используют материал с высоким коэффициентом кубической нелинейности и малым значением параметра GVD (Group Velocity Dispersion – дисперсия групповой скорости). Для лазерного излучения с пиковой мощностью  $\sim$ ТВт/см<sup>2</sup> используют пластины толщиной 1– 5 мм. В экспериментах может использоваться несколько пластин для уширения спектра. Совместное влияние дисперсии показателя преломления и нелинейности приводит к более быстрому увеличению длительности и снижению пиковой интенсивности у лазерного импульса по сравнению с линейным режимом распространения в среде. Вклад нелинейности в уширение спектра определяется значением набранной нелинейной фазы или  $V$ -интеграла. В экспериментах по дополнительному нелинейному сжатию набранная нелинейная фаза должна быть в диапазоне от  $\sim$  3 до 20 радиан. Большие значения нелинейной фазы приводят к большему уширению спектра, однако при этом увеличивается риск повреждения оптических элементов из-за проявления мелкомасштабной самофокусировки в нелинейной среде, что может привести к пробое и повреждению оптических элементов, разрушению структуры лазерного пучка.

#### **24.3.4 Требования на трассу распространения лазерного пучка.**

Для предотвращения разрушения оптических элементов схемы нелинейной компрессии лазерного импульса вследствие мелкомасштабной самофокусировки, работающие на просвет оптические элементы должны быть размещены на безопасном расстоянии от источников фазового шума, например, поверхностей транспортных зеркал. Безопасное расстояние определяется характерным пространственным/угловым масштабом неоднородности лазерного пучка, который наиболее подвержен усилению в среде с кубической нелинейностью. Расстояние между последним зеркалом и нелинейной пластиной должно быть выбрано так, чтобы этот угловой масштаб покинул область пучка и не усиливался в среде. Для рассматриваемого диапазона пиковых интенсивностей хорошо усиливаемый угловой масштаб в стеклах и в плавленом кварце составляет десятки мрад, что для лазерных пучков диаметром в 10– 30 см (типичный диаметр для лазерных систем мультитераваттного и петаваттного уровня мощности) дает расстояние между зеркалами и нелинейной пластиной не менее нескольких метров. Это дает дополнительное ограничение на расстояние между вакуумной камерой оптического компрессора и вакуумной камерой, в которой осуществляется процесс нелинейного сжатия, а также на размер самой вакуумной камеры для нелинейного сжатия (см. раздел “Требования на параметры вакуумной системы”), который должен составлять не менее 2– 3 метров в

длину и 1 метра в ширину (или в диаметре, в зависимости от конструкции вакуумной камеры). Более подробно о выборе безопасного расстояния можно найти в работах [248,252].

#### **24.3.5 Требования на параметры дисперсионных зеркал.**

После уширения спектра лазерный импульс имеет линейную частотную модуляцию (чирп), которую для сокращения длительности необходимо скомпенсировать. В качестве устройств, применяемых для коррекции чирпа, используют дисперсионные зеркала. Характеристики зеркал (спектральная полоса и дисперсия групповой скорости) рассчитываются с использованием численных методов. Можно отметить общие тенденции справедливые при выборе параметров зеркал: для больших значений  $V$ -интеграла необходимы зеркала с большей спектральной полосой; при прочих равных условиях для компрессии импульсов с исходным более узким спектром требуются зеркала с большей дисперсией групповой скорости.

#### **24.3.6 Требования на параметры деформируемого зеркала.**

При применении метода нелинейного временного сжатия к реальным лазерным пучкам, имеющим неоднородный поперечный профиль интенсивности, нелинейная фаза, приобретаемая неоднородным лазерным пучком, также оказывается пространственно неоднородной. Вместе с тем, фокусирующие системы (параболические зеркала и пр.) обеспечивают хорошую фокусировку лазерных пучков с плоским поперечным фазовым профилем. Для компенсации нелинейных неоднородностей необходимо применение зеркал, с управляемой формой поверхности – деформируемых зеркал. Диаметр деформируемого зеркала должен быть согласован с диаметром лазерного пучка (край лазерного пучка должен лежать в центре электродов внешнего кольца). Деформируемое зеркало должно обеспечивать возможность компенсации неоднородностей в профиле нелинейной фазы ( $\sim 3$ – 20 радиан). Ширина спектральной полосы отражающего напыления деформируемого зеркала должна быть не уже ширины спектральной полосы лазерного импульса после применения к нему процедуры CafCA. Определение профиля деформируемого зеркала производится с помощью датчика Шака– Гартмана (Рисунок 24.2). Предварительно (до осуществления процедуры нелинейной временной компрессии), деформируемое зеркало должно обеспечить компенсацию всех линейных фазовых искажений в оптическом тракте лазерного пучка. Как показывают результаты детальных численных расчетов процессов компенсации поперечной неоднородности нелинейной фазы и фокусировки нелинейно– сжатого лазерного пучка, для получения максимальной пиковой интенсивности в сфокусированном лазерном пучке деформируемое зеркало

должно обеспечить компенсацию измеренной датчиком Шака– Гартмана нелинейной фазы с дополнительным коэффициентом 1,1.

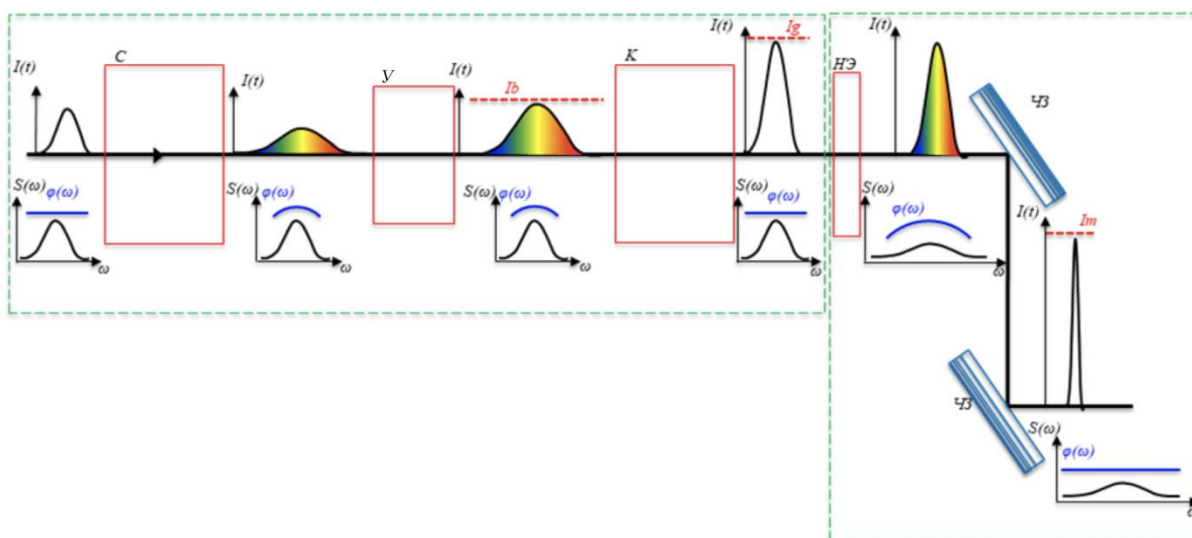


Рисунок 24.1 – Схема CPA (слева) и SafCA (справа). С – стретчер, У – лазерный усилитель, К – компрессор, НЭ – нелинейный элемент, ЧЗ – chirpiрующее зеркало;  $I_a$ ,  $I_g$  и  $I_m$  – пороги пробоя усилителей, дифракционных решеток и chirpiрующих зеркал.

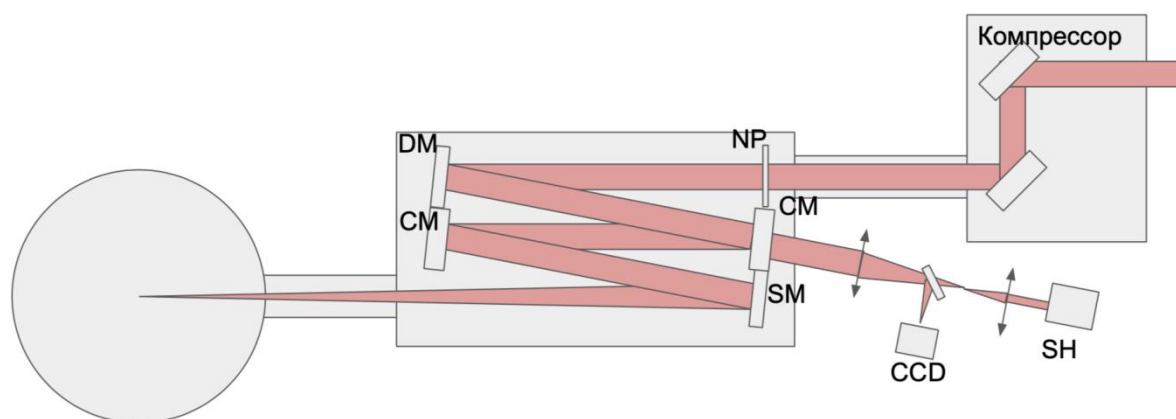


Рисунок 24.2 – Принципиальная схема измерения и компенсации поперечно–неоднородной нелинейной фазы с помощью деформируемого зеркала: NP – нелинейный элемент, DM – деформируемое зеркало, CM – chirpiрующее (дисперсионное) зеркало, SM – фокусирующее зеркало, CCD – камера для диагностики фокальной перетяжки лазерного импульса, SH – датчик Шака– Гартмана.

#### 24.4 Определение параметров нелинейного элемента и дисперсионных зеркал.

Подбор параметров нелинейного элемента и дисперсионных зеркал в общем случае осуществляется с помощью численных методов. Однако, требуемые значения параметров задачи можно с точностью, достаточной для практического применения, оценить согласно следующему алгоритму действий. Предположим, что на выходе оптического компрессора импульс близок к спектрально–ограниченному и обладает длительностью  $TF$ . Обозначим, желаемый коэффициент временного сжатия, как  $F_\tau = TF/T_c$ , где  $T_c$  – длительность

дополнительно скомпрессированного импульса. В предположении, что после самомодуляции фазы chirpiрующее зеркало полностью компенсирует квадратичную фазу спектра, коэффициент временного сжатия может быть найден с использованием

эмпирической формулой

$$F_{\tau} = 1 + 0.59B(1 - 1.26\sqrt{D}), \quad (24.1)$$

где  $B = \gamma |A_{10}|^2 L$  –  $B$ – интеграл,

$D = k_2 L / T_F^2$  – безразмерный параметр, отвечающий за дисперсию показателя преломления пластины,

$k_2$  – параметр дисперсии групповой скорости (зависящая от длины волны материальная константа),

$L$  – толщина пластины.

Параметры  $B$  и  $D$  определяют возможную степень временной компрессии  $F_{\tau}$ .

Опираясь на известные параметры лазерного пучка (исходная длительность, пиковая интенсивность, ширина спектра), характеристики планируемой к использованию нелинейной среды (кубическая нелинейность  $\gamma$ , параметр  $k_2$ ) и желаемый  $B$ – интеграл можно выбрать толщину пластины. Толщина пластины позволяет вычислить безразмерный параметр  $D = L / L_d$ , где  $L_d = T_F^2 / k_2$ . Далее, используя данные представленные на рисунке 24.3, можно оценить требуемую дисперсию chirpiрующих зеркал (параметр  $\alpha_{opt}$ ), применяемых для коррекции фазы спектра.

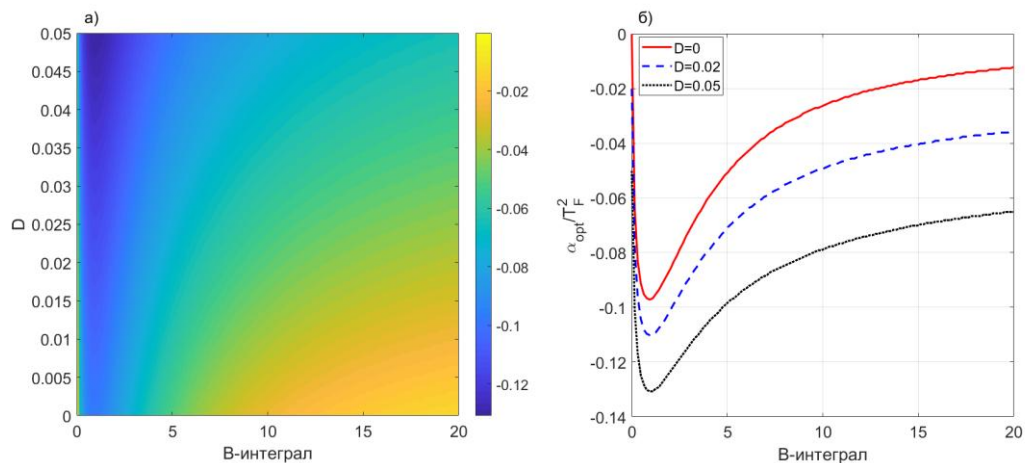


Рисунок 24.3а) – Диаграмма зависимости безразмерной дисперсии chirpiрующих зеркал  $\alpha_{opt} / T_F^2$  от параметров  $B$  и  $D$  б) Кривые, описывающие зависимость параметра  $\alpha_{opt} / T_F^2$  от  $B$ – интеграла, для  $D=0$  (красная),  $D=0.02$  (синяя),  $D=0.05$  (черная).

## **24.5 Описание технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов после оптического компрессора.**

Провести измерение параметров исходного лазерного пучка: его энергии, длительности, пространственного профиля пучка, спектрального распределения интенсивности. Для измерения длительности сверхмощных лазерных импульсов применяют автокорреляционные методы, такие как одноимпульсный FROG (Frequency Resolved Optical Gating), WIZZLER и другие приборы. Энергия измеряется с использованием калиброванных пиро детекторов. Для диагностики профиля пучка применяют камеры с ПЗС (прибор с зарядовой связью) матрицей и систему из линз и зеркал для переноса изображения пучка с нужным пространственным масштабом на ПЗС матрицу.

Определить оптимальные параметры плоскопараллельной нелинейной пластины и дисперсионных зеркал для измеренных параметров входного лазерного излучения согласно п. 24.4 “Определение параметров нелинейного элемента и дисперсионных зеркал” данного раздела Научного отчета.

Разместить плоскопараллельную нелинейную пластину рассчитанной толщины и оптимальные дисперсионные зеркала на оптическом столе в вакуумной камере в соответствии со схемой, представленной на рисунке 24.2 и в Приложении к данному разделу Научного отчета. Откачать вакуумный объем до давлений, меньших 10–4 Торр.

Скомпенсировать фазовые aberrации в оптическом тракте на линейном уровне мощности лазерного пучка (при пониженной энергии в лазерном импульсе: интенсивность лазерного излучения в пучке должна быть существенно меньше 1 ТВт/см<sup>2</sup>) с помощью деформируемого зеркала.

Измерить параметры нелинейно–сжатого лазерного пучка: длительность, пространственный профиль, распределение интенсивности спектра и зависимость остаточной фазы спектра от частоты для полной энергии лазерного импульса.

Измерить нелинейную поперечную фазу нелинейно–сжатого лазерного импульса с помощью датчика Шака–Гартмана согласно схеме, представленной на рисунке 24.2.

Скомпенсировать поперечно–неоднородную нелинейную фазу с помощью деформируемого зеркала путем приложения к зеркалу смещений, соответствующих результатам проведенных измерений с помощью датчика Шака–Гартмана, взятых с обратным знаком и коэффициентом порядка 1,1.

В результате выполнения вышеприведенной последовательности действий лазерный импульс испытает эффект нелинейного сжатия. Распределение поперечной фазы

в пучке при этом окажется плоским и пригодным для фокусировки фокусирующей системой SM (рисунок 24.2).

#### **24.6 Результаты использования технологии.**

Результаты использования предложенной технологии для задачи нелинейной компрессии лазерных импульсов представлены в Приложении к данному разделу Научного отчета.

#### **24.7 Перспективы использования технологии.**

##### **24.7.1 Перспективы использования технологии для задач ускорения ионов.**

Один из наиболее распространенных и общепринятых механизмов ускорения ионов, неоднократно подтвержденных во многих экспериментах и моделированиях, связан с полем разделения заряда, создаваемым в двойном слое на границе достаточно толстой мишени. В этом случае, энергия ускоренных ионов в основном определяется температурой горячих электронов, которая растет с ростом интенсивности лазерного импульса, облучающего мишень. Поэтому, увеличение интенсивности излучения, в том числе за счет укорочения импульса, должно приводить к росту энергии ускоренных ионов. Для установления характера изменения максимальной энергии ускоренных протонов с уменьшением длительности лазерного импульса и изменением условия его фокусировки при фиксированной энергии лазера, предложена теоретическая модель, описывающая ускорение ионов при изотермическом и адиабатическом разлете плазмы в вакуум [253]. Показано, что хотя в целом более острая фокусировка и укорочение лазерного импульса дает выигрыш в характерной энергии протонов за счет увеличения интенсивности и, соответственно, температуры нагретых электронов, зависимость максимальной энергии ионов от параметров импульса не является монотонной и не может быть сведена к простой зависимости только от интенсивности. Так, например, укорочение лазерного импульса при одновременной расфокусировке лазерного пучка приводит к уменьшению энергии протонов при той же самой энергии и интенсивности лазерного импульса.

Вместе с тем, уменьшение толщины мишени до нанометровых масштабов часто приводит к росту максимальной энергии мишени обеспечивая переход к объемному ускорению ионов. Оптимальной толщине мишени соответствует гибридный режим ускорения (часто называемый объемным нагревом), в котором совместно работают несколько механизмов ускорения, включая помимо ускорения в двойном слое, пондеромоторное ускорение и направленный кулоновский взрыв. В этом случае уменьшение длительности импульса при увеличении пятна фокусировки приводит к заметному уменьшению оптимальной толщины мишени и фактически переводит

ускорение протонов в режим кулоновского взрыва, когда большинство электронов внутри фокального пятна способно покинуть мишень. Именно баланс между кулоновской энергией ионов мишени и поглощенной энергией падающего лазерного излучения позволяет определить оптимальную толщину мишени в случае сверхкоротких лазерных импульсов. Интенсивность лазерного импульса может увеличиваться либо за счет более жесткой фокусировки лазерного излучения, либо за счет сжатия длительности импульса. Для фольги оптимальной толщины увеличение энергии ионов за счет укорочения лазерного импульса оказывается предпочтительнее, чем улучшение фокусировки. При этом, рост энергии протонов с лазерной интенсивностью оказывается медленнее корневой зависимости, типичной для стандартного механизма ускорения ионов двойным слоем.

Таким образом, укорачивание лазерного импульса приводит к более эффективному ускорению протонов при условии сохранения размера фокального пятна и, как показывают расчеты [253], может приводить к увеличению максимальной энергии протонов в 1.5 раза.

Следует отметить, что эксперименты с твердотельными мишенями оптимальной (нанометровой) толщины, требуют существенного увеличения контраста лазерного импульса. Действительно, именно низкий контраст существующих лазерных систем и приводит к тому, что экспериментов с нанометровыми мишенями к настоящему времени чрезвычайно мало. В связи с этим, возможность одновременного увеличения контраста при использовании технологии нелинейного сжатия лазерных импульсов ( раздел 23 настоящего отчета) оказывается чрезвычайно важной для задач эффективного лазерно–плазменного ускорения ионов.

#### **24.7.2 Перспективы использования технологии нелинейного сжатия для задач генерации бетатронного излучения из кильватерной волны с лазерным драйвером.**

Исследованию генерации рентгеновского излучения из лазерной плазмы на основе бетатронного механизма уделяется большое внимание в связи с возможным использованием данного явления для создания компактных источников излучения высокой яркости. Данный механизм можно упрощенно описать следующим образом. Лазерный импульс высокой мощности, распространяясь в плазме, образует позади себя плазменную полость, почти полностью свободную от плазменных электронов. Часть электронов может быть захвачена в полость и ускорена до высоких энергий. Под действием поперечных сил внутри полости электроны в процессе ускорения совершают поперечные бетатронные колебания, что приводит к эффективной генерации электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне.

В настоящее время лабораторные эксперименты по генерации бетатронного излучения носят рутинный характер. Большие усилия предпринимаются по поиску оптимального режима генерации. Очевидным способом увеличения мощности бетатронного излучения является повышение энергии лазерного импульса. Однако этот способ достаточно дорогой, поскольку требует значительной модификации лазерной системы. Большое количество работ посвящено увеличению эффективности генерации на основе оптимизации мишени. В этом направлении достигнуты некоторые успехи, хотя дальнейшее продвижение замедляется неразвитостью технологий для газовых мишеней. Как показывают оценки (см. раздел 1 настоящего отчета), повысить эффективность генерации также можно, сокращая длительность лазерного импульса, тем самым повышая интенсивность лазерного излучения. Интерес к этому направлению оптимизации обусловлен прогрессом в компрессии лазерных импульсов большой мощности на основе метода сжатия после компрессора (CafCA) [248,249]. Как показывают результаты моделирования (см. раздел 1), уменьшая длительность лазерного импульса до нескольких периодов поля, можно увеличить выход жестких фотонов бетатронного излучения в несколько раз.

#### **24.7.3 Перспективы использования технологии нелинейного сжатия для задач генерации сверхширокополосных импульсов инфракрасного излучения из кильватерной волны с лазерным драйвером.**

Использование сверхкоротких лазерных импульсов приводит к тому, что помимо генерации рентгеновского излучения за счет бетатронного механизма, одновременно происходит эффективная генерация электромагнитных волн в инфракрасном диапазоне за счет увеличения длины волны лазерного излучения на градиенте плотности плазмы. С помощью численного моделирования методом частиц в ячейках для параметров субпетаваттной лазерной установки PEARL при использовании метода CafCA продемонстрировано, что порядка 1% энергии может быть сконвертировано в излучение в диапазоне длин волн 5 – 10 мкм.



**25 Разработка программы дополнительного образования «Лазерно–плазменные источники синхротронного излучения» по направлению магистратуры 03.04.01 «Прикладные математика и физика» и аспирантуры 03.06.01 «Физика и астрономия»**

( МИФИ договор № К 98 – 11 от 15.11.2021)

За отчетный период была разработана программа дополнительного образования «Лазерно–плазменные источники синхротронного излучения», предназначенная для повышения квалификации студентов магистратуры и аспирантуры (см. приложенные подтверждающие документы). Целью реализации программы является подготовка высококвалифицированных исследователей, выполняющих расчетно – теоретические и экспериментальные исследования в физике взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, включая физику лазерной плазмы, лазерное ускорение заряженных частиц, принципы действия лазерных источников вторичного излучения и классическую и квантовую динамику заряженных частиц в электромагнитных полях экстремальной интенсивности.

Программа рассчитана на односеместровый курс лекций и практических занятий, сгруппированных в два модуля: «Сверхмощные лазерные системы и диагностика лазерной плазмы» и «Лазерно–плазменные источники излучения и быстрых частиц» общим объемом 90 академических часов. Лекции будут прочитаны участниками проекта, ведущими специалистами в технике сверхмощных лазеров, лазерной диагностике и физике взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом, дважды, в осеннем и весеннем семестрах 2022– 23 года. Подготовлены краткие аннотации лекций и фонд оценочных средств в виде тестовых заданий.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с техническим заданием, в данном отчете представлены результаты выполнения работы в полном объеме по задачам 1.1.1–1.1.23 календарного плана к Соглашению № 075-15-2021-1361. Кроме того, в разделе 24 настоящего отчета представлены результаты разработки технологии нелинейного временного сжатия лазерных импульсов, являющейся совместным результатом выполнения работ по задачам 1.1.1, 1.1.14, 1.1.17 и 1.1.23 календарного плана. Наконец, в разделе 25 представлены результаты разработки программы дополнительного образования «Лазерно-плазменные источники синхротронного излучения» (п. 1.3.1 календарного плана).

В ходе работы было проведено исследование режимов синхротронной генерации электронов, ускоренных в кильватерной волне, создаваемой ультракороткими лазерными импульсами, в том числе после применения к ним технологии дополнительного нелинейного временного сжатия. В частности, было показано, что компрессия лазерного импульса при помощи метода SafSA позволяет добиться увеличения эффективности генерации как длинноволнового ИК излучения, так и бетатронного излучения в рентгеновском диапазоне. Существенной проблемой, требующей особого внимания, однако, при этом является наличие у лазерных импульсов значительных по величине предвестников на фемтосекундных временах.

Был проведен численный подбор плотности плазмы, оптимальной для максимальной конвертации энергии лазерного импульса в кильватерные электроны. В результате расчетов оптимальная электронная плотность была определена как  $5 \times 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . При данной плотности было проведено численное моделирование взаимодействия полученного электронного пучка с вольфрамовым конвертором. Обнаружено, что фотоны с энергией  $> 100 \text{ кэВ}$  излучаются по большей части вперед в конус с раствором  $\sim 90^\circ$ . Численно рассчитанный коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в фотоны диапазона 0.1-1 МэВ составил  $\approx 1.3 \times 10^{-4}$ , а в фотоны  $> 1 \text{ МэВ} \approx 4.2 \times 10^{-5}$ . Отметим, что его можно поднять как минимум в несколько раз, используя более толстую фольгу в качестве конвертора, но тогда пропорционально увеличится длительность рентгеновского высвета.

Результаты численного моделирования для параметров лазерного комплекса PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов из мишени с концентрацией электронов порядка критической. Энергетический спектр ускоренных электронов простирается до 150 - 200 МэВ, при этом заряд электронов с энергией выше пондеромоторной ( $\geq 11 \text{ МэВ}$ ), составляет 100 нКл.

Предложена принципиальная схема источника жесткого электромагнитного рентгеновского излучения на основе ускорения релятивистских электронов в

периодическом поле лазера и построена теория, описывающая спектральные и угловые характеристики излучения, возбуждаемого при взаимодействии электронов с периодически модулированным лазерным импульсом. На основе аналитических расчетов получены условия, определяющие когерентное усиление интенсивности излучения, получены выражения для частот, на которых возможно наблюдение квадратичное по числу периодов лазерного импульса интенсивности излучения.

Проведено моделирование возбуждения разрядного электромагнитного импульса в протяжённой мишени при воздействии на неё короткого интенсивного лазерного импульса. В модельном приближении получены пространственно-временные распределения электромагнитных полей, индуцированных в кольцевой мишени под действием короткого интенсивного лазерного импульса.

Проведено численное исследование характеристик рециркулирующих электронов и сопутствующего синхротронного излучения, возникающих при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса с фольгой сверхкритической плотности и толщиной 0.12 мкм. Показано, что электроны рециркулируют как на задней, так и на передней поверхности мишени. Максимальные энергии таких частиц достигают 100 кэВ, а используемый механизм вторичного электромагнитного излучения, генерируемого под углом 90 градусов к направлению распространения лазерного импульса (вдоль направления параллельного поверхности мишени), может быть положен в основу создания источника в спектральном диапазоне от ультрафиолетового до мягкого рентгеновского.

В качестве механизма генерации ультра-широкополосных терагерцовых импульсов предложен процесс электронной эмиссии, связанный с переходным излучением, возникающим при пересечении релятивистским электронным сгустком, ускоренным лазером в результате облучения тонкой фольги фемтосекундным лазерным импульсом. Здесь, в трехмерной геометрии, построено аналитическое решение уравнений Максвелла для электромагнитного излучения в ближней зоне для граничащей с вакуумом плазменной мишени, описывающее возбуждение уникальной полевой 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.

Путем численного моделирования продемонстрирована возможность эффективного использования фотоядерных реакций, инициируемых пучком лазерно-ускоренных электронов для создания компактного источника нейтронов. Показано, что помощью фотоядерных реакций можно достичь высокой эффективности производства 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. Такой выход достигается благодаря эффективному ускорению электронов в режиме самозахвата, обеспечивающего пучки высокоэнергетичных электронов с рекордным зарядом на Дж вложенной энергии, и последующему их эффективному преобразованию в гамма-кванты близи максимума ГДР.

В результате численных расчетов 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 джоульной энергии, распространяющемся в околокритической 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.

Проведенные численные расчеты позволили обосновать планируемый эксперимент по прямому ускорению пучков релятивистских электронов в околокритической 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.

Проведено моделирование процессов генерации вторичных излучений в предельно сходящейся лазерной волне дипольного типа, что чрезвычайно актуально для обоснования потенциальных экспериментов на перспективных многопучковых мультитераваттных лазерных системах. В результате моделирования обжата разных типов субмикронных мишеней дипольной волной с полной мощностью в диапазоне 3-10 ПВт продемонстрирована эффективность трансформации лазерного излучения в гамма-излучение на уровне  $2-3 \cdot 10^{-4}$  при максимальных энергиях фотонов в диапазоне 0,2-0,4

ГэВ. Построена расчетно-теоретическая модель для описания процесса ускорения электронов в модулированном плазменном канале.

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 проходящий через оптимальное время фемтосекундный лазерный импульс осуществляет ускорение электронов. Для оценки заряда электронного пучка реализован оригинальный бесфоновый метод, основанный на измерениях выхода нейтронов при фотоядерной реакции в толстых пластинах различных материалов.

На петаваттном лазерном стенде PEARL проведены работы по подготовке экспериментальных сессий по лазерному ускорению электронов как из разреженной, так и из околокритической плазмы. Описаны разработанные оптические схемы, позволяющие проводить эксперименты как в стандартном режиме работы лазера PEARL (т.е. с 50 фс длительностью лазерного импульса), так и в режиме дополнительного нелинейного временного сжатия лазерного импульса. Представлены схемы создания газовых мишеней для обоих типов экспериментов, включая газовые ячейки для экспериментов с разреженной плазмой и сверхплотные газовые струи для экспериментов с околокритической плазмой. Кроме того, для последнего типа экспериментов предложен, разработан и запатентован новый тип газовых мишеней - тонкостенные (с толщиной стенок 50-200 нм) газовые капсулы, которые должны обеспечить возможность экспериментальной реализации перспективного механизма лазерного ускорения электронов - релятивистского самоканалирования света. Разработана и реализована технология производства нанометровых пленок требуемой толщины. Исследован предел прочности материала пленки и показано, что прочностные характеристики изготовленных пленочных структур позволяют использовать пленки в качестве лазерных мишеней, в том числе в вакуумированных системах.

Подготовлен криогенно-кластерный стенд, позволяющий течение короткого (доли микросекунд) промежутка времени осуществлять впрыск в вакуумный объем газа под высоким (до 10 МПа) давлением через конические сопла. Стенд включает в себя криорефрижератор, обеспечивающий возможность охлаждать стенки сопел до криогенных (<30 К) температур. При помощи метода рассеяния Ми продемонстрировано, что изготовленный стенд позволяет генерировать водородные и аргоновые кластеры

микронных размеров при температурах  $\approx 25$  К и  $\approx 140$  К соответственно. Подготовленный стенд будет использован на следующих этапах проекта в качестве источника возобновляемых мишеней для экспериментов по созданию и оптимизации радиографического источника, формируемого при взаимодействии мощных лазерных импульсов со средами с высоким содержанием кластеров микронных размеров.

Для диагностики излучения, генерирующегося в ходе лазерно-плазменного взаимодействия, изготовлен и протестирован макет спектрометра диапазона экстремального ультрафиолета. Макет позволяет проводить исследование спектра излучения в диапазоне длин волн 7-30 нм со спектральным разрешением лучше 1 нм. На следующем этапе все зеркала и детектор будут аттестованы и прокалиброваны на считающемся мировым эталоном синхротроне BESSY II (Берлин, Германия).

В ИПФ РАН был разработан макет уникального непрерывного электронно-циклотронного D-D нейтронного генератора, основанного на использовании мощных современных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн. Путем численных расчетов были найдены оптимальные конфигурации магнитной системы ЭЦР D-D источника, системы формирования ионного пучка, варианты нейтроногенерирующей мишени макета нейтронного генератора ИПФ РАН. На основе проведенных исследований разработана эскизная конструкторская документация на изготовление магнитной системы, системы формирования ионного пучка. Кроме того, были разработаны элементы электродинамических систем для нагрева плазмы и проведена их оптимизация для достижения максимальной эффективности системы. Следует отметить, что разработка мощного компактного дешевого D-D генератора нейтронов с регулируемым энергетическим спектром представляет несомненный интерес для бор-нейтронзахватной терапии онкологических заболеваний и нейтронографии на быстрых нейтронах. Анализ перспектив применения разработанного в ИПФ РАН нейтронного генератора для исследований в области бор-нейтронзахватной терапии в сочетании с различными препаратами для бор-нейтронзахватной терапии также представлен в настоящем отчете.

В целом, проведенные исследования показывают перспективность дальнейшего целенаправленного изучения механизмов генерации синхротронного излучения 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 на базе имеющихся мультитераваттных и субпетаваттных лазерных систем, а также на создание сетевой инфраструктуры подобных лазерно-плазменных источников синхротронного излучения и нейтронов, как только быстроразвивающиеся лазерные технологии

предложат оптические драйверы джоульного диапазона энергии с частотой следования импульсов 10-100 Гц.

Ссылка на официальный сайт со сведениями о ходе выполнения исследовательской программы по Соглашению № 075-15-2021-1361: <https://ipfran.ru/institute/structure/422059>

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 1 Тернов И.М. Синхротронное излучение // УФН.– 1995.– Т.165– С. 429.
- 2 S.E. Perevalov, K.F. Burdonov, A.V. Kotov et al. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration, *Plasma. Phys. Control. Fusion* 62, 094004 (2020).
- 3 Nie, Z., Pai, CH., Zhang, J. et al. Photon deceleration in plasma wakes generates single-cycle relativistic tunable infrared pulses. *Nat Commun* 11, 2787 (2020).
- 4 V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, A. Shaykin, and E. Khazanov, 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression // *Opt. Express* 29, 28297-28306 (2021)
- 5 Gordienko, S. & Pukhov, A.. (2005). Gordienko, S. & Pukhov, A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons // *Phys. Plasmas* 12, 043109.
- 6 Kostyukov, I. & Kiselev, S. & Pukhov, A. (2003). X-ray generation in an ion channel // *Physics of Plasmas* 10. 4818-4828. 10.1063/1.1624605.
- 7 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.
- 8 Lewis R. Medical applications of synchrotron radiation x– rays // *Physics in Medicine and Biology*. – 1997. – № 7(42). – С. – 1213–1243.
- 9 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). – С. 381–400.
- 10 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. – № 12(261). – С. 356–359.
- 11 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). – С. – 14–18.
- 12 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., Vlieks A., Wang J., Westenskow G., Yu S. High– gradient electron accelerator powered by a relativistic klystron // *Physical Review Letters*. – 1989. – № 22(63). – С. 2472–2475.



13 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.

14 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.

15 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.

16 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) . – C. 093701.

17 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.

18 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.

19 Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X–ray Generation in Strongly Nonlinear Plasma Waves // Physical Review Letters. – 2004. – № 13(93) . – C. 135004.

20 Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. X–ray generation in an ion channel // Physics of Plasmas. – 2003. – № 12(10) . – C. 4818–4828.

21 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.

22 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.

23 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.

24 Pukhov A., Sheng Z.– M., Meyer– ter– Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels // *Physics of Plasmas*. – 1999. – № 7(6) . – C. 2847–2854.

25 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.

26 Kozlova M., Andriyash I., Gautier J., Sebban S., Smartsev S., Jourdain N., Chulagain U., Azamoum Y., Tafzi A., Goddet J.– P., Oubriere K., Thaury 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.

27 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.

28 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.

29 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.

30 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.

31 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.

- 32 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) . – С. 113001.
- 33 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). – С. 054013.
- 34 Duclous 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) . – С. 015009.
- 35 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) . – С. 054401.
- 36 Горбунов Л. М. К.В.И. Возбуждение плазменных волн пакетом электромагнитного излучения // *ЖЭТФ*. – 1987. – № 2(93) . – С. 509–518.
- 37 Sprangle P., Esarey E., Ting A., Joyce G. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding // *Applied Physics Letters*. – 1988. – № 22(53) . – С. 2146–2148.
- 38 Буланов С. В., Кирсанов В. И. С.А.С. Возбуждение ультрарелятивистских ленгмюровских волн импульсом электромагнитного излучения // *письма ЖЭТФ*. – 1989. – № 4(50) . – С. 176–178.
- 39 Berezhiani V.I., Murusidze I.G. Relativistic wake– field generation by an intense laser pulse in a plasma // *Physics Letters A*. – 1990. – № 6–7(148) . – С. 338–340. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. К.В.И. и др. Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме // *Письма в ЖЭТФ*. – 1992. – № 10(55) . – С. 551–555.
- 40 Antonsen T.M., Mora P. Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. – 1993. – № 5(5). – С. 1440–1452.
- 41 Krall J., Ting A., Esarey E., Sprangle P. Enhanced acceleration in a self– modulated– laser wake– field accelerator // *Physical Review E*. – 1993. – № 3(48) . – С. 2157–2161.
- 42 Andreev N.E., Gorbunov L.M., Kirsanov V.I., Pogosova A.A., Ramazashvili R.R. The theory of laser self– resonant wake field excitation // *Physica Scripta*. – 1994. – № 1(49) . – С. 101–109.
- 43 Brunel F. 1987. *Phys. Rev. Lett.* **59**. 52.
- 44 Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M. and Langdon A.B. 1992. *Phys. Rev. Lett.* **69**. 1383.

- 45 Gibbon P. 2005. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press/World Scientific London/Singapore. ISBN 1-86094-135-4.
- 46 Mulser P., Bauer D. 2010. *High-Power Laser-Matter Interaction* (Springer, Heidelberg).
- 47 Mulser P., Weng S.M., Liseykina T. 2012. *Phys. Plasmas*. **19**. 043301.
- 48 Bochkarev S.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Y. *et al.* 2014. *Plasma Phys. Rep.* **40**. 202.
- 49 Andreev N.E., Pugachev L.P., Povarnitsyn M.E., Levashov P.R. 2016. *Laser Part. Beams*. **34**. 115.
- 50 Andreev N.E., Kuznetsov S.V., Cros B. *et al.* 2011. *Plasma Phys. Control. Fusion*. **53**. 014001.
- 51 Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.S. *et al.* 2014. *Phys. Rev. Lett.* **113**. 245002.
- 52 Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. 2009. *Rev. of Modern Physics*. **81**. 1229.
- 53 Willingale L., Nilson P.M., Thomas A.G.R. *et al.* 2011. *Phys. Plasmas*. **18**. 056706.
- 54 Willingale L., Thomas A.G.R., Nilson P.M. *et al.* 2013. *New J. Phys.* **15**. 025023.
- 55 Toncian T., Wang C., McCary E. *et al.* 2016. *Matter Rad. Extremes*. **1**. 82.
- 56 Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J. *et al.* 2018. *New J. Phys.* **20**. 093024.
- 57 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. 1999. *Phys. Plasmas*. **6**, 2847.
- 58 Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L. *et al.* 2016. *Phys. Plasmas*. **23**. 056704.
- 59 Khudik V., Arefiev A., Zhang Xi *et al.* 2016. *Phys. Plasmas*. **23**. 103108.
- 60 Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaechter S. *et al.* 2019. *New J. Phys.* **21**. 043044.
- 61 Rosmej O.N., Gyrdymov M., Gunther M.M. *et al.* 2020. *Plasma Phys. Control. Fusion*. **62**. 115024.
- 62 Pukhov A. 1999. *J. Plasma Phys.* **61**. 425.
- 63 Андреев Н.Е., Попов В.С., Розмей О.Н. *и др.* 2021. Квантовая электроника. **51**. 1019.
- 64 1 Sergeeva D. Yu., Potylitsyn A. P., Tishchenko A. A., Strikhanov M. N. // *Optics Express* – 2017 – 25 – pp. 26310– 26328.
- 65 2 Akhmanov S. A., Nikitin S. Yu. // *Physical Optics*. Oxford, Great Britain: Clarendon Press, 1997.
- 66 3 Andreev S. N., *et al.* // *Quantum Electronics* – 2009 – 39 – pp. 68– 72.

- 67 4 Wolkow D. M. // Zeitschrift für Physik – 1935 – 94 – pp. 250– 260.
- 68 Ritus V. I., // Journal of Soviet Laser Research – 1985 – 6 – pp. 497– 617.
- 69 Болотовский Б. М., Серов А. В. // УФН – 2003 – 173 – с. 667–678.
- 70 J. Derouillat et.al., // Computer Physics Communications — 2018 — 222, p. 351
- 71 H. B. Zhuo et.al., // Phys. Rev. E —2017— 95, p. 013201
- 72 K. Nakajima, Light: science and applications —2017— 6
- 73 Y. Tian et.al., // Nature Photonics —2017— 11, p. 242
- 74 Y. Zeng et.al., // Opt. Express —2020—28, p. 15258
- 75 .Martinez B., d'Humières E., Gremillet L., Synchrotron radiation from ultrahigh–intensity laser– plasma interactions and competition with Bremsstrahlung in thin foil targets // Phys. Rev. Research – 2020 – V. 2. P. 043341
- 76 Mackinnon A. J., Sentoku Y., Patel P. K., Price D. W., Hatchett S., Key M. H., Andersen C., Snavely R., Freeman R. R., Enhancement of Proton Acceleration by Hot– Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses // Phys. Rev. Lett. – 2002 – V. 88. P. 215006
- 77 Compant La Fontaine A., Courtois C., Lefebvre E., Bourgade J. L., Landoas O., Thorp K., Stoeckl C., Effects of electron recirculation on a hard x– ray source observed during the interaction of a high intensity laser pulse with thin Au targets // Physics of Plasmas – 2013 – V. 20. P. 123111
- 78 Wan F., Lv C., Jia M., Sang H., Xie B., Photon emission by bremsstrahlung and nonlinear Compton scattering in the interaction of ultraintense laser with plasmas // Eur. Phys. J. D – 2017 – V. 71. P. 236
- 79 Gray R. J., Wilson R., King M., Williamson S. D. R., Dance R. J., Armstrong C., Brabetz C., Wagner F., Zielbauer B., Bagnoud V., Neely D., McKenna P., Enhanced laser–energy coupling to dense plasmas driven by recirculating electron currents // New J. Phys. – 2018 – V. 20. P. 033021
- 80 Green J. S., Booth N., Dance R. J., Gray R. J., MacLellan D. A., Marshall A., McKenna P., Murphy C. D., Ridgers C. P., Robinson A. P. L., Rusby D., Scott R. H. H., Wilson L., Time– resolved measurements of fast electron recirculation for relativistically intense femtosecond scale laser– plasma interactions // Sci Rep – 2018 – V. 8. P. 4525
- 81 Liao G.– Q. , Liu H., Scott G. G., Zhang Y.– H., Zhu B.– J., Zhang Z., Li Y.– T., Armstrong C., Zemaityte E., Bradford P., Rusby D. R., Neely D., Huggard P. G., McKenna P., Brenner C. M., Woolsey N. C. , Wang W.– M., Sheng Z.– M., Zhang J., Towards terawatt– scale spectrally tunable terahertz pulses via relativistic laser– foil interactions // Phys. Rev. X. – 2020 – V. 10. P. 031062.

- 82 Gopal A., Herzer S., Schmidt A., Singh P., Reinhard A., Ziegler W., Brommel D., Karmakar A., Gibbon P., Dillner U., May T., Meyer H– G., Paulus G. G., Observation of Gigawatt– Class THz Pulses from a Compact Laser– Driven Particle Accelerator // *Phys.Rev. Lett.* – 2013. – V. 111. – P. 074802.
- 83 Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Fortov V.E., Hauri C.P., Generation of 09– mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> laser // *Opt. Lett.* – 2014– V. 39. – P. 6632.
- 84 Shalaby M., Hauri C. P., Demonstration of a low– frequency threedimensional terahertz bullet with extreme brightness // *Nat. Commun.* – 2015 – V. 6.– P. 5976.
- 85 [Cook D. J., Hochstrasser R. M., Intense terahertz pulses by four– wave rectification in air // *Opt. Lett.* – 2000 – V. 25.– P. 1210.
- 86 Borodin A., Panov N., Kosareva O., Andreeva V., Esaulkov M., Makarov V., Shkurinov A., Chin S., Zhang X.– C., Transformation of terahertz spectra emitted from dual– frequency femtosecond pulse interaction in gases // *Opt. Lett.* – 2013 – V. 38.– P. 1906.
- 87 Koulouklidis A. D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V. Yu., Pugzlys A., Baltuska A., Tzortzakis S., Observation of extremely efficient terahertz generation from mid– infrared two– color laser filaments // *Nature Communications.* – 2020 – V. 11. – P. 292.
- 88 Salen P., Basini M., Bonetti S., Hebling J., Krasilnikov M., Nikitin A. Y., Shamuilov G., Tibai Z., Zhaunerchyk V., Goryashko V., Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology // *Physics Reports.* – 2019. – V. 836– 837. P. 1– 74.
- 89 Weightman P., Prospects for the Study of Biological Systems with High Power Sources of Terahertz Radiation // *Phys. Biol.* – 2012. – V. 9. P. 053001.
- 90 Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K. A., Resonant and Nonresonant Control over Matter and Light by Intense Terahertz Transients // *Nat. Photonics.* – 2013. – V. 7.– P. 680.
- 91 Minty M. G., Zimmermann F., Measurement and Control of Charged Particle Beams (Springer, Berlin, 2003).
- 92 Popov N. L., Vinogradov A. V., Free Space Strange and Unipolar EM Pulses: Yes or No? // *Foundations.* – 2021.– V. 1.– P. 169– 174.
- 93 Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N., Unipolar light: existence, generation, propagation, and impact on microobjects // *Quantum Electron.* – 2020 – V. 50. – P. 801.
- 94 Hoffmann M., Schulz S., Wesch S., Wunderlich S., Cavalleri A., Schmidt B., Coherent single– cycle pulses with MV/cm field strengths from a relativistic transition radiation light source // *Opt. Lett.* – 2011 – V. 36. P. 4473.

- 95 Quinn K., P. A. Wilson, C. A. Cecchetti, B. Ramakrishna, L. Romagnani, G. Sarri, L. Lancia, J. Fuchs, A. Pipahl, T. Toncian, O. Willi, R. J. Clarke, D. Neely, M. Notley, P. Gallegos, D. C. Carroll, M. N. Quinn, X. H. Yuan, P. McKenna, T. V. Liseykina, A. Macchi, and M. Borghesi, Laser-Driven Ultrafast Field Propagation on Solid Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102. – P. 194801.
- 96 Inoue S., Tokita S., Otani K., Hashida M., Sakabe S., Femtosecond electron deflectometry for measuring transient fields generated by laser-accelerated fast electrons // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 99. – P. 031501.
- 97 Huang S.-W., Granados E., W. R. Huang, K.-H. Hong, L. E. Zapata, F. X. Kartner, "High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate // *Opt. Lett.* – 2013 – V. 38. – P. 796.
- 98 Consoli F., Tikhonchuk V. T., M. Bardon, P. Bradford, D. C. Carroll, J. Cikhart, M. Cipriani, R. J. Clarke, T. E. Cowan, C. N. Danson, R. De Angelis, M. De Marco, J.-L. Dubois, B. Etchessahar, A. L. Garcia, D. I. Hillier, A. Honsa, W. Jiang, V. Kmetik, J. Krasa, Y. Li, F. Lubrano, P. McKenna, J. Metzkes-Ng, A. Poye, Irene Prencipe, Piotr Raczka, R. A. Smith, R. Vrana, N. C. Woolsey, E. Zemaityte, Y. Zhang, Z. Zhang, B. Zielbauer, D. Neely, Laser produced electromagnetic pulses: generation, detection and mitigation // *High Power Laser Science and Engineering.* – 2020. – V. 8. – P. e22.
- 99 Gopal A., Singh P., Herzer S., A. Reinhard, A. Schmidt, U. Dillner, T. May, H.-G. Meyer, W. Ziegler, G.G. Paulus, Characterization of 700 t rays generated during high-power laser solid interaction // *Opt. Lett.* – 2013. – V. 38. – P. 4705.
- 100 Woldegeorgis A., Herzer S., Almassarani M., Marathapalli S., Gopal A., Modeling terahertz emission from the target rear side during intense laser-solid interactions // *Phys. Rev. E.* – 2019. – V. 100. – P. 053204.
- 101 Schroeder C. B., Esarey E., van Tilborg J., Leemans W. P., Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface // *Phys. Rev. E* – 2004 – V. 69. – P. 016501.
- 102 van Tilborg J., Schroeder C. B., Toth Cs., Geddes C. G. R., Esarey E., Leemans W. P., Single-shot spatiotemporal measurements of high-field terahertz pulses // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. P. 313.
- 103 Hu K., Yi L., Relativistic terahertz radiation generated by direct-laser-accelerated electrons from laser-foil interactions // *Phys. Rev. A.* – 2020. – V. 102. – P. 023530.
- 104 Kuratov A.S., Brantov A.V., Aliev Yu.M., Bychenkov V. Yu., Terahertz radiation in laser-induced charge separation in the irradiated plasma target // *Quantum Electronics.* – 2016 – V. 46. – P. 1023.

- 105 Ginzburg V. L., Tsytovich V. N., Several problems of the theory of transition radiation and transition scattering // *Phys. Reports.* – 1979. – V. 49. – P. 1.
- 106 Brantov A. V., Kuratov A. S., Aliev Yu. M., Bychenkov V. Yu., Ultrafast target charging due to polarization triggered by laser– accelerated electrons // *Phys. Rev. E.*– 2020.– V. 102. – P. 021202(R).
- 107 Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J, et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser– heated capillary discharge waveguide // *Phys. Rev. Lett.* – 2019.– T. 122 – C. 084801.
- 108 Lobok M. G., Brantov A. V.,Gozhev D. A., Bychenkov V. Yu., Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low– density targets// *Plasma Phys. Contr. Fus.* – 2018.– T. 60.– C. 084010.
- 109 A. Gonoskov et al., *Phys.Rev.X* 7, 041003 (2017)
- 110 E.S. Efimenko et al., *Sci. Rep.* 8, 2329 (2018)
- 111 E.S. Efimenko et al., *Phys. Rev. E* 99, 031201 (2019)
- 112 I. Gonoskov et al. *Phys. Rev. A* 86, 053836 (2012)
- 113 A. Gonoskov et al., *Phys. Rev. E* 92,023305 (2015)
- 114 Taylor H.J. Detection of Nuclear Disintegration in a Photographic Emulsion / H.J. Taylor, M. Goldhaber // *Nature.* — 1935. — № 135. — P. 341– 348.
- 115 Locher G.L. Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons // *Am J Roentgenol Radium Ther.* — 1936. — № 36. — P. 1–13.
- 116 Kruger P. Some biological effects of nuclear disintegration product on neoplastic tissue // *Proc Natl Acad Sci USA.* — 1940. — Vol. 3, № 26. — P. 181–192.
- 117 Sweet W. The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor // *Nucl Engl Journ Med.* — 1951. — № 245. — P. 875–878.
- 118 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.
- 119 Hatanaka H. Clinical results of boron neutron capture therapy // *Basic Life Sci.* — 1990. — № 54. — P. 15–21.
- 120 Таскаев С.Ю. Бор– нейтронозахватная терапия. / С.Ю. Таскаев,
- 121 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.



- 122 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.
- 123 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.
- 124 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.
- 125 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.
- 126 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.
- 127 Деньгуб В.М., Смирнов В.Г. Единицы величин. Словарь– справочник. / В.М. Деньгуб, В.Г. Смирнов. — М.: Издательство стандартов, 1990. — 240 с.
- 128 Куценников Э.Л. Нейтроны и онкология / Э.Л. Куценников, А.Н. Довбня, С.С. Кандыбей, А.И. Тутубалин, В.В. Красильников // Научные Ведомости Серия: Математика. Физика. — 2012. — Т. 142, № 23. — С. 143–163.
- 129 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.
- 130 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.
- 131 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.
- 132 Верещако Г.Г. Радиобиология: термины и понятия. / Г.Г. Верещако, А.М. Ходосовская. — Минск: Бел. Наука, 2016. — 340 с.

- 133 Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. — Москва: Советская энциклопедия, 1984. — 320 с.
- 134 Ke G. The study of physics and thermal characteristics for in- hospital neutron irradiator (IHNI) / G. Ke, Z. Sun, F. Shen, T. Liu, Y. Li, Y. Zhou // *Appl Radiat Isot.* — 2009. — Vol. 7– 8 Suppl., № 67. — P. 234–237.
- 135 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.
- 136 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.
- 137 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.
- 138 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.
- 139 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.
- 140 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.
- 141 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.

- 142 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.
- 143 Lobok et al. *Phys. Plasmas Contr. Fusion* 60 084010 (2018)
- 144 В.Ю. Быченко, М.Г. Лобок. Письма в ЖЭТФ том 114 вып. 9 – 10 2021
- 145 V. Yu. Bychenkov, M. G. Lobok, V. F. Kovalev, and A. V. Brantov, *Plasma Phys. Control. Fusion* 61, 124004 (2019).
- 146 [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](https://henke.lbl.gov/optical_constants/)
- 147 <http://xray-optics.ru/products/software-multifitting/>
- 148 A.D. Akhsakhalyan, E.B. Kluev, A.Ya. Lopatin et al., “Current status and development prospects for multilayer X-ray optics at the Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences,” *J. Synch. Investig.*, 11, 1–19 (2017).
- 149 [http://www.telstv.ru/?page=en\\_silicon\\_wafers](http://www.telstv.ru/?page=en_silicon_wafers)
- 150 M.S. Bibishkin, D.P. Chehonadskii, N.I. Chkhalo et al., “Laboratory methods for investigations of multilayer mirrors in Extreme Ultraviolet and Soft X-Ray region,” *Proceedings SPIE*, 5401, 8–15 (2004).
- 151 А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало и др., “Модульная установка для формирования и исследования кластерных пучков инертных и молекулярных газов,” *Поверхность*, 9, 83–92 (2019).
- 152 Болдарев А.С., Гасилов В.А. Образование кластерных мишеней // *Матем. моделирование*. – 2003. –Т. 15, –№ 3. – С. 55–73.
- 153 Nieto– Vesperinas M. *Fundamentals of Mie scattering // Dielectric Metamaterials*. Elsevier, – 2020. – P. 39–72.
- 154 Mie G. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Ann. Phys.* – 1908. –V. 330, –№ 3. – P. 377–445.
- 155 A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* 74, 355 (2002).
- 156 S E Perevalov et al 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* 62 094004
- 157 Файнберг Я.Б. // *Атомная энергия – 1959 – 6*, с. 431
- 158 Muggli P., Kimura W.D., Kallos E. et al. / *Proceedings of PAC’07 – 2007* – pp. 3073–3075
- 159 Hogan M.J., Barnes C.D., Clayton C.E. et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2005 – 95, paper 054802-1-4
- 160 Tajima T., Dawson J.M. // *Phys. Rev. Letters* – 1979 – 43 (4), pp. 267–270

- 161 Gonsalves A.J., Hooker S.M., Nakamura K. et al. / Proceedings of PAC'07 – 2007 – pp. 1911-1915
- 162 Leemans W., Esarey E., Geddes C.G.R. et al. / Proceedings of PAC'05, 2005 – pp. 69–71
- 163 Kotaki H., Bulanov S.V. et al. / Proceedings of IPAC'10 – 2010 – pp. 3608–3610
- 164 Yamazaki A., Maekawa A. et al. / Proceedings of PAC'07 – 2007 – pp. 2790–2792
- 165 Faure J., Rechatin C., Norlin A. et al. // Nature – 2006 – 444 (7120), paper 737-9
- 166 Taki R., An W.M. et al. / Proceedings of APAC'07 – 2007 – pp. 277–279
- 167 Bulanov S. et al. // Phys. Rev. E – 1998 – 58, paper R5257
- 168 Bulanov S.V., Brantov A.V., Esirkepov T.Zh. et al. // Physics of Plasmas – 2008 – 15, paper 073111
- 169 Bulanov S.V., Tajima T. et al. // Phys. Plasmas – 2007 – 14, paper 123106
- 170 Tomassini P., Galimberti M. et al. // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams – 2003 – 6, paper 121301
- 171 Umstadter D., Kim J.K., Dodd E. // Phys. Rev. Lett. – 1996 – 76, p. 2073
- 172 Esarey E., Hubbard R.F., Leemans W.P. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1997 – 79, p. 2682
- 173 Esarey E., Leemans W.P. // Phys. Rev. E – 1999 – 59, p. 1082
- 174 Polozov S.M. // NIM A – 2013 – 729, pp. 517–521
- 175 Polozov S.M. // Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations – 2013 – 6 (88), pp. 29–34
- 176 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Cybernetics and Physics – 2018 – 7 (4), pp. 228–232
- 177 Рашиков В.И. // ВАНТ, Серия: Ядерно- физические исследования – 1990 – 10 (18), с. 50
- 178 Диденко А.Н., Рашиков В.И., Фортов В.Е. // ЖТФ – 2011 – 81 (10), с. 155–158,
- 179 Polozov S.M., Rashchikov V.I. / Proceedings of Stability and Control Processes in Memory of V.I. Zubov (SCP) 2015 Int. Conference – 2015 – pp. 190–194
- 180 Polozov S.M., Rashchikov V.I., Shashkov Ya.V. / Proceedings of IPAC'16 – 2016 – pp. 2224–2226
- 181 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Cybernetics and Physics – 2018 – 7 (4), pp. 228–232

- 182 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // *Cybernetics and Physics* – 2020 – 9 (2), pp. 103-106
- 183 Polozov S.M., Rashchikov V.I. / *Proceedings IPAC'21* – 2021 – pp. 2829-2832
- 184 Diamond P.H. et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2005 – 47 (35)
- 185 Dieckmann M.E. et al. // *New J. Phys.* – 2007 – 9 (10)
- 186 Karimov A.R., Yu M.Y., Stenflo L. // *J. Plasma Phys.* – 2016 – 82, paper 905820502
- 187 Villani C. // *Phys. Plasmas* – 2014 – 21, paper 030901
- 188 Кадомцев Б.Б. // *УФН* – 1968 – 95, с. 111
- 189 Karimov A. R. // *Phys. Plasmas* – 2001 – 8, 1533
- 190 Karimov A.R., Bogdanov V.K. // *Plasma* – 2021 – 4, p. 359
- 191 Schamel H. // *Phys. Plasmas* – 2000 – 7, p. 4831
- 192 Karimov A. R. // *Phys. Plasmas* – 2013 – 20, paper 052305
- 193 Физика и технология источников ионов / Я. Браун, Р. Келлер, А. Холмс и др.; Под ред. Я. Брауна; Пер. с англ. под ред. д-ра физ.– мат. наук Е. С. Машковой. – М.: Мир, 1998. – 495 с. : ил.
- 194 V.A. Skalyga, A.F. Bokhanov, S.V. Golubev, I.V. Izotov, M.Yu. Kazakov, E.M. Kiseleva, R.L. Lapin, S.V. Razin, R.A. Shaposhnikov, and S.S. Vybin. Status of the gasdynamic ion source for multipurpose operation (GISMO) development at IAP RAS//*Review of Scientific Instruments*. – Vol.90. – 2019. – С. 123308.
- 195 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. В 10–ти т. Т. X. Физическая кинетика: Учеб. пособие. — 4–е изд., испр. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ.– мат. лит., 1987. – С. 264–268.
- 196 Сиваев И.Б. Производные клозододекаборат–аниона и их использование в медицине / И.Б. Сиваев, В.И. Брегадзе, Н.Т. Кузнецов // *Известия Академии Наук – Серия химическая*. — 2002. — № 8. — Р. 1256–1267.
- 197 Matsumoto T. Phantom experiment and calculation for in vivo 10boron analysis by prompt gamma ray spectroscopy / T. Matsumoto, M. Aoki, O. Aizawa // *Phys Med Biol*. — 1991. — Vol. 3, № 36. — Р. 329–338.
- 198 Mukai K. Prompt gamma ray spectrometry for in vivo measurement of boron– 10 concentration in rabbit brain tissue / K. Mukai, Y. Nakagawa, K. Matsumoto // *Neurol Med Chir*. — 1995. — № 35. — Р. 855–860.
- 199 Wittig A. Biodistribution of 10B for boron neutron capture therapy (BNCT) in a mouse model after injection of sodium mercaptoundecahydro– closo– dodecaborate and l– para–

boronophenylalanine / A. Wittig, R. Huiskamp, R.L. Moss, P. Bet, C. Kriegeskotte, A. Scherag, G. Hilken, W.A. Sauerwein // *Radiat Res.* — 2009. — Vol. 4, № 172. — P. 493–499.

200 Smith F. Measurement of boron concentration and isotope ratios in biological samples by inductively coupled plasma mass spectrometry with direct injection nebulisation. / F. Smith, D.R. Wiederin, R.S. Houk, C.B. Egan, R.E. Serfass // *Anal Chim Acta.* — 1991. — № 248. — P. 229–234.

201 Evans E.H. Interferences in inductively coupled plasma mass spectrometry – a review / E.H. Evans, J.J. Giglio // *J Anal Atomic Spectrom.* — 1993. — № 8. — P. 1–18.

202 Solares G.R. A novel approach to the microdosimetry of neutron capture therapy. Part I. High– resolution quantitative autoradiography applied to microdosimetry in neutron capture therapy G.R./ Solares, R.G. Zamenhof // *Radiat Res.* — 1995. — № 144. — P. 50–58.

203 Alfassi Z.B. On the calibration curve for determination of boron in tissue by quantitative neutron capture radiography / Z.B. Alfassi, T.U. Probst // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1999. — № 428. — P. 502–507.

204 Yokoyama K. Analysis of boron distribution in vivo for boron neutron capture therapy using two different boron compounds by secondary ion mass spectrometry / K. Yokoyama, S. Miyatake, Y. Kajimoto, S. Kawabata, A. Doi, T. Yoshida, M. Okabe, M. Kirihata, K. Ono, T. Kuroiwa // *Radiat Res.* — 2007. — Vol. 1, № 67. — P. 102–109.

205 Michel J. Subcellular localization of boron in cultured melanoma cells by electron energy– loss spectroscopy of freeze– dried cryosections / J. Michel, W. Sauerwein, A. Wittig, G. Balossier, K. Zierold // *J Microsc.* — 2003. — № 210 (Pt 1). — P. 25–34.

206 March R.E. An introduction to quadrupole ion trap mass spectrometry // *J Mass Spectrom.* — 1997. — № 32. — P. 351–369.

207 Porcari P. In vivo  $^{19}\text{F}$  MR imaging and spectroscopy for the BNCT optimization / P. Porcari, S. Capuani, E. D'Amore, M. Lecce, A. La Bella, F. Fasano, L.M. Migneco, R. Campanella, B. Maraviglia, F.S. Pastore // *Appl Radiat Isot.* — 2009. — Vol. 7–8 Suppl., № 67. — P. 365–368.

208 Menichetti L. Boron nitride nanotubes for boron neutron capture therapy as contrast agents in magnetic resonance imaging at 3 T / L. Menichetti, D. De Marchi, L. Calucci, G. Ciofani, A. Menciassi, C. Forte // *Appl Radiat Isot.* — 2011. — № 69. — P. 1725–1727.

209 Bendel P. Imaging of BSH by  $^{10}\text{B}$  MRI. In: Sauerwein W, Moss R, Wittig A, editors. / P. Bendel, N. Koudinova, Y. Salomon, K. Hideghéty, W. Sauerwein. – *Research and Development in Neutron Capture Therapy* Bologna: Monduzzi, 2002. — 1153 p.

210 Miyoshi N. Three in one: a multifunctional antitumor sensitizer for photodynamic, boron neutron capture and proton therapies / N. Miyoshi, S.K. Kundu, H. Tanaka, M. Sakurai, M. Suzuki, A.V. Zaitsev, V.A. Ol'shevskaya, G.N. Rychkov, K. Ono, V.N. Kalinin, A.A. Shtil // 16th international Congress «Neutron Capture Therapy», Pörssitalo, Helsinki, Finland. June 14–19, 2014. — P. 173.

211 Kashino G. A simple and rapid method for measurement of  $^{10}\text{B}$ - 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.

212 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.

213 Тучин В.В. Оптическая биомедицинская диагностика // *Известия Саратовского университета.* — 2005. — Т. 1, № 5. — С. 39–55.

214 Денисов А.А. Теория больших систем управления: Учеб. пособие для вузов. / А.А. Денисов, Д.Н. Колесников. – Л.: Энергоиздат, 1982. — 288 с.

215 Варфоломеев С.Д. Биокинетика: Практический курс. / С.Д. Варфоломеев, К.Г. Гуревич. – М.: ФАИР– ПРЕСС, 1999. — 720 р.

216 Geninatti Crich S. Mn- loaded apoferritin: A highly sensitive MRI imaging probe for the detection and characterization of hepatocarcinoma lesions in a transgenic mouse model. / S. Geninatti Crich, J.C. Cutrin, S. Lanzardo, L. Conti, F.K. Kálmán, I. Szabó, N.R. Lago, A. Iolascon, S. Aime // *Contrast Media Mol. Imaging.* — 2012. — № 7. — P. 281–288.

217 Hattori Y. Biological evaluation of dodecaborate- containing L- amino acids for boron neutron capture therapy / Y. Hattori, S. Kusaka, M. Mukumoto, K. Uehara, T. Asano, M. Suzuki, S. Masunaga, K. Ono, S. Tanimori, M. Kirihata // *J Med Chem.* — 2012. — Vol. 15, № 55. — P. 6980–6984.

218 Lin Y.C. Continuous infusion of low- dose BPA to maintain a high boron concentration in tumor and narrow down the range of normal tissue to blood boron ratios for BNCT in a mouse model / Y.C. Lin, W.L. Chen, S.J. Wang, F.I. Chou // 16th international Congress «Neutron Capture Therapy», Pörssitalo, Helsinki, Finland. June 14– 19, 2014. — P.181.

219 Garabalino M.A. Biodistribution of sodium borocaptate (BSH) for boron neutron capture therapy (BNCT) in an oral cancer model / M.A. Garabalino, E.M. Heber, A. Monti

Hughes, S.J. González, A.J. Molinari, E.C. Pozzi, S. Nievas, M.E. Itoiz, R.F. Aromando, D.W. Nigg, W. Bauer, V.A. Trivillin, A.E. Schwint // *Radiat Environ Biophys.* — 2013. — Vol. 3, № 52. — P. 351–361.

220 Каныгин В.В. Возможности бор– нейтронозахватной терапии в лечении злокачественных опухолей головного мозга / В.В. Каныгин, А.И. Кичигин, Н.В. Губанова, С.Ю. Таскаев // *Вестник Рентгенологии и Радиологии.* — 2015. — № 6. — С. 36–42.

221 Qaim, S. M., Nuclear data for production and medical application of radionuclides: Present status and future needs// *Nuclear Medicine and Biology* – 2017. – V. 44. –P. 31.

222 Fritzler, S., Malka, V., Grillon, G., et al. Proton beams generated with high–intensity lasers: Applications to medical isotope production // *Appl. Phys. Lett.* – 2003 – Т. 83. – С. 3039.

223 Amato, E., Italiano, A., Margarone D., et al. Study of the production yields of  $^{18}\text{F}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  and  $^{15}\text{O}$  positron emitters from plasma– laser proton sources at ELI– Beamlines for labeling of PET radiopharmaceuticals // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* – 2016.– V. 811.– P. 1– 5.

224 Bychenkov V. Yu., Brantov A., Mourou G. Tc–  $^{99\text{m}}$  production with ultrashort intense laser pulses // *Laser Part. Beam.* – 2014 – Т. 32. – С. 605.

225 Быченков В. Ю., Тихончук В. Т., Толоконников С. В. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами// *ЖЭТФ.*—1999 —Т. 115. — С. 2080.

226 Chkhalo N. I. et al. Free– standing spectral purity filters for extreme ultraviolet lithography // *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS.* – 2012. – Т. 11. – №. 2. – С. 021115.

227 Chkhalo N. I. et al. Study of heat induced changes in elastic properties of multilayer Mo/ZrSi<sub>2</sub> membranes // *Thin Solid Films.* – 2017. – Т. 631. – С. 93– 98.

228 Chkhalo N. I. et al. Improving the optical and mechanical characteristics of aluminum thin– film filters by adding thin cap layers // *Thin Solid Films.* – 2018. – Т. 653. – С. 359– 364.

229 Korzhimanov, A.V., et al., Horizons of petawatt laser technology. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2011. 181(1): p. 9– 32.

230 Tajima, T. and J.M. Dawson, Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, 1979. 43: p. 267–270.



- 231 Ruyer, C., et al., Growth of concomitant laser– driven collisionless and resistive electron filamentation instabilities over large spatiotemporal scales. *Nature Physics*, 2020. 16(9): p. 983– 988.
- 232 Pikuz, S.A., et al., Formation of a plasma with the determining role of radiative processes in thin foils irradiated by a pulse of the PEARL subpetawatt laser. *JETP Letters*, 2017. 105(1): p. 13– 17.
- 233 Strickland, D. and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 1985. 56: p. 219.
- 234 Mironov, S.Y., et al., High– efficiency second– harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses. *Applied Optics*, 2009. 48(11): p. 2051– 2057.
- 235 Arikawa, Y., et al., Ultrahigh– contrast kilojoule– class petawatt LFEX laser using a plasmamirror. *Applied Optics*, 2016. 55(25): p. 6850– 6857.
- 236 Levy, A., et al., Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses. *Opt. Lett.*, 2007. 32(3): p. 310– 312.
- 237 Jullien, A., et al.,  $10^{10}$  temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross– polarized wave generation. *Optics Letters*, 2005. 30(8): p. 920– 922.
- 238 Kalashnikov, M.P., et al. High temporal contrast front end with a multipass Ti:Sa amplifier and a CaF<sub>2</sub> based XPW temporal filter. in *CLEO: 2011 – Laser Science to Photonic Applications*. 2011.
- 239 Mourou, G., et al., Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond– Exawatt physics. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014. 223(6): p. 1181– 1188.
- 240 Khazanov, E.A., S.Y. Mironov, and G. Mourou, Nonlinear compression of high– power laser pulses: compression after compressor approach. *Phys. Usp.*, 2019.
- 241 Mironov, S., et al., Spatially– uniform temporal recompression of intense femtosecond optical pulses. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014. 223(6): p. 1175– 1180.
- 242 Lassonde, P., et al., High energy femtosecond pulse compression. *Laser Physics Letters*, 2016. 13(7): p. 075401.
- 243 Ginzburg, V., et al., Fivefold compression of 250– TW laser pulses. *Physical Review A*, 2020. 101(1): p. 013829.
- 244 Ginzburg, V.N., et al., Two– stage nonlinear compression of high– power femtosecond laser pulses. *Quantum Electronics*, 2020. 50(4): p. 331– 334.
- 245 Mironov, S.Y., et al., Thin plate compression of a sub– petawatt Ti:Sa laser pulses. *Applied Physics Letters*, 2020. 116(24): p. 241101.

246 S. Yu. Mironov, M. V. Starodubtsev, and E. A. Khazanov, Temporal contrast enhancement and compression of output pulses of ultra– high power lasers, *Opt. Lett.* 46, 1620–1623 (2021)

247 Khazanov, E.A. and S.Y. Mironov, Nonlinear interferometer for increasing the contrast ratio of intense laser pulses. *Quantum Electronics*, 2019. 49(4): p. 337– 343.

248 E. A. Хазанов, С. Ю. Миронов, Ж. Муру, Нелинейное сжатие сверхмощных лазерных импульсов: компрессия после компрессора, *УФН*, 189:11 (2019), 1173–1200; Mourou, G., Mironov, S., Khazanov, E. et al. Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond– Exawatt physics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 223, 1181–1188 (2014). <https://doi.org/10.1140/epjst/e2014-02171-5>

249 Shaykin, A., Ginzburg, V., Yakovlev, I., Kochetkov, A., Kuzmin, A., Mironov, S., . Khazanov, E. (2021). Use of KDP crystal as a Kerr nonlinear medium for compressing PW laser pulses down to 10 fs. *High Power Laser Science and Engineering*, 9, E54. doi:10.1017/hpl.2021.40

250 Jin Woo Yoon, Yeong Gyu Kim, Il Woo Choi, Jae Hee Sung, Hwang Woon Lee, Seong Ku Lee, and Chang Hee Nam, "Realization of laser intensity over 10<sup>23</sup> W/cm<sup>2</sup>," *Optica* 8, 630– 635 (2021)

251 Lozhkarev, V. V., Freidman, G. I., Ginzburg, V. N., et al. 2007, *Laser Physics Letters*, 4, 421

252 Mironov, S., Lozhkarev, V., Luchinin, G. et al. Suppression of small– scale self–focusing of high– intensity femtosecond radiation. *Appl. Phys. B* 113, 147–151 (2013). <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5450-1>

253 A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, Proton acceleration from thin foils by extremely short PW laser pulse, *Phys. Plasmas* 28, 063106 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0048024>