

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  
академик РАН



Г. Г. Денисов

2022 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 2)

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

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

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

М.В. Стародубцев

Нижний Новгород 2022

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

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

Руководитель НИР  30.12.2022 М.В. Стародубцев  
Зам. директора по научной работе (введение, заключение)  
ИПФ РАН, д-р физ.-мат.наук

Исполнители

Зам. директора по научной работе  30.12.2022 В.А. Скалыга  
ИПФ РАН, д-р физ.-мат. наук (раздел 11,19)


Зав.отделом, канд. физ.-мат. наук,  30.12.2022 О.В. Палашов  
доцент (раздел 14)


Зав .отделом., д-р физ.-мат. наук  30.12.2022 М.Ю. Третьяков  
(раздел 14)


Зам. зав. отд. по научной работе,  30.12.2022 А.В. Коржиманов  
канд. физ.-мат. наук (раздел 1)

Зам. зав. отд. по научной работе,  30.12.2022 А.А. Соловьев  
канд. физ.-мат. наук (раздел 14)


Зав. лаб., проф., д-р физ.-мат. наук  30.12.2022 С.В. Голубев  
(раздел 11,19)

Зав.лаб., канд. физ.-мат. наук  30.12.2022 А.В. Ким  
(раздел 10)

Зав. лаб., д-р физ.– мат. наук  30.12.2022 С.Ю. Миронов  
(раздел 24)

Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук  30.12.2022 А.Н. Степанов  
(раздел 10)

Ст. науч.сотр., канд.физ.-мат.наук  30.12.2022 В.Н. Гинзбург  
(раздел 24)

Науч. сотр.  30.12.2022 А.Я. Лопатин  
(раздел 22)

Мл. науч. сотр.  30.12.2022 С.А. Гарахин  
(раздел 15)


Мл. науч. сотр.

  
30.12.2022 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

  
30.12.2022 В.Ю. Быченков  
(введение, заключение)


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

  
30.12.2022 А.Б. Савельев–  
Трофимов  
(раздел 8,9)


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

  
30.12.2022 А.В. Брантов  
(введение, раздел 8,21)


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

  
30.12.2022 В.Ф. Ковалев  
(раздел 7)

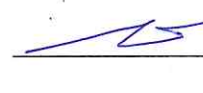
Ст.науч.сотр. ФИАН,  
канд. физ.– мат. наук

  
30.12.2022 С.Г. Бочкарев  
(раздел 13,21)

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


  
30.12.2022 К.А. Иванов  
(раздел 8,9)

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

  
30.12.2022 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

  
30.12.2022 А.В. Масленникова  
(раздел 12,20)



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


  
30.12.2022 М.В. Ширманова  
(раздел 12,20)

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

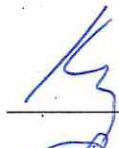
  
30.12.2022 Н.Д. Гладкова  
(введение, раздел 12,20)

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

  
30.12.2022 С.В. Попруженко  
(Введение,  
заключение)

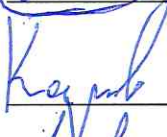
Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат. наук

  
30.12.2022 А.Р. Каримов  
(раздел 18)

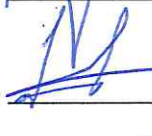
Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат. наук

  
30.12.2022 И.Ю. Скобелев  
(раздел 2.16)


Доцент МИФИ,  
канд. физ.-мат. наук

  
30.12.2022 Ф.А. Корнеев  
(раздел 5)


Доцент МИФИ,  
канд. физ.-мат.наук

  
30.12.2022 С.А. Пикуз  
(разделы 2,3,16)

Доцент МИФИ,  
канд.физ.-мат. наук

  
30.12.2022 П.Н. Рябов  
(приложения,  
раздел 25)

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

  
30.12.2022 А.А. Тищенко  
(раздел 4)

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

  
30.12.2022 С.Н. Рязанцев  
(разделы 2,16)



## РЕФЕРАТ

Отчет 328 с., 185 рис., 12 таблиц, 293 источн., 1 прил.

Ключевые слова: СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРЫ, ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОВ, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, МНОГОМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, КОД PIC, КОД GEANT4.

В отчете представлены результаты исследований, проведенных в 2022 году в рамках выполнения проекта ФНТП СиН №075-15-2021-1361. Отчет включает описание комплекса работ по развитию методов лазерного ускорения электронов и протонов, оптимизации параметров лазерно-плазменного взаимодействия с точки зрения увеличения яркости вторичных излучений и их диагностики. Продемонстрирована перспективность предложенных подходов к созданию компактных и ярких рентгеновских источников и их прикладной потенциал для задач рентгеновского имиджинга. Отчет включает результаты экспериментов, проведенных на суб-петаваттной лазерной установке PEARL и тераваттной лазерной установке ФИАН-МГУ и направленных на максимизацию заряда лазерно-ускоренных электронов и увеличения яркости источников рентгеновского и гамма-излучения с лазерным драйвером, а также результаты расчетно-теоретического обоснования новых экспериментов на этих установках. Продемонстрирована высокая эффективность преобразования энергии лазерного драйвера в рентгеновское излучение, достаточное для получения изображения высокого разрешения на детекторе за один импульс лазера PEARL. Изучены возможности использования мультипетаваттных лазерных систем следующего поколения для задач создания синхротронных и нейтронных источников. На основе сквозного трехмерного численного «частица-в-ячейке – Монте-Карло» моделирования предложены схемы лазерно-плазменной электронной радиотерапии, а также изучены схемы генерации коротких нейтронных импульсов на основе инициирования ядерных реакций лазерно-ускоренными протонами/дейтронами. Представлены результаты разработки спектрометра МР/ЭУФ излучения и микроскопа для имиджинга лазерного факела. Приведены результаты оптимизации электродинамических систем макета нейтронного генератора и методов управления энергетическим спектром получающегося нейтронного потока, а также результаты подготовительных работ для задач БНЗТ. В отчете также содержится описание технологии ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме.

Отчет обосновывает полное выполнение работ по задачам, запланированным на 2022 г. в соответствии с Планом-графиком выполнения Соглашения № 075-15-2021-1361 от 07.10.2021г. с Минобрнауки России.

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	10
ВВЕДЕНИЕ.....	12
1 Поиск и численное моделирование улучшенных схем генерации излучения.....	26
2 Экспериментальное исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до до $10^{20}$ Вт/см <sup>2</sup> .....	38
2.1 Введение.....	38
2.2 Численное исследование спектра и углового распределения электронов и рентгеновских фотонов от плотности газа и лазерной интенсивности.....	39
2.2.1 Влияние лазерного предимпульса .....	39
2.2.2 Зависимость электронного спектра и углового распределения от плотности газа.....	41
2.2.3 Исследование спектра и углового распределения рентгеновского излучения.....	44
2.3 Калибровочные эксперименты по определению параметров газовой мишени.....	45
2.4 Описание экспериментальной схемы для исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов.....	48
2.5 Результаты экспериментов схемы для исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов.....	50
3 Численное моделирование генерации излучения электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околоскритической плоскости.....	55
3.1 Введение.....	55
3.2 Параметры моделирования пакетом GEANT4 тормозного излучения из конвертора с большим зарядом ядра.....	55
3.3 Результаты моделирования генерации рентгеновского излучения в золотом конверторе электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околоскритической плотности.....	56
3.4 Выводы.....	58
4 Исследование спектра и яркости жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера.....	59
4.1 Введение.....	59

4.2 Столкновение сгустков фотонов и электронов с прямыми фронтами.....	59
4.3 Столкновение наклонных сгустков фотонов и электронов.....	61
4.4 Сравнение с результатами расчётов в классическом подходе.....	65
4.5 Расчет спектрального распределения томсоновского излучения.....	67
4.6 Расчет яркости излучения.....	71
4.7 Выводы.....	72
5 Исследование процессов генерации частиц и электромагнитных полей при скользящем падении лазерного импульса на плотную мишень.....	73
5.1 Введение.....	73
5.2 Численный расчёт взаимодействия короткого лазерного импульса с мишенью в режиме малых углов падения.....	74
5.3 Генерация излучения при возбуждении разрядного импульса.....	80
5.4 Выводы.....	95
6 Проведение тестовых экспериментов на тераваттной установке с использованием активационной методики.....	96
7 Численное моделирование лазерного синхротронного источника повышенной жесткости и яркости на принципах релятивистского самозахвата света для параметров лазерной установки PEARL.....	104
8 Расчет томсоновского источника рентгеновского излучения на основе параметров электронного пучка, полученных численно и в эксперименте на установке лазерного центра ФИАН-МГУ.....	115
9 Экспериментальное исследование ускорения электронов в плазменном канале на тераваттном лазере.....	120
10 Оптимизация мишени и характеристик рентгеновских и гамма квантов, а также диаграмм рассеяния при петаваттном уровне мощности.....	127
11 Разработка методов управления энергетическим спектром нейтронного потока на макете нейтронного генератора.....	137
12 Эксперименты на животных моделях по изучению биораспределения бор-содержащих препаратов для задач БНЗТ.....	156
12.1 Материалы и методы.....	157
12.2 Результаты.....	160
12.2.1 Определение концентрации изотопа бора в биологических тканях.....	160
13 Численное моделирование генерации нейтронов в различных схемах «pitcher-catcher» .....	164
13.1 Лазерное ускорение протонов/дейтронов из тонких фольг.....	165



13.2	Возможность увеличения эффективности ускорения протонов с использованием мишеней низкой плотности.....	167
13.3	Гидродинамическое моделирование разлета мишени под действием наносекундного импульса.....	171
13.4	Моделирование радиального ускорения протонов/дейтронов из мишеней низкой плотности.....	173
13.5	Расчет выхода нейтронов.....	177
14	Проведение первичного эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов в мишенях пониженной плотности.....	182
15	Создание спектрометра МР и ЭУФ излучения. Создание макета микроскопа для имиджинга лазерного факела.....	190
16	Оптимизация криогенно-кластерного источника рентгеновского излучения с лазерным драйвером.....	209
16.1	Введение.....	209
16.2	Экспериментальный стенд по измерению абсолютной светимости криогенно кластерного источника.....	209
16.3	Моделирование свечения резонансных линий кластерного источника.....	212
17	Экспериментальная оптимизация синхротронного источника с лазерным драйвером.....	216
18	Аналитическое и численное исследование динамических процессов при ускорении пучка в плазменном канале для квазилинейного и нелинейного случаев, выбор параметров канала, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов (ВНЕБЮДЖЕТ).....	221
18.1	Постановка задачи.....	221
18.2	Выбор параметров канала, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов.....	221
18.3	Влияние столкновений и начальных условий на формирование когерентных кинетических структур.....	226
19	Оптимизация электродинамических элементов нейтронного генератора.....	233
20	Подготовка экспериментов <i>in vitro</i> по изучению биологической эффективности нейтронного излучения. Разработка программ и методик экспериментальных исследований <i>in vitro</i> .....	240
21	Оптимизационные расчеты максимизации заряда лазерно-ускоренных электронов в режиме релятивистского самозахвата.....	243

21.1 Оптимизационные расчеты лазерной генерации пучка электронов для проекта XCELS.....	245
21.2 Схема лазерно-электронной радиотерапии.....	253
21.3 Электронный пучок для целей радиотерапии.....	255
21.4 Дозиметрическое моделирование облучения фантома.....	258
22 Синтез лазерных мишеней на основе свободновисящих тонких пленок.....	262
23 Реализация дополнительного наносекундного канала для создания контролируемой преплазмы.....	266
24 Технология ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме.....	273
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	282
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	288
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Модернизация учебной лаборатории НИЯУ МИФИ «Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц» (ВНЕБЮДЖЕТ).....	311

## 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  
 $E_{\text{уск}}$  – ускоряющий градиент  
 $H_{\text{пик}}$  – максимальная напряженность магнитного поля  
I – ток пучка  
LPWA – laser plasma wakefield acceleration  
PWA – plasma wakefield acceleration  
SPIONs – суперпарамагнитные наночастицы оксида железа  
W – энергия пучка  
 $\beta_{\phi}$  – фазовая скорость волны

## ВВЕДЕНИЕ

Исследования ускорения электронов и ионов с помощью релятивистски-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов продолжают уже более 20 лет в связи перспективой различных приложений. Среди них важное место занимают исследования по применению лазерно-ускоренных заряженных частиц для создания источников вторичного электромагнитного излучения и компактных источников нейтронов, на что и направлен данный проект. Основная задача второго года выполнения проекта состояла в расчетно-теоретическом и экспериментальном исследовании способов максимизации яркости лазерно-плазменных синхротронных и прочих источников. Именно на это был направлен проведенный комплекс работ по развитию методов лазерного ускорения электронов и протонов, оптимизации параметров лазерно-плазменного взаимодействия с точки зрения увеличения яркости вторичных излучений, их диагностики и пр. С точки зрения постановки задач расчетно-теоретических исследований, выполненных в 2022 году, следует отметить их приближенность к условиям реального эксперимента с целью предсказания оптимальных режимов лазерно-плазменного взаимодействия или с целью детального описания результатов проведенных экспериментов. При анализе постановки экспериментов следует отметить весьма широкий диапазон режимов лазерно-плазменного ускорения электронов и генерации вторичных излучений, исследованный в 2022 году, что позволило на двух фемтосекундных лазерных системах, значительно отличающихся по параметрам, выделить соответствующие оптимальные режимы.

Особенно отметим результаты экспериментов на суб-петаваттном лазере PEARL в ИПФ РАН (см. главы 2, 14, 17 настоящего отчета), которые позволили выявить режимы лазерно-плазменного взаимодействия с наиболее эффективной рентгеновской генерацией по синхротронному и тормозному механизмам. Продемонстрирована высокая эффективность преобразования энергии лазерного драйвера в рентгеновское излучение, достаточное для получения изображения высокого разрешения на детекторе за один лазерный импульс. Экспериментальные данные ясно демонстрируют перспективность предложенных подходов к созданию компактных и ярких рентгеновских источников и их прикладной потенциал для задач сверхбыстрой (с фемтосекундным временным разрешением) рентгеновской микроскопии и литографии. Предложенные экспериментальные конфигурации планируется далее оптимизировать для прикладных задач, связанных в первую очередь с рентгеновской микроскопией, в том числе фазоконтрастной.

Ниже приведен более детальный анализ проведенных исследований с акцентом на результатах, представленных в каждой главе отчета.

На современном этапе развития лазерно-плазменных технологий генерации рентгеновского излучения и нейтронов, когда уже выявлены и экспериментально продемонстрированы многие физические принципы, важным становится поиск таких режимов лазерно-плазменного взаимодействия, которые смогут обеспечить наибольшую яркость лазерно-плазменных рентгеновских и нейтронных источников. Важным этапом на этом пути является получение пучков энергетичных электронов и ионов с максимальным зарядом. Действительно, эффективность лазерно-плазменных источников излучения и частиц в первую очередь определяется эффективностью передачи энергии лазерного импульса «горячим» электронам с высокой энергией (суперпандеромоторным электронам), причем существует несколько механизмов такой передачи в зависимости от параметров лазера и типа мишени. В рамках настоящего проекта исследования сосредоточены на фемтосекундных лазерах суб-петаваттного класса (типа лазера PEARL в ИПФ РАН) и тераваттного класса (типа лазера ФИАН-МГУ). Плотности же мишеней могут находиться в широком диапазоне – от твердотельной до плотности разреженного газа. Более того, в экспериментах могут использоваться самые различные топологии мишеней: с резкой и распределенной границей, кластерные и слоистые, капилляры и пр. В задачах лазерно-плазменного ускорения электронов наиболее впечатляющий прогресс достигнут при взаимодействии лазерного излучения с газовыми мишенями низкой плотности, что обеспечивает эффективное ускорение электронов до высоких энергий (достигающих нескольких ГэВ) в кильватерных плазменных полях, однако таким способом ускорить удастся относительно малое число электронов (более детальный анализ см. ниже в данном разделе, а также в главе 1). Вместе с тем, для увеличения эффективности лазерно-плазменных источников вторичного излучения зачастую не требуется получать рекордные энергии малого числа электронов, а, напротив, нужно получить как можно больше умеренно ускоренных электронов (от десятков до сотен МэВ). На этом пути одним из перспективных направлений выглядит ускорение электронов из плазмы околоскритической плотности (near-critical density, NCD; более детальный анализ режимов лазерно-плазменного ускорения электронов в околоскритической плазме см. ниже в данном разделе, а также в главах 3, 7 и 21). В частности, при распространении фемтосекундных лазерных импульсов релятивистской интенсивности в околоскритической плазме существует очень эффективный режим конверсии лазерной энергии в ускоренные электроны (а затем и в синхротронное



излучение) – режим релятивистского самозахвата света [1-3]. В этом режиме дифракционная расходимость лазерного пучка сбалансирована релятивистской нелинейностью плазмы, 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. При этом длина лазерного импульса заметно превышает как плазменную длину волны, так и его ширину. Такой режим распространения, по существу, аналогичен выявленному почти 60 лет назад самозахвату слабых лазерных импульсов с кубической нелинейностью [4–6] и именно поэтому был назван релятивистским самозахватом [1, 2]. Более детальный численный анализ и обсуждение данного режима ускорения приведены в главах 7 и 21 данного отчета.

Одним из путей получения околокритических плотностей является использование твердотельных мишеней, в том числе микроструктурированных. Получение околокритической плазмы с помощью твердотельных мишеней требует специфических методов проведения экспериментов. В частности, взаимодействие с мощным лазерным драйвером должно происходить через некоторое время после ионизации мишени, чтобы сформировалось облако абляционной плазмы или (случае использования микроструктурированных мишеней) чтобы в результате гидродинамического разлета плазмы произошло сглаживание тонкой структуры мишени. Предварительная ионизация мишени производится за несколько наносекунд до прихода мощного лазерного импульса при помощи дополнительного наносекундного лазерного излучения. Этот подход, ранее реализованный на лазерном стенде ФИАН-МГУ, в 2022 году был также реализован на стенде PEARL при помощи дополнительного наносекундного лазерного канала (глава 23 настоящего отчета – работа выполнена за средства внебюджетного финансирования).

Результаты вышеупомянутых экспериментов на лазерном стенде ФИАН-МГУ по исследованию процессов прямого ускорения электронов коротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности в облаке абляционной плазмы, получаемой при разлете твердотельной мишени, нагретой дополнительным наносекундным импульсом [7, 8], представлены в главах 6, 8 и 9. Изменяя задержку между основным и дополнительным импульсом, можно менять профиль плотности создаваемого плазменного факела, добиваясь наиболее эффективного ускорения электронов. Данный метод уже был продемонстрирован в ряде экспериментов (см. описание в главе 6), в продолжение которых в данном отчете представлена новая схема диагностики электронного пучка, основанная на активационной методике (см. главу 6). Дальнейшее развитие этого метода для тераваттного лазера МГУ-ФИАН представлено в главе 9, где предложен

оригинальный подход, позволяющий обеспечить прозрачность тонкой (15 мкм) твердотельной мишени и, в результате, использовать стандартные режимы прямого лазерного ускорения электронов (direct laser acceleration, DLA) для твердотельных мишеней. На основе полученных оригинальных результатов предложена «Технология ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме», изложенная в главе 24 настоящего отчета. С помощью данной технологии на лазерах умеренной пиковой мощности (порядка 1 ТВт) можно с высокой эффективностью получать узконаправленные пучки высокоэнергетичных электронов для разнообразных прикладных задач. Следует отметить, что полученные в режиме DLA пучки ускоренных электронов можно использовать и для их томсоновского рассеяния на встречном лазерном пучке (предварительно отделенным от основного импульса) для получения рентгеновского излучения. Такая возможность обсуждается в главе 8 данного отчета.

Вообще, томсоновское (или обратное комптоновское) рассеяние лазерных фотонов на пучке релятивистских электронов является одним из перспективных методов генерации монохроматического рентгеновского излучения. Однако, чтобы получить пучок рентгеновского излучения с интенсивностью, требующейся для использования в медицине, необходимо повышать мощность лазерной вспышки, что приводит к нелинейному процессу ОКР и, как следствие, к ухудшению монохроматичности рентгеновского пучка. Далее, в силу того факта, что рэлеевская длина мощной лазерной вспышки, на которой происходит эффективное взаимодействие лазерных фотонов со сгустком электронов, достаточно короткая, выход результирующего излучения ограничен. В главах 1 и 4 настоящего отчета рассматриваются схемы, которые позволяют увеличить выход рентгеновского излучения в подобных схемах. В частности, в главе 1 рассматривается оригинальная схема комптоновской генерации пучков фотонов в диапазоне до нескольких сотен кэВ на основе взаимодействия интенсивного лазерного импульса с тонкой мишенью околоритической плотности. Показано, что при просветлении мишени генерируются пучки электронов, ускоренных плазменными полями позади фронта лазерного импульса. При отражении прошедшего лазерного импульса от находящегося позади основной мишени зеркала происходит его рассеяния на этих электронах, сопровождающееся генерацией большого количества фотонов с энергиями до нескольких сотне кэВ. Яркость предлагаемого источника может на 2–3 порядка превышать яркость бетатронных источников при тех же параметрах лазерного импульса. С другой стороны, в главе 4 предложен способ увеличения эффективности ОКР генерации рентгеновских фотонов, основанный на неколлинеарном столкновении лазерного импульса с наклонным фронтом с электронным сгустком. Рассчитана светимость,

спектральную плотность излучения и яркость процесса обратного томсоновского рассеяния при учете не только эффектов классической электродинамики, но и эффектов КЭД, включая нелинейные многофотонные процессы в поле интенсивной лазерной волны.

Лазерно-плазменное ускорение частиц позволяет не только на небольшом расстоянии генерировать пучки высокоэнергетических электронов, но и вместе с тем получать яркое синхротронное рентгеновское излучение [9, 10]. Особенностями так называемого бетатронного (синхротронного) источника, полученного с помощью лазерного ускорения электронов кильватерным полем, являются малый размер такого источника (до  $\sim 1$  мкм [11]), сверхкороткая длительность (несколько фс [12]) и относительно низкая расходимость лучей ( $\sim 10$  мрад [В.10]). Подобные характеристики позволяют обеспечить высокую яркость, которая значительно превосходит яркость других источников рентгеновского излучения, а именно, обратного комптоновского рассеяния (с низкой эффективностью преобразования) и тормозного излучения (с более широким угловым разбросом излучения) [13–15], а также в настоящий момент малоэффективной схемы с использованием лазерно-плазменного ускорителя в сочетании с ондулятором [16]. По этой причине такие ультра-яркие синхротронные источники с уникальными характеристиками могут найти свое применение в биологии, химии, медицине и материаловедении [17]. Кроме того, возможность контроля спектра такого излучения, а также его хорошая направленность позволили не так давно провести эксперименты с рентгеновской фазово-контрастной микротомографией [18]. Синхротронное рентгеновское излучение с использованием электронных лазерно-плазменных ускорителей может генерироваться на основе двух различных механизмов: ускорения электронов кильватерным полем (LWFA – Laser wake field acceleration режим) и прямого лазерного ускорения электронов (DLA – Direct Laser Acceleration режим). В первом случае (LWFA) электроны распространяются внутри плазменной полости [19, 20], в которой частицы ускоряются продольным электростатическим полем. В то же время электроны колеблются в индуцированных поперечных электрических и магнитных полях, что приводит к генерации вторичного синхротронного излучения. При использовании лазерных систем мощностью несколько тераватт спектры рентгеновского излучения таких источников лежат в кэВ-ном диапазоне [13, 21], а их яркость ограничена общим зарядом ускоренных электронов, который обычно не превышает нескольких сотен пКл. При этом угол расходимости излучения, генерируемого в кильватерном режиме ускорения электронов, не превышает нескольких десятков миллирадиан [10, 14]. Этот механизм LWFA синхротронной генерации уже достаточно долго исследуется и хорошо освоен в

экспериментах, но в рамках выполнения настоящего проекта нам удалось предложить оригинальную схему LWFA лазерно-плазменного взаимодействия с использованием газовых мишеней со ступенчатым профилем газа вдоль направления распространения лазерного излучения (глава 1), позволяющую существенно увеличить как жесткость излучаемых фотонов, так и их полное число.

В режиме DLA частицы ускоряются в плазменном канале лазерным импульсом, а также испытывают воздействие поперечных полей канала. Такое взаимодействие увеличивает энергию фотонов вторичного излучения [22]. Увеличение энергии фотонов из-за взаимодействия колеблющихся электронов с самим лазерным импульсом было теоретически предсказано в работе [24]. Однако расходимость таких рентгеновских лучей значительно превышает расходимость в режиме кильватерного ускорения [22, 23]. Детальное численное моделирование генерации излучения электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околокритической плотности представлено в главе 3 для параметров лазерного стенда PEARL. Результаты первых экспериментов по исследованию процессов прямого лазерного ускорения электронов при взаимодействии фемтосекундного релятивистски-интенсивного лазерного излучения субпетаваттного стенда PEARL с твердотельными мишенями пониженной плотности (микрорепенами) представлены в главе 14. Как уже отмечалось выше, для предварительной ионизации и гомогенизации мишеней использовались дополнительные наносекундные импульсы, облучающие мишень за несколько наносекунд до прихода фемтосекундного импульса. В эксперименте измерялись спектры электронов по сигналам магнитных спектрометров. Измеренные спектры аппроксимировались одно- и двухтемпературными максвелловскими распределениями; показано, что при оптимальной задержке между наносекундным и фемтосекундным импульсами низкотемпературная электронная компонента достигает температуры 4.2 МэВ, а высокотемпературная компонента – 18.4 МэВ, что превышает осцилляторную энергию электронов в лазерном поле более чем в 4 раза.

В плазме с околокритической плотностью удается получить промежуточный между LWFA и DLA режим, когда электроны испытывают влияние как лазерного импульса, так и продольных и поперечных полей плазменной полости, что приводит к сильным бетатронным колебаниям, а также к генерации фотонов жесткого рентгеновского излучения высокой яркости и достаточно низкой расходимости. Задача максимизации заряда электронных сгустков, получаемых при распространении лазерного импульса в околокритической плазме, рассматривалась в работах [1, 25]. Было показано, что максимальный заряд достигается, когда лазерный импульс испытывает самозахват, то есть его дифракционная расходимость уравнивается релятивистской нелинейностью, и в

этом случае радиус лазерного пучка практически сохраняется на протяжении многих рэлеевских длин при его распространении внутри плазменной мишени [1]. Такая автолокализованная структура представляет собой пространственный солитон, который принадлежит к классу решений теории самофокусировки, обсуждаемой в работах [6, 26]. Еще одно преимущество данного режима состоит в том, что в плазме высокой плотности ионный резонатор может поддерживать очень высокий заряд инжектируемого сгустка. Так было показано, что короткий лазерный импульс мощностью 135 ТВт может генерировать электронный пучок зарядом около 7 нКл и с энергией выше 30 МэВ при взаимодействии с плазмой с плотностью 10% от критической плотности [25]. Генерация синхротронного излучения в таком режиме для параметров лазера PEARL численно рассмотрена в главе 7.

Важной задачей при разработке эффективных лазерно-плазменных синхротронных источников является поиск мишеней пониженной плотности (от сильно докритической до околокритической) с квазиоднородным профилем концентрации. Рассмотренные в главах 6 и 9 абляционные мишени, получающиеся в результате испарения и разлета твердотельных мишеней, не характеризуются однородным профилем, в то время как ряд задач лазерно-плазменного взаимодействия требуют именно однородного профиля мишеней. С другой стороны, рассмотренные в главе 14 микроструктурированные мишени, хотя и обладают всем набором требуемых характеристик, не могут использоваться в реальных приложениях в связи с трудностью их производства. Все это приводит к необходимости разработки лазерно-плазменных источников на основе газовых струй. В течение второго года выполнения проекта на стенде PEARL выполнены эксперименты по оптимизации LWFA синхротронного источника на основе взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения со сверхзвуковой газовой струей. Специально разработанные газовые сопла обеспечивают квазиоднородный профиль газа в струе, а мощные электромагнитные клапаны позволяют работать в широком диапазоне давлений, обеспечивая концентрацию плазмы в мишени до величин порядка нескольких десятых от критического значения. Результаты этих исследований представлены в главе 17. Был исследован широкий диапазон давлений газа на входе в газовое сопло – от 0,1 до 70 атмосфер (что соответствует концентрации газа в струе в диапазоне 0,003–1,5 критических); варьировалось также положение точки фокусировки лазерного пучка вдоль оси следования лазерного импульса. Была продемонстрирована эффективная генерация синхротронного излучения в диапазоне концентраций газа в струе в диапазоне 0,01–0,13 критических, т.е. преимущественно в переходном режиме от LWFA к DLA, как и предсказывается численными расчетами.

Излучение бетатронного (синхротронного) источника обладает довольно широким спектром от единиц эВ до десятков кэВ (в зависимости от параметров лазерного импульса и профиля концентрации прозрачной плазмы). Интенсивность и спектральные характеристики источника являются важной информацией для понимания физики процесса генерации бетатронного излучения. С другой стороны, известно, что соответствующая структура электронного пучка на выходе из области взаимодействия может быть довольно сложной. При неоптимальном выборе параметров лазерно-плазменного взаимодействия лазерное излучение может формировать несколько самофокусирующихся каналов, что существенно понижает эффективность трансформации энергии лазерного излучения в ускоренные электроны и рентгеновское излучение. В связи с этим большой интерес представляет непосредственный имиджинг рентгеновского источника, который предоставит информацию о его тонкой пространственной структуре и позволит получить новые знания о физике взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Для решения этой задачи в рамках проекта были разработаны приборы для диагностики излучения бетатронного источника в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах длин волн. Результаты разработки этих приборов представлены в главе 15 отчета.

Эффективное ускорение электронов продольным электростатическим кильватерным полем, т. е. в упоминавшемся выше режиме LWFA – а именно этот режим и обеспечивает максимальные энергии ускоренных электронов в лазерно-плазменном ускорении – может использоваться для генерации тормозного рентгеновского излучения путем облучения LWFA-электронами твердотельных конверторов. Такой механизм получения жесткого рентгеновского и гамма-излучения экспериментально исследован на стенде PEARL (ИПФ РАН) для интенсивностей лазерного драйвера до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> (глава 2 настоящего отчета). В ходе экспериментов продемонстрировано, что наиболее эффективная генерация тормозного рентгеновского излучения конвертором происходит при концентрациях плазмы порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, когда электроны эффективно ускоряются фемтосекундными лазерными импульсами именно в LWFA-режиме.

Помимо генерации рентгеновского излучения разной жесткости, важной задачей с точки зрения разработки вторичных лазерно-плазменных источников является разработка методов генерации экстремально сильных терагерцовых полей – с напряженностью электрического поля свыше 1 МВ/см и индукцией магнитного поля свыше 0.3 Т, что открывает возможности для множества новых приложений, включая настольное терагерцовое ускорение частиц, терагерцовый оптомагнетизм и нелинейную терагерцовую спектроскопию. Эффективность лазерно-терагерцовой конверсии обычно

не очень велика и, более того, она падает с увеличением интенсивности лазерного излучения. В силу этого задача генерации низкочастотных электромагнитных полей экстремально большой амплитуды при использовании существующих лазерных систем релятивистской интенсивности еще до конца не решена и весьма актуальна. В главе 5 отчета представлены результаты исследования процессов генерации частиц и электромагнитных полей при падении лазерного импульса на твердотельные мишени. В частности, рассчитан частотный спектр ТГц излучения, получаемого при прохождении разрядного сигнала, инициированного лазерным импульсом, по проволочным антеннам различной пространственной формы. Показано, что при малых углах падения лазерного импульса на мишень эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцовое возрастает как за счёт увеличения длины взаимодействия, так и за счёт формирования самосогласованной структуры полей около плотной границы нагретого вещества.

Стремительное развитие лазерной техники уже привело к созданию лазеров петаваттного уровня мощности, а в скором будущем будут введены в строй и несколько мультипетаваттных лазерных систем. В главе 10 отчета приводится детальное численное исследование одного из ожидаемых процессов на мультипетаваттных лазерных установках – пробой вакуума, т.е. лавинообразный рост электрон-позитронных пар в результате развития квантово-электродинамического (КЭД) каскада из некоторого числа начальных частиц, играющих роль затравки (в экспериментах роль затравки может играть пучок ускоренных частиц, фотонов или твердотельная мишень). В процессе развития КЭД каскада рожденные электроны и позитроны ускоряются лазерным полем и в процессе своего движения излучают гамма-фотоны. Гамма-фотоны могут распадаться на электрон-позитронные пары в лазерном поле, а пары, в свою очередь, могут генерировать гамма-фотоны, таким образом, процесс может приобрести самоподдерживающийся характер. Это приводит к тому, что при облучении мишени мультипетаваттным лазерным импульсом формируется поток высокоэнергичных фотонов, что позволяет использовать данный объект в качестве чрезвычайно эффективного источника гамма-фотонов. Свойства источника в значительной мере определяются параметрами взаимодействия, что требует оптимизации параметров лазерного излучения и затравочных мишеней. Результаты этих оптимизационных исследований приведены в главе 10 настоящего отчета.

Еще одно приложение лазерных способов ускорения заряженных частиц связано с генерацией нейтронов, возникающих как в результате фотоядерных реакций, вызываемых гамма-излучением получаемом, например, при торможении лазерно-ускоренных электронов [27], так и ядерных реакций, возбуждаемых пучками лазерно-ускоренных ионов (в первую очередь протонов и дейтронов) [28, 29]. В рамках поставленной грантом

задачи численного моделирования получения нейтронов в различных схемах питчер-кэтчер в главе 13 данного отчета рассмотрены разные перспективные схемы получения пучков протонов/дейтронов с целью их использования для инициирования ядерных реакций с производством нейтронов. Две схемы описывают ускорение ионов лазерными импульсами уровня сотен тераватт (от 60 ТВт до 250 ТВт), которые широко использовались и используются в настоящее время для ускорения ионов и являются минимально необходимыми для ускорения протонов до энергий в десятки МэВ – энергий, достаточных для возбуждения ядерных реакций. Первая схема, наиболее используемая в численных расчетах, отвечает воздействию лазерного импульса на ультратонкие фольги оптимальной толщины [30]. Ускорение протонов происходит позади фольги (лазерной мишени толщиной, как правило, в десятки нм) в направлении вперед (относительно направления распространения импульса) за счет поля разделения заряда, обусловленного лазерно-ускоренными электронами вдоль оси лазерного пучка. Второй метод использует сценарий компактного ядерного «реактора» на основе лазерного ускорения ионов, предложенный более 20 лет назад [31]. Распространение мощного лазерного импульса в плазме докритической плотности приводит к радиальному выбросу электронов из области сильного лазерного поля, распространяющегося в низкоплотной мишени, пондеромоторной силой по всей длине образующегося лазерного канала. Возникающее поле разделения заряда приводит к радиальному ускорению ионов. Используемая схема опирается на естественное предположение, что даже в низкоплотной среде, вследствие протяженного лазерного канала, число ускоряемых частиц, может быть достаточно велико, чтобы обеспечить значительное число ядерных реакций. Для рассматриваемых энергий лазерного импульса в этих случаях энергия протонов находится вблизи границы возбуждения ядерных реакция, вследствие чего наработку большого числа нейтронов можно ожидать только при высокой частоте повторения лазерных импульсов. В то же время для достижения рекордных выходов нейтронов за один лазерный выстрел необходимо рассматривать лазерные системы с рекордной мощностью (порядка или более 10 ПВт). В этом случае представляется разумным использовать мишени с контролируемой преплазмой на облучаемой стороне, позволяющей повысить эффективность поглощения излучения, либо мишени низкой плотности на границе прозрачности лазерного излучения для реализации механизма синхронизированного ускорения ионов «медленным» светом [32, 33]. Полученные пучки протонов с рекордными энергиями ожидаемо должны приводить к генерации рекордного числа нейтронов за один лазерный выстрел.

При проведении экспериментов по исследованию возможности создания лазерно-плазменного источника нейтронов на мультитераваттных и суб-петаваттных лазерных



установках типа PEARL имеет смысл ориентироваться на первую из вышеописанных схем. Проведение такого типа экспериментов требует возможности работать с тонкопленочными мишенями различной толщины (обычно от десятков нм до единиц мкм). В течение второго года выполнения проекта в ИПФ РАН были отработаны технологии производства тонкопленочных мишеней для лазерно-плазменных экспериментов и изготовлена серия таких мишеней толщиной 150 нм для использования в экспериментах на стенде PEARL. Последовательность операций по производству мишеней описана в главе 22 отчета.

Одно из наиболее важных и актуальных применений лазерно-ускоренных электронов связано с их использованием для радиационной терапии. Хотя такие исследования и были начаты почти 20 лет назад, только сейчас, благодаря развитию лазерных и лазерно-плазменных технологий, обеспечивающих достаточную стабильность параметров генерируемых сгустков электронов, появляются серьезные основания для внедрения лазерной радиотерапии. При этом механизм получения электронов с терапевтическими энергиями связывается с современными реализациями давно предложенного кильватерного метода ускорения частиц [34]. Естественно, что первые шаги были сделаны для обоснования потенциальной возможности новой терапии с помощью низкоэнергетичных (1–2 десятка МэВ) лазерно-ускоренных электронов [35, 36], хотя электроны таких энергий давно используются на практическом уровне для интраоперационной электронно-лучевой терапии. Это, конечно, сдерживало предложенный лазерный подход с низкоэнергетичными электронами. Ситуация качественно меняется применительно к использованию электронов с энергией 60–250 МэВ, так называемых «электронов очень высоких энергий» — VHEE в англоязычной аббревиатуре (very high-energy electrons), способных глубоко проникать в мягкие биоткани. На это было обращено внимание в работе [37], где на основе Монте-Карло моделирования распределения дозы в водяном фантоме от экспериментально получаемого 170 МэВ электронного пучка прогнозировалась возможность создания источника для терапии глубокого проникновения. В последнее время исследования по терапевтическому применению лазерно-плазменного кильватерного ускорения электронов быстро расширяются, со все возрастающим потоком публикаций [38–42], чему в немалой степени способствует повышенный интерес к так называемой FLASH радиотерапии (ультрабыстрое вложение дозы) на основе традиционных источников лучевого облучения, например, электронным пучком линейного ускорителя [43]. Начиная с исследований 1960-х гг. [44], уже накоплена масса данных, свидетельствующих о преимуществах быстрого вложения дозы для уменьшения поражения здоровых тканей. Если для

традиционных источников достигаемый темп вложения дозы не превышает  $10^8$  Гр/с, то для лазерного источника он может составлять  $10^{12}$ – $10^{14}$  Гр/с с очевидной необходимостью целенаправленного исследования дополнительных преимуществ от такой экстремально короткой длительности электронного импульса. Короткая длительность электронного сгустка и компактность электронного источника – отличительные особенности лазерно-плазменных ускорителей. Именно на их основе обсуждается лазерный источник VHEE для электронной радиотерапии. Для этого, с одной стороны, требуется, чтобы лазерный импульс каналированно проходил много рэлеевских длин, чтобы обеспечить большую длину ускорения и, следовательно, необходимые для глубокой радиотерапии энергии от нескольких десятков до нескольких сотен МэВ, а с другой, мог распространяться в достаточно плотной плазме, которая позволяла бы получать максимально возможный заряд ускоренного сгустка электронов. Недавно, такой источник электронов был предложен в наших работах [1–3] с использованием кильватерного ускорения электронов лазерным импульсом, распространяющимся в режиме релятивистского самозахвата в плазме субкритической плотности электронов, при котором ускорительная структура выглядит как распространяющаяся почти со скоростью света каверна электронной плотности, заполненная лазерным полем – лазерная пуля. Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние порядка десяти рэлеевских длин даже в рассматриваемой достаточно плотной плазме, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В главе 21 данного отчета описано сквозное трехмерное численное «частица-в-ячейке–Монте-Карло» моделирование распределения дозы от лазерно-ускоренных электронов в новой схеме реализации радиотерапии на основе ускорения частиц мощным фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в режиме релятивистского самозахвата [1–3]. Работа не претендует на исчерпывающее дозиметрическое исследование радиационной методики облучения локализованной области в мягких тканях и без использования специальных средств управления электронным пучком ставит своей главной целью доказательство того, что предлагаемый режим лазерного ускорения электронов может быть эффективным способом радиотерапии будущего с помощью сравнительно небольших лазерных установок, уже доступных на коммерческом рынке.

Кроме задач развития лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения и нейтронов, в рамках проекта рассматривались вопросы создания альтернативных плазменных нейтронных источников. В частности, развивался D-D источник нейтронов на основе электронно-циклотронного разряда с использованием излучения современных СВЧ приборов, в частности, гиротронов. Основным направлением использования

нейтронных источников такого типа является бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) – на сегодняшний день один из наиболее эффективных и перспективных методов лучевой терапии злокачественных новообразований. Метод БНЗТ основан на использовании реакций, возникающих между ядрами  $^{10}\text{B}$  и потоком нейтронов, обладающими энергией в диапазоне  $5 \times 10^{-3} - 10^4$  эВ. Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть установлены непосредственно в радиотерапевтической клинике. Разработке прототипов D-D нейтронных генераторов, позволяющих получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью, посвящена глава 11 данного отчета. Объектом исследований и разработок являлась система формирования нейтронного пучка для нейтронного генератора ИПФ РАН. Целью работ было определение подходов к управлению энергетическим спектром нейтронного потока, генерируемого нейтронным источником в ходе D-D реакции, протекающей при бомбардировке дейтерий-содержащей мишени ускоренным пучком ионов дейтерия.

Основной задачей было определение метода управления спектром, при котором исходные нейтроны с энергией 2,5 МэВ наиболее эффективно замедлялись до эпитеплого уровня, наиболее подходящего для использования в бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний. Для этого использовались ресурсоемкие апробированные численные методы, с помощью которых были исследованы и оптимизированы различные варианты конструкций замедляющих систем. В результате выполнения работ удалось предложить метод управления энергетическим спектром нейтронного потока, который позволяет легко регулировать соотношений фракций эпитепловых и быстрых нейтронов, что особенно важно для будущих исследований при терапии крупных или глубоких опухолей.

За внебюджетные средства решалась задача оптимизации электродинамических элементов нейтронного генератора (глава 19 отчета). Решение данной задачи было необходимо для повышения коэффициента прохождения СВЧ излучения в область горения разряда, что потребовало разработки новой системы согласования греющей электромагнитной волны с плазменным резонатором. Разработанная система представляет собой отрезок круглого волновода с внутренним диаметром, равным внутреннему диаметру плазменной камеры, с клинообразной структурой сложной формы, обеспечивающей, с одной стороны, безотражательное прохождение электромагнитной волны и, с другой стороны, опирание плазмы на проводящий торец. Успешное выполнение данных работ обеспечит длительную непрерывную работу нейтронного

генератора при высокой интенсивности нейтронного потока, необходимую для проведения биологических исследований на клеточных культурах в ходе работ Третьего этапа проекта.

Для проведения дальнейших исследований по изучению эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора необходима оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (ВРА), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, 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. В главе 12 проведено определение распределения борсодержащих препаратов методом масс-спектрометрии. Кроме того, поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур. В главе 20 настоящего отчета (выполненной за счет внебюджетного софинансирования) представлены результаты работ по подготовке экспериментов *in vitro* по изучению биологической эффективности нейтронного излучения разрабатываемого в ИПФ РАН D-D нейтронного источника, в том числе представлены разработанные Программа и методика экспериментальных исследований *in vitro*.

## 1 Поиск и численное моделирование улучшенных схем генерации излучения

Лазерно-плазменные источники рентгеновского излучения на основе бетатронного механизма привлекают к себе большое внимание [45]. Это связано с относительной простотой реализации бетатронного механизма в лабораторных условиях [46]. При распространении мощного лазерного импульса в плазме за ним образуется плазменная полость, почти полностью свободная от плазменных электронов. Полость содержит гигантский заряд нескомпенсированных ионов. Часть электронов плазмы захватывается в полость и ускоряется до больших энергий. При этом сильные поперечные плазменные поля в полости выступают в роле ондулятора. Это приводит к поперечным бетатронным колебаниям электронов и генерации бетатронного излучения в синхротронном режиме в направлении движения электронов [47, 48]. За счет большой энергии частиц длина волны этого излучения может соответствовать рентгеновскому и гамма-диапазонам. Обсуждается использование бетатронных источников для анализа микроструктур [49], исследования сверхбыстрых процессов [50], в сельском хозяйстве [51] и т.д.

Длина волны, соответствующая бетатронным колебаниям, равна  $\lambda_b = 2\pi/k_b = 2\pi\sqrt{2\gamma}/k_p$ , где  $k_p = c/\omega_p$ ,  $\gamma$  – релятивистский гамма-фактор,  $c$  – скорость света,  $\omega_p$  – электронная плазменная частота. Длина волны, излучаемая электроном, совершающим бетатронные колебания с малой амплитудой вблизи оси канала, порядка  $\lambda = \lambda_b/2\gamma^2$ . Если амплитуда колебаний увеличивается, то электрон излучает высокие гармоники. Если амплитуда колебаний  $r_0$  настолько велика, что параметр

$$K = \gamma k_b r_0 = 1.33 \cdot 10^{-10} \sqrt{\gamma n_e} [cm^{-3}] r_0 [\mu m], \quad (1.1)$$

характеризующий интенсивность «ионного ондулятора», становится большим  $K \gg 1$ , то спектр излучения становится широкополосным и квазинепрерывным. В этом случае частотная зависимость спектра излучения становится схожа с частотной зависимостью спектра синхротронного излучения, который определяется универсальной функцией (см. рисунок 1.1)

$$S(\omega/\omega_c) = (\omega/\omega_c) \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (1.2)$$

где  $\omega_c$  – критическая частота [1.8]. Для частот много меньших критической излучаемая энергия возрастает по закону  $\sim \omega^{2/3}$ , достигая максимума при  $\sim 0.29\omega_c$ , и спадает экспоненциально при  $\omega > \omega_c$ . Критическая частота для электрона, совершающего бетатронные колебания в ионном канале, дается выражением

$$\hbar\omega_c[\text{keV}] = \frac{2}{3}\gamma^3\hbar cr_0 k_b^2 \approx 5 \times 10^{-24}\gamma^2 n_e[\text{cm}^{-3}]r_0[\mu\text{m}] \quad (1.3)$$

Поскольку частицы ультрарелятивистские, то излучение заключено в очень маленький телесный угол.

$$\theta \approx \frac{K}{\gamma}. \quad (4)$$

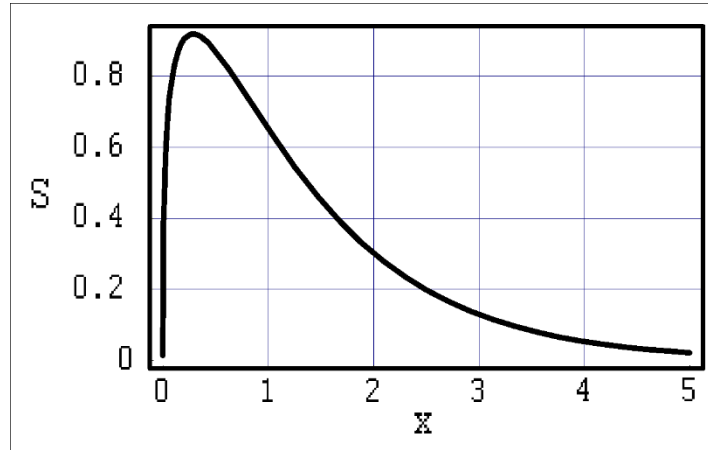


Рисунок 1.1 – Универсальная функция для спектра синхротронного излучения  $S(x)$

Средняя мощность, излучаемая электроном в ионном канале, определяется формулой [46]

$$\langle P_{total} \rangle \approx \frac{e^2 c}{12} N_b \gamma^2 k_b^4 r_0^2, \quad (1.5)$$

где  $N_b$  – число бетатронных колебаний, совершаемых электроном. Можно ввести также величину, соответствующую количеству энергии, теряемой электроном в единицу длины,

$$Q = \langle P_{total} \rangle / c \approx 1.5 \cdot 10^{-45} \left( \gamma n_e [\text{cm}^{-3}] r_0 [\mu\text{m}] \right)^2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}. \quad (1.6)$$

Среднее количество фотонов энергией  $\hbar\omega_c$ , испускаемое электроном, есть

$$\langle N_{ph} \rangle \approx \hbar\omega_c[\text{keV}] = \frac{4\pi e^2}{9 \hbar c} N_b K \approx 1.02 \times 10^{-2} N_b K. \quad (1.7)$$

Из соотношения (1.5) следует, что излучаемая мощность пропорциональна квадрату ионной плотности в канале, что подтверждается в экспериментах.

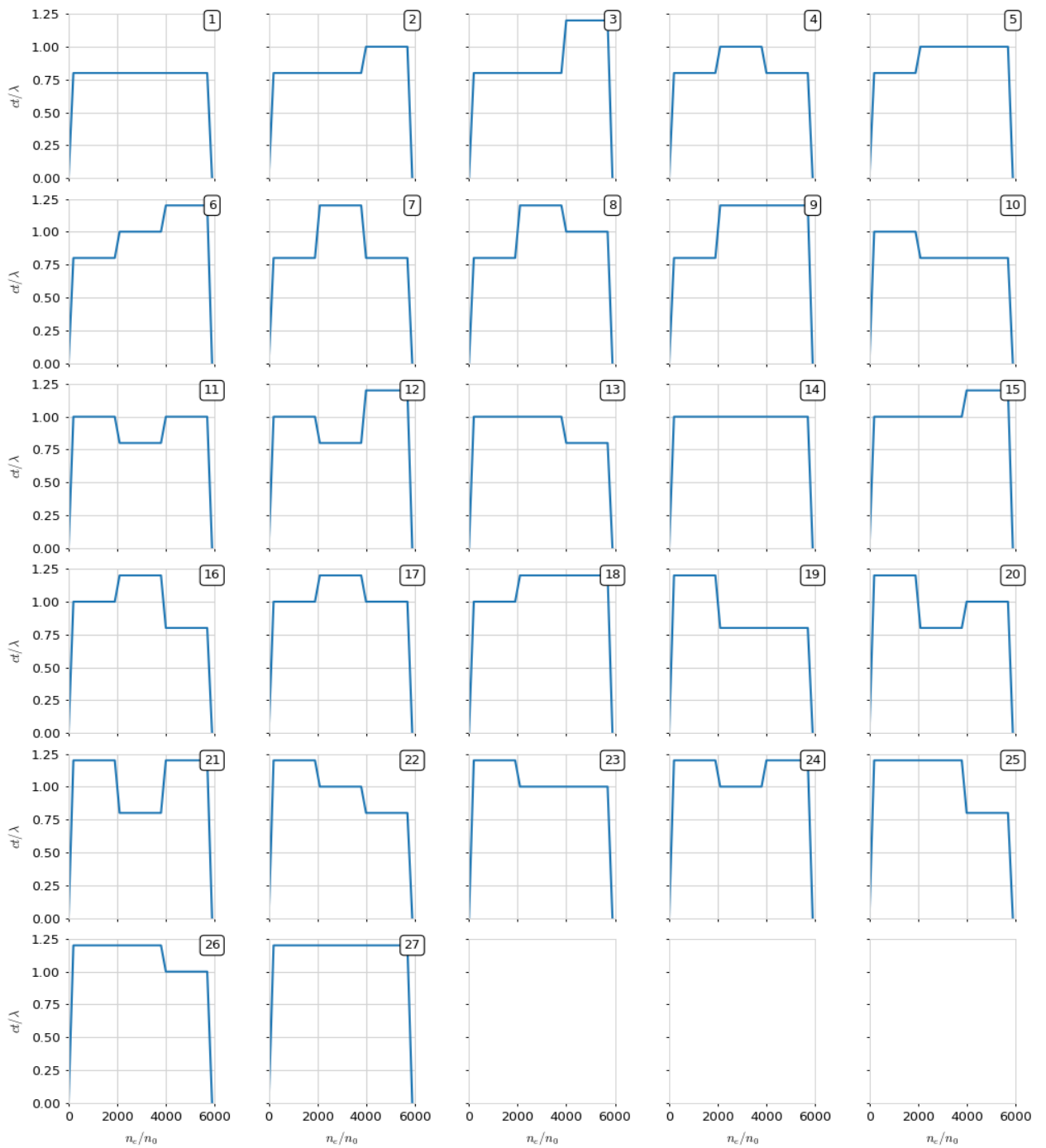


Рисунок 1.2 – Профили электронной плотности плазмы в газовой ячейке относительно плотности  $n_0 = 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  в проведенной серии моделирования. Номер моделирования указан в правом верхнем углу панелей

В настоящее время большие усилия исследователей направлены на оптимизацию и управление параметрами бетатронного излучения. Это можно сделать, варьируя характеристики лазерного импульса и мишени. Действительно, рост мощности лазерного импульса приводит к генерации более яркого, жесткого и коллимированного бетатронного излучения [52]. Более перспективный и дешевый способ оптимизации связан с

конфигурированием лазерной мишени. В работе [53] исследовалось влияние продольного и поперечного градиента плазмы на мощность бетатронного излучения. Показано, что монотонно возрастающий продольный градиент плазмы, а также резкий поперечный градиент приводит к увеличению потока фотонов.

На начальном этапе лазерно-плазменных экспериментов по генерации бетатронного излучения в качестве лазерной мишени использовались газовые струи. Газовые струи не позволяют работать в режиме больших трасс распространения лазерного импульса, а также создавать произвольные профили плазмы. В последнее время исследуется возможность применения газовых ячеек [54]. С помощью многосекционных газовых ячеек можно формировать сложные, в том числе немонотонные профили плазмы. В рамках проекта исследовалось возможность создание оптимальных профилей плазмы для повышения эффективности генерации бетатронного излучения для параметров лазерной системы PEARL.

Для оптимизации выхода бетатронного излучения, генерируемого в лазерно-плазменном ускорителе, было проведено моделирование для различных параметров плазменной мишени. Плазменная мишень – газовая ячейка – может быть сделана трехсекционной, что позволит сделать ступенчатый профиль плотности плазмы на пути следования лазерного импульса. Было проведено 27 моделирований, профиль плотности в них показан на рисунке 1.2. Параметры лазерного импульса от моделирования к моделированию не менялись: длина волны  $\lambda=0.91$  мкм, энергия в импульсе 40 Дж, длительность импульса 60 фс, поперечный размер 16 мкм. Длина секций плазменной ячейки составляла 2000 лазерных длин волн, таким образом общая длина распространения лазерного импульса в плазме равнялась  $6000 \lambda$ . Плотность плазмы в секциях варьировалась от 0.8 до 1.2 от базовой плотности  $n_0 = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

При проведении моделирования вычислялся спектр всех жестких фотонов, испущенных на трассе распространения лазерного импульса. Несмотря на незначительные различия в плотности, динамика лазерного импульса, захват и ускорение электронов, а также генерация ими бетатронного излучения существенно отличаются для разных профилей плотности плазмы. Для более подробного излучения мы выделили несколько характерных профилей плазмы в газовой ячейке (см. рисунок 1.3). Поэтому существенно варьируются и спектры излученных фотонов, для части симуляций они показаны на рисунках 1.4 и 1.5. Наиболее оптимальными для генерации фотонов в диапазоне энергий 0.1 – 1 МэВ оказываются параметры моделирования 9: относительно низкая плотность в первой секции и высокая плотность в последующих двух секциях.



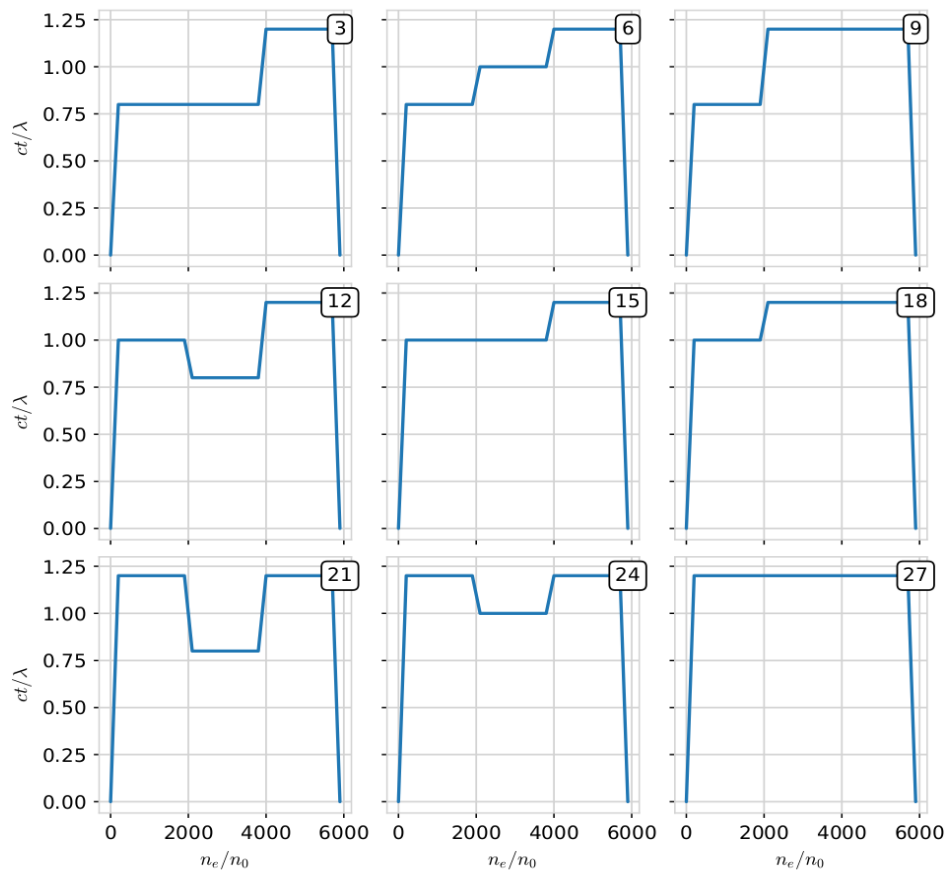


Рисунок 1.3 – Избранные профили электронной плотности плазмы в газовой ячейке относительно плотности  $n_0 = 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  в проведенной серии моделирований. Номер моделирования указан в правом верхнем углу панелей

Для того, чтобы выяснить, почему параметры моделирования 9 оказались оптимальны, рассмотрим более подробно достаточно близкие по параметрам моделирования с номерами 6, 15 и 18 (см. рисунок 1.4). В этих моделированиях, как и в моделировании 9, в последней секции плотность максимальна, а в первой и второй секциях плотности варьируется. Как видно из рисунка 1.5, после первых двух плазменных секций спектры отличаются, в основном, амплитудой, при этом общая энергия излученных фотонов максимальна в моделировании 18, в котором из рассматриваемых моделирований плотность в первых двух секциях максимальна. Однако в третьей секции в моделировании 9 излучается большое число фотонов, в том числе с большими энергиями, в то время как в моделировании 18 в третьей секции количество излученных фотонов существенно меньше. Из-за этого спектр фотонов, излученных на всей трассе, оказывается существенно выше в моделировании 9, чем в моделировании 18.

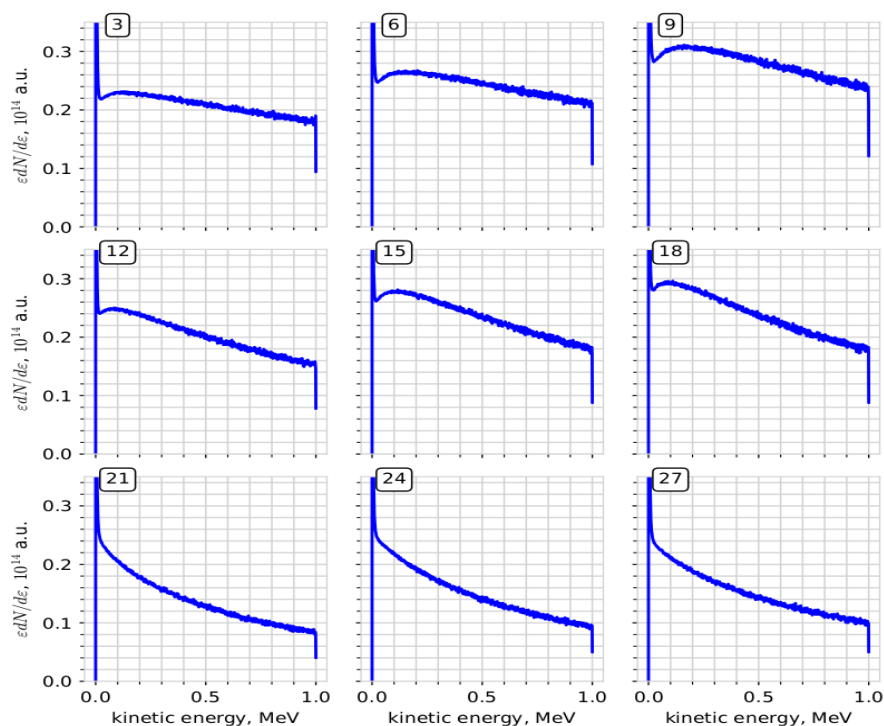


Рисунок 1.4 – Спектры фотонов, сгенерированных за всё время прохождения лазерного импульса сквозь плазменную мишень ( $ct/\lambda=5900$ ). Номер моделирования указан в правом верхнем углу панелей

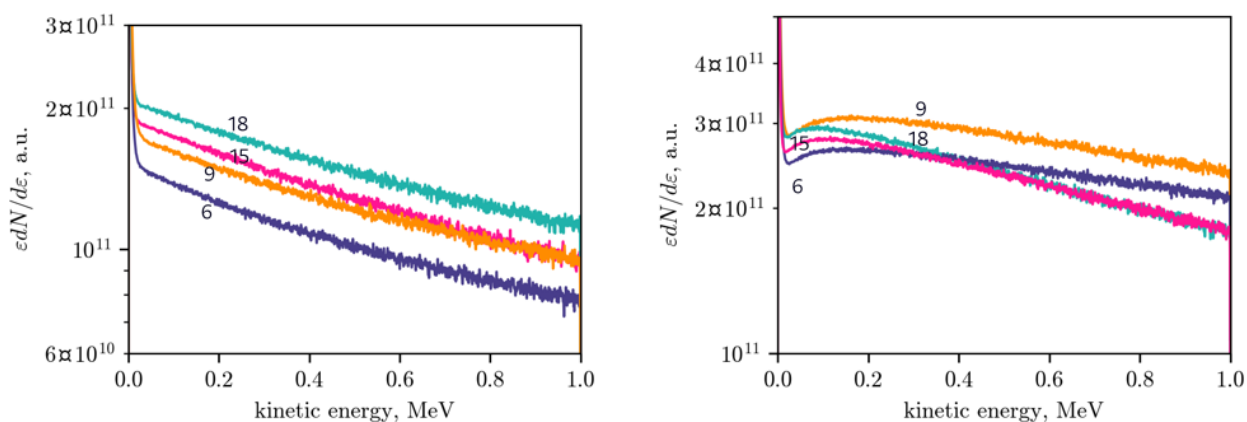


Рисунок 1.5 – Спектры фотонов к концу второй плазменной секции (левая панель,  $ct/\lambda=4000$ ) и в конце третьей плазменной секции (правая панель,  $ct/\lambda=5900$ ). Номер моделирования указан рядом с кривыми

Такое поведение спектров легко понять, рассмотрев распределение плотности плазмы и электромагнитной энергии после второй секции (рисунок 1.6). Из-за того, что на начальном этапе в моделировании 18 плотность велика, лазерный импульс истощается к концу второй секции. Из-за этого плазменная полость оказывается небольшой, и в третьей секции электроны не ускоряются. Вероятность излучения жестких фотонов существенно зависит как от энергии электронов, так и от поперечных полей, в которых движутся

электроны. В третьей секции моделирования 18 и энергия электронов, и поля, в которых они движутся, оказываются не максимальны.

В моделировании 9, благодаря относительно небольшой плотности плазмы в первой секции газовой ячейки, лазерный импульс не успевает полностью истощиться в последующих двух секциях, несмотря на большую плотность в них. Как видно из рисунка 1.6, к концу второй секции сохраняется большая плазменная полость. Очевидно, её поля гораздо больше полей в полости, формирующейся в моделировании 18. Энергия, набираемая электронами, также максимальна в моделировании 9. Всё это приводит к тому, что в последней плазменной секции газовой ячейки в моделировании 9 происходит эффективная конверсия энергии электронов в энергию жёстких фотонов, и параметры моделирования 9 дают максимальную эффективность такой конверсии.

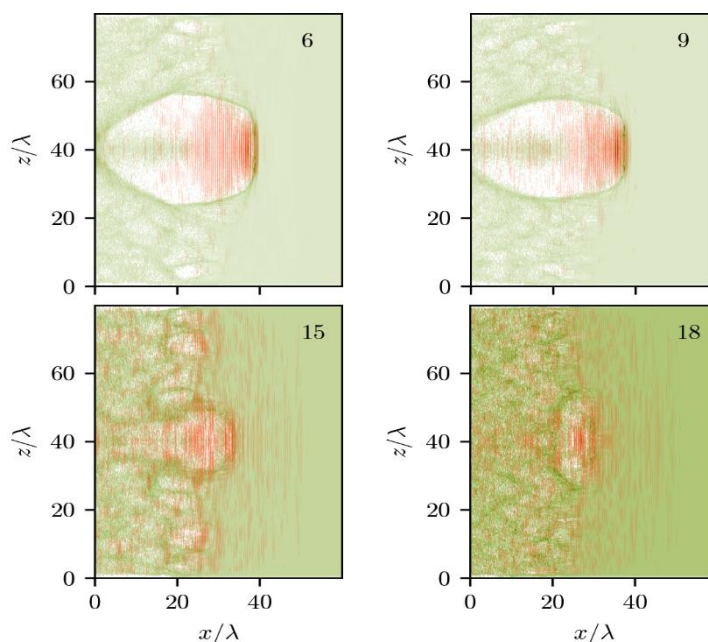


Рисунок 1.6 – Плотность плазмы (зелёным) и плотность электромагнитной энергии (красным) в конце второй плазменной секции ( $ct/\lambda=4000$ ). Номер моделирования указан в правом верхнем углу каждой панели

Таким образом, найдена оптимальная конфигурация плазменной ячейки для генерации фотонов в диапазоне энергий 0.1-1 МэВ. Анализ процесса ускорения электронов и генерации фотонов показывает, что в данной конфигурации на первом этапе происходит эффективное ускорение электронов, однако лазерной энергии достаточно для того, чтобы на последнем этапе поддерживать сильные плазменные поля, в которых происходит эффективная конверсия энергии электронов в энергию жестких фотонов. Стоит отметить, что количественные различия спектров для разных параметров газовой ячейки становятся более значительными, если рассматривать фотоны с ещё большей энергией (например, более 1 МэВ).

Был рассмотрен также альтернативный метод генерации пучков фотонов в диапазоне до нескольких сотен кэВ на основе обратного комптоновского рассеяния. При энергии электронов порядка 10—100 МэВ и интенсивности излучения порядка  $10^{20}$ — $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> этот метод позволяет генерировать фотоны с энергиями до 1000 кэВ. Для увеличения яркости источника в рамках рассматриваемого метода предлагается использовать мишени повышенной, околоритической, плотности, что позволяет увеличить количество энергичных электронов. Для упрощения схемы предполагается, что рассеяние будет испытывать тот же импульс, что и генерирует пучок электронов. Для этого позади мишени размещается зеркало, отражающее прошедший импульс.

Взаимодействие интенсивного лазерного импульса с мишенью проводилось численно методом частиц в ячейках с использованием программного пакета PICADOR [55]. Моделирование проводилось в двумерной геометрии. Длина коробки равнялась 25 мкм, ширина коробки составляла 20 мкм. Шаг сетки составлял 0,0125 мкм по оси  $x$  и 0,1 мкм по оси  $y$ . Время расчета составляло сотни фс в зависимости от толщины мишени, шаг по времени составлял 0,02 фс. Граничные условия были поглощающими по координате  $x$  и периодическими по  $y$ . Количество частиц в ячейке в начальный момент времени составляло 100. Импульс имел гауссову огибающую по всем координатам и циркулярную поляризацию. Он падал на мишень слева по нормали к поверхности и фокусировался в пятно диаметром 5 мкм по половинному уровню. Длительность импульса составляла 11 фс. Мощность импульса соответствовала 150 ТВт, а длина волны составляла 800 нм.

Вначале был изучен механизм просветления, найдены оптимальные параметры взаимодействия для получения большего числа ускоренных электронов, а также изучен характер движения отдельных электронов при взаимодействии.

На рисунке 1.7 показан моментальный снимок распределения электронов в плоскости  $xu$  при нормальном падении лазерного излучения на мишень слева. Плотность плазмы и толщина мишени подобраны таким образом, что происходит релятивистски индуцированное просветление мишени. В результате часть электронов оказывается вырванной из мишени силами пондеромоторного давления импульса. Эти электроны, однако, летят со скоростью, близкой к скорости света, а значит, лазерный импульс не успеет обогнать их до зеркала. Следовательно, обратное комптоновское рассеяние может быть организовано только на последующих пучках ультрарелятивистских электронов. Стрелка на рисунке указывает второй пучок электронов, который будет генерировать рентгеновское излучение.

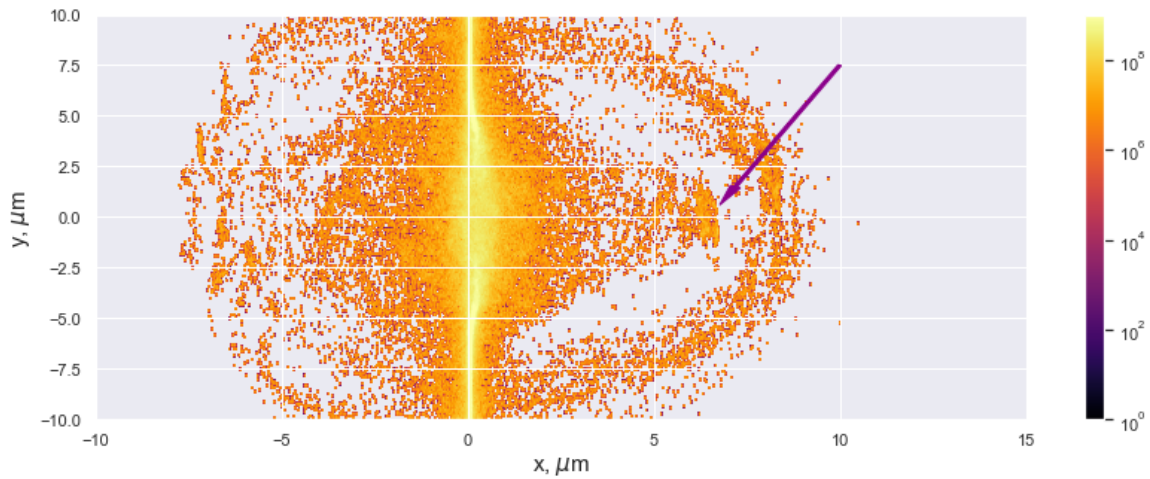


Рисунок 1.7 – Пространственное распределение электронной концентрации после прохождения лазерного импульса сквозь мишень

Было проведено исследование зависимости числа электронов с высокой энергии в таких сгустках от параметров взаимодействия. На рисунке 1.8 показаны эти зависимости от толщины мишени  $l$  и её плотности  $n_0 = e^2 N_e / \epsilon_0 m_e \omega^2$  ( $N_e$  – концентрация электронов в невозмущённой мишени,  $e$  – элементарный заряд,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $m_e$  – масса электрона,  $\omega$  – частота лазерного импульса). Просветление слоя должно наблюдаться в случае толщины мишени меньше критического значения:  $l^* = n_0 a_0 / k_0$  ( $a_0 = eE / m_e c \omega$ , где  $E$  – амплитуда электрического поля в импульсе). При этом значении толщины сравнивается пондеромоторное давление импульса и максимально достижимое в плазменном слое натяжение электростатического поля. Зависимость  $l^*(n_0)$  нанесена белым цветом. Видно, что при толщинах выше критической генерация частиц с энергией выше 30 МэВ, фактически, отсутствует. Это объясняется тем, что в отсутствии просветления мишени электроны не могут набрать энергию, превышающую энергию их осцилляций в лазерном поле. В нашем случае эта энергия составляла порядка 20 МэВ.

Также на рисунке 1.8 нанесена кривая  $\alpha l^*(n_0)$ , наилучшим образом проходящая через максимум генерации энергичных электронов. Параметр  $\alpha$  оказался равным 0,5. Таким образом, наибольшее количество электронов генерируется при толщине мишени в два раза ниже критической. Можно было бы ожидать, что поскольку величина  $n_0 l$  не меняется вдоль этой кривой, то общее количество сгенерированных энергичных электронов тоже не будет зависеть от плотности плазмы, однако, как видно из рисунка 1.8, это не так. Имеется оптимум вблизи  $n_0 = 40 - 70$ , при котором количество сгенерированных энергичных электронов максимально.

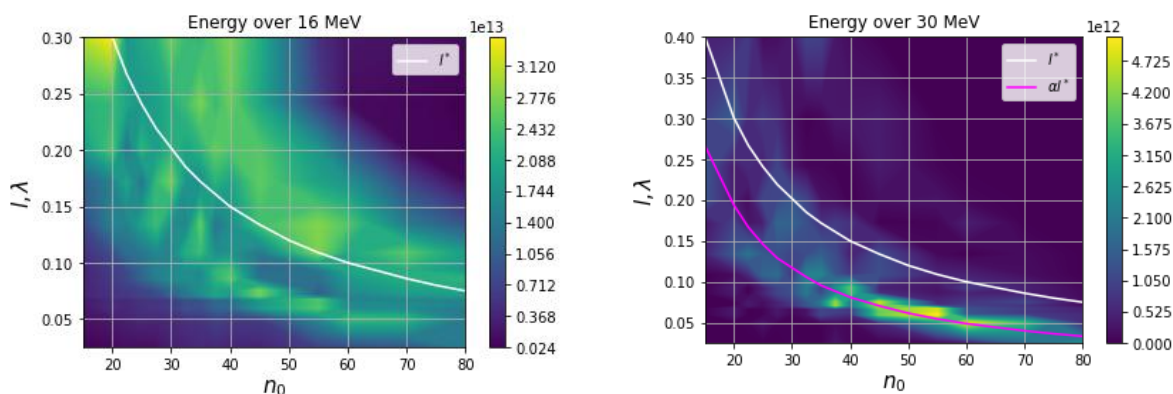


Рисунок 1.8 – Зависимость количества сгенерированных электронов с энергией выше 16 МэВ (слева) и 30 МэВ (справа) от плотности мишени и её толщины

Динамика ускоренных электронов была проанализирована на основе траекторий тестовых электронов. Случайным образом выбирался один тестовый электрон из каждой ячейки-мишени, а затем регистрировалось его положение в плоскости  $xu$  в каждый момент времени. На рисунке 1.9 показаны примеры траекторий тестовых электронов, ускоренных до значительной энергии. Цвет показывает продольный импульс.

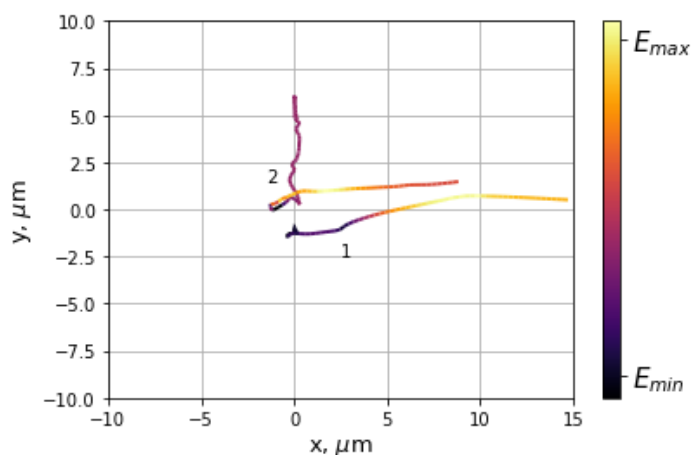


Рисунок 1.9 – Характерные траектории электронов, ускоренных до значительных энергий

Траектория 1 соответствует частице, ускоренной фронтом лазерного импульса. Траектория 2 характерна для электронов из последующих пучков. Эти частицы сначала совершают колебания в плазменном слое мишени, и только затем выходят из плазменного слоя. Кроме того, электрон, соответствующий траектории 1, постепенно набирает энергию, двигаясь с фронтом импульса. Тогда как электрон, соответствующий траектории 2, покидает плазму уже с высокой энергией, набрав ее в процессе колебаний, и теряет энергию при движении в направлении оси  $x$ .

Рассмотрим теперь схему обратного рассеяния Комптона. Для реализации источника Комптона в систему было добавлено непрозрачное зеркало позади мишени

(рисунок 1.10). Такая организация комптоновского рассеяния с использованием того же лазерного импульса, который сгенерировал ускоренный пучок электронов, была впервые предложена в [56, 57].

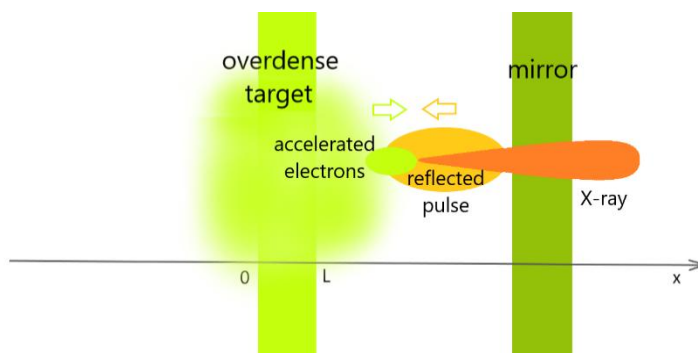


Рисунок 1.10 – Схема предлагаемого комптоновского источника

На рисунке 1.11 приведены портреты фазового пространства для фотонов (синий) и электронов (пурпурный). Видно, что пучок сгенерированных фотонов пространственно совпадает с положением последующих пучков электронов, в то время как электроны, ускоренные фронтом лазерного импульса, фотонов не генерируют, как это и ожидалось. Энергия электронов достигает 100 МэВ для наших параметров, что в несколько раз превышает пондеромоторную энергию. Это связано с тем, что их ускорение происходит в плазменных полях, а не непосредственно лазерным импульсом. Энергия отдельных сгенерированных фотонов при этом достигает 2500 кэВ, однако основная их часть лежит в диапазоне около 100 кэВ.

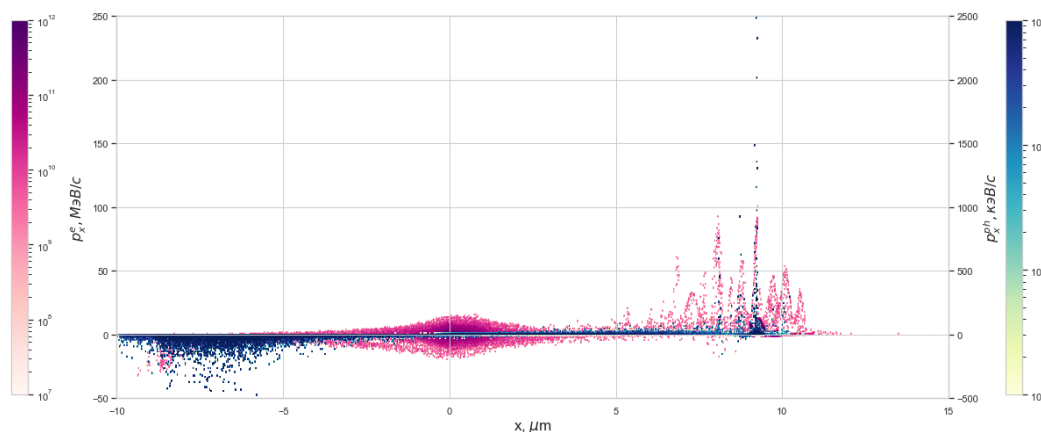


Рисунок 1.11 – Фазовые портреты электронов и фотонов, полученные в результате численного моделирования

На рисунке 1.12 приведён спектр сгенерированных фотонов. Мы наблюдаем широкий спектр фотонов как следствие широкого спектра электронов. Такой вид спектра является существенным недостатком схемы. При этом, однако, яркость источника

значительно превышает яркость аналогичных бетатронных источников. Для фотонов с энергией выше 10 кэВ получена яркость на уровне  $10^8$  фотонов/с на 0,1% ширины спектра, в то время как для бетатронных источников в диапазоне 10—100 кэВ характерна яркость на уровне  $10^5$ — $10^6$  фотонов/с на 0,1% ширины спектра [58].

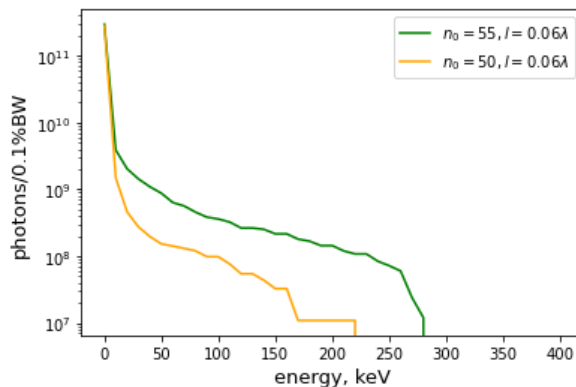


Рисунок 1.12 – Спектр сгенерированных фотонов для двух значений параметров

Таким образом, нами была проанализирована схема комптоновского источника на основе взаимодействия интенсивного лазерного импульса с тонкой мишенью околоскритической плотности. Показано, что при просветлении мишени генерируются пучки электронов, ускоренных плазменными полями позади фронта лазерного импульса. При отражении прошедшего лазерного импульса от находящегося позади основной мишени зеркала происходит его рассеяния на этих электронах, сопровождающееся генерацией большого количества фотонов с энергиями до нескольких сотне кэВ. Яркость предлагаемого источника может на 2—3 порядка превышать яркость бетатронных источников при тех же параметрах лазерного импульса.



## 2 Экспериментальное исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до $10^{20}$ Вт/см<sup>2</sup>

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

### 2.1 Введение

Лазерные системы ПВТ класса мощности, которые могут генерировать субпикосекундные и фемтосекундные импульсы, сфокусированные до ультрарелятивистской интенсивности, являются хорошими кандидатами для создания сильноточных пучков ультрарелятивистских электронов в протяженной плазме с плотностью, близкой к критической [59-61]. На данном этапе работы было проведено трехмерное численное моделирование методом частица-в-ячейке (PIC) взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения (интенсивностью  $10^{18}$ - $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) с газовыми струями (плотность газа  $10^{18}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup>).

Параметры моделирования выбирались совпадающими с планируемыми на следующем этапе экспериментами на лазерной установке PEARL [62]. Для расчетов использовался PIC код EPOCH [63] с модулем столкновительной и полевой ионизации, а также расчетом рентгеновского излучения. Тормозное излучение в данном коде моделируется с использованием метода Монте-Карло по сечениям упругого и неупругого рассеяния [64]. Квантовые эффекты, рождение электрон-позитронных пар и синхротронное излучение в коде EPOCH моделируется методами квантовой электродинамики также с использованием метода Монте-Карло [65, 66]. Длина волны лазерного излучения 0,9 мкм, пространственное распределение лазерного импульса было гауссовым, во времени использовался супергаусс 3го порядка с шириной 45 фс. Область моделирования имела длину 25 мкм вдоль оси распространения лазерного импульса (ось X) и 6 мкм по двум другим осям (Y и Z). Размеры ячеек: 50×50×50 нм.

На предыдущем этапе была численно исследована зависимость эффективности ускорения электронов в линейном режиме возбуждения кильватерной волны: интенсивность лазерного импульса составляла  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительностью 45 фс в диапазоне электронных плотностей  $n_e = 10^{17}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Было показано, что с ростом плотности также растет и эффективность конверсии в горячие электроны, а энергия отсечки электронов перестает возрастать при  $n_e \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Также, при  $n_e \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup> начинало возникать явление самомодуляции [67-70]. **Ошибка! Источник ссылки не найден.**: при длине лазерного импульса  $L > \lambda_p$  и интенсивности, достаточной для релятивистской самофокусировки 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.

На текущем этапе исследование характеристик излучения твердотельного конвертора проводилось в два этапа. На первом (предварительном) проведены работы по определению характеристик газовой мишени, используемой в качестве источника LWFA электронов. Вторым этапом состоял экспериментальная серия выстрелов на субпетаваттном лазерном комплексе с целью регистрации энергетических спектров тормозного рентгеновского излучения, генерируемого конвертором при воздействии LWFA-электронов.

## **2.2 Численное исследование спектра и углового распределения электронов и рентгеновских фотонов от плотности газа и лазерной интенсивности**

### **2.2.1 Влияние лазерного предимпульса**

Когда лазерный импульс взаимодействует с предварительно неионизованным газом, может возникнуть его дефокусировка, поскольку концентрация образующихся электронов зависит от интенсивности импульса, основная часть которой сконцентрирована в пятне импульса [71], что приводит к падению эффективности ускорения электронов. Для оценки влияния этого эффекта было проведено сравнение прохождения лазерного импульса через газовую струю, содержащую только нейтральные атомы аргона с плотностью  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , и содержащую только атомы  $\text{Ar}^{+16}$  (He-подобные ионы). Диаметр лазерного пятна в точке фокусировки составлял 2 мкм (релеевская длина  $\approx 4 \text{ мкм}$ )  $\text{Ar}^{+16}$  был выбран из следующих соображений: из численных расчетов видно, что за счет полевой ионизации передний фронт лазерного импульса с интенсивностью  $10^{20} \text{ Вт/см}^2$  ионизует аргон как раз до средней степени ионизации +16, и основная часть импульса распространяется уже в ионизованной плазме. Полученный электронный спектр для различных углов разлета электронов через 100 фс. взаимодействия лазерного импульса с газовой струей приведён на рисунке 2.1. На рисунке 2.2 приведено угловое распределение для электронов с энергией  $> 1 \text{ МэВ}$ .

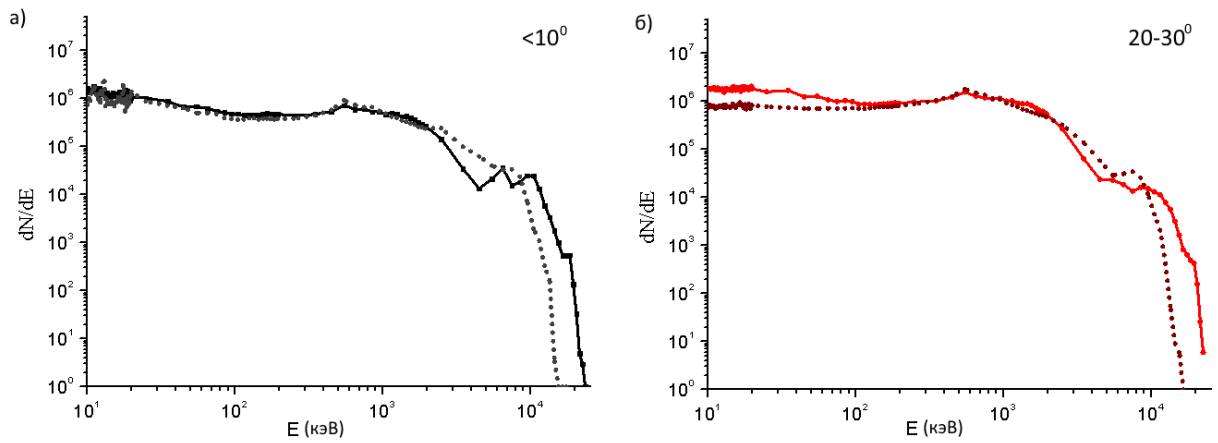


Рисунок 2.1 – спектр электронов для ионов  $\text{Ar}^{+16}$  (сплошная линия) и нейтрального газа (пунктирные точки). А) – электроны, попадающие в пространственный конус с раствором  $\theta < 10^0$ ; б) электроны, попадающие в конус с раствором  $10^0 < \theta < 30^0$ , где  $\theta$  – отклонение импульса электрона от оси распространения лазерного импульса

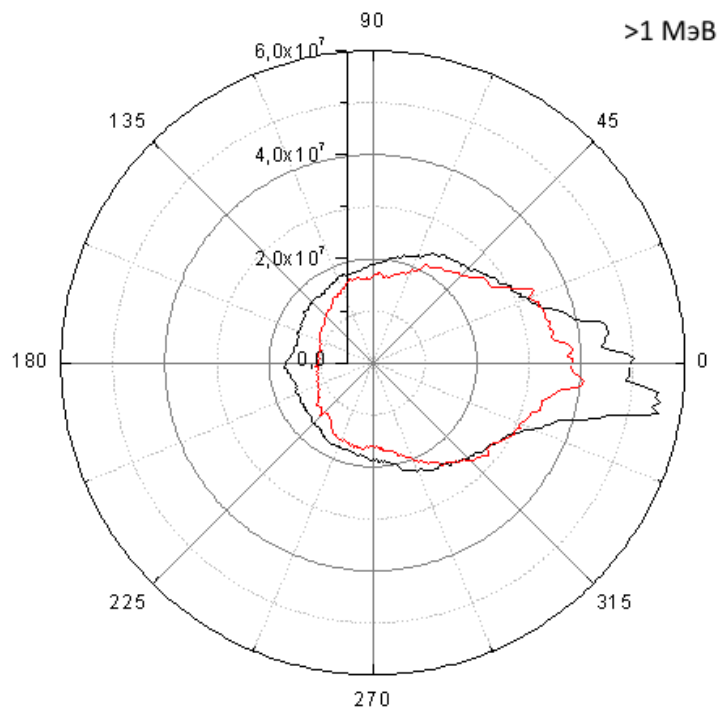


Рисунок 2.2 – угловое распределение электронов с энергией выше 1 МэВ. Красная линия соответствует случаю предварительно ионизованного газа, черная – нейтральному

Из рисунка 2.1 видно, что электронные спектры хорошо совпадают до  $\approx 2$  МэВ, выше по энергии начинаются небольшие расхождения. главное отличие: энергия отсечки для нейтрального газа составила 16,5 МэВ, а для изначально ионизованного 23 МэВ. Отсюда можно сделать вывод: наличие лазерного предимпульса, ионизиющего газ перед приходом основного импульса в целом повышает эффективность ускорения электронов.

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

Как показано в работах [72**Ошибка! Источник ссылки не найден.**, 73], лазерные импульсы с малой безразмерной амплитудой  $a < 1$ , где  $a = eE_L/(m_e c \omega)$ , где  $E_L$  – амплитуда напряженности электрического поля, возбуждают кильватерную волну в линейном режиме. В работах [72-75] показано, что в данном случае максимальная амплитуда кильватерной волны (и соответственно максимальное ускорение электронов) возникает при длительности импульса  $c\tau_L \approx \lambda_p/2$  ( $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$  – плазменная длина волны) и достаточно сильно зависит от формы импульса. В нелинейном режиме генерации кильватерной волны при  $a > 1$  достигается при длительности импульса

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

где  $\lambda_{Np}$  длина нелинейной волны [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**].

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

Здесь  $E_{max}$  – максимальная амплитуда плазменной волны,  $E_0 = (m_e \cdot c \cdot \omega_p)/e$  – так называемый холодный предел опрокидывания [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**]. В данном отчете мы рассматриваем лазерную интенсивность  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, и, соответственно,  $a \sim 7 \gg 1$ . Это соответствует нелинейному режиму генерации кильватерной волны, для которого можно записать [76**Ошибка! Источник ссылки не найден.**]

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

Подставив 2.3 и 2.2 в 2.1, и учтя, что плазменная частота  $\omega_p = (4\pi N_e \cdot e^2/m_e)^{1/2}$ , можно найти связь электронной плотности  $N_e = \omega_p^2 m_e / 4\pi e^2$ , с оптимальной длительностью лазерного импульса  $\tau_{opt}$ . Для диапазона плотности газовой струи в диапазоне  $10^{18}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и средней степени ионизации  $Z = 15$   $\tau_{opt}$  приведена в таблице 2.1.

При достаточной мощности короткий лазерный импульс действием пондеромоторной силы может полностью вытеснить все электроны с оси распространения. При этом после опрокидывания кильватерная волна генерируется в режиме плазменной полости (в режиме кавитации или пузыря). Как это было показано аналитически и численно, плазменные полости могут образовываться как для длинных импульсов  $L > \lambda_p$ , так и для коротких  $L \sim \lambda_p$ . Для коротких импульсов и релятивистских амплитуд  $a \gg 1$  режим пузыря изучался в работу [78]. Было показано, что оптимальное ускорение возникает при радиусе пучка  $k_p r_L \approx a^{1/2}$  и длительности  $L < r_L$ , а мощность импульса при этом должна превышать порог:

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

В нашем случае ( $\tau_L = 45$  фс,  $\lambda = 0,9$  мкм, энергия на мишени  $\sim 20$  Дж.)  $P_{bubble} \approx 1,5 \cdot 10^{12}$  Вт, а лазерная мощность установки PEARL  $P_L \approx 0,46 \cdot 10^{15}$  Вт, т.е. порог кавитации превышен примерно на 2 порядка, что теоретически делает возможным ускорение электронов в режиме плазменной полости. Длительности импульса в 45 фс соответствует длина в 13,5 мкм, соответственно оптимальный радиус фокусировки  $r_L \geq 14$  мкм. Это соответствует площади пятна  $S \approx 307$  мкм<sup>2</sup> и лазерной интенсивности  $\approx 1,5 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Оптимальная плазменная длина волны  $\approx 5,3$  мкм и соответствующая ей электронная плотность  $n_e \approx 4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>

На текущем этапе мы исследуем режим кильватерного ускорения в нелинейном режиме  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a \approx 7$ ) и используя данные с предыдущего этапа, ограничиваем себя рассмотрением электронных плотностей  $10^{19} - 10^{21}$  см<sup>-3</sup> (соответствуют плотности газовой струи  $10^{18} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup> при  $Z = 15$ ). В численном расчете лазерный импульс фокусировался в пятно диаметром 10 мкм (рэлевская длина  $Z_R \approx 100$  мкм). Точка фокуса лежала на 100 мкм в глубине газовой струи. В качестве мишени использовался нейтральный аргон. Максимально достижимая энергия электронов ( $E_{max}$ ), оптимальная длительность лазерного импульса  $\tau_{opt}$ , оцененная по формуле (2.1), а также коэффициент конверсии лазерной энергии в электроны с энергией выше 1 МэВ ( $\kappa$ ) приведены в таблице 2.1.  $\kappa_{10^\circ}$  – коэффициент конверсии, который учитывает электроны, летящие в телесный угол  $\Omega < 10^\circ$ . Электронный спектр приведен на рис 2.3, а угловое распределение для электронов с энергией  $> 1$  МэВ на рисунке 2.4.

Таблица 2.1 – зависимость энергии отсечки электронов ( $E_{max}$ ), коэффициента конверсии в электроны с энергией  $> 1$  МэВ ( $\kappa$ ), электронов, распространяющихся в телесный угол  $10^\circ$  ( $\kappa_{10^\circ}$ ) и оптимальной длина лазерного импульса  $\tau_{opt}$  от плотности газовой струи

Плотность [см-3]	$\kappa$	$\kappa_{10^\circ}$	$E_{max}$ [МэВ]	$\tau_{opt}$ [фс.]
$10^{20}$	0,4865	0,037	24	5
$10^{19}$	0,13	0,087	80	17
$10^{18}$	0,091	0,016	150	55

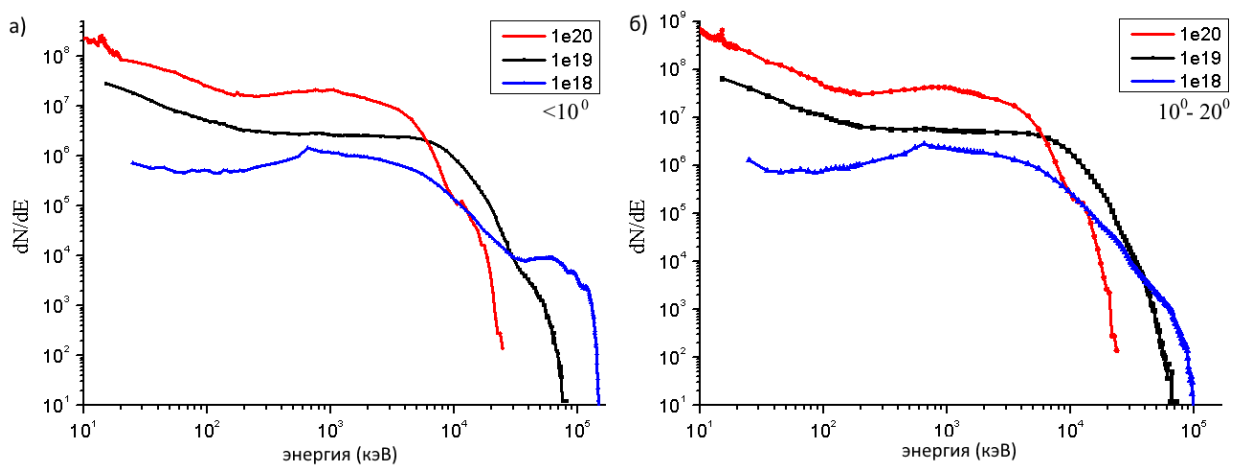


Рисунок 2.3 – спектр электронов, распространяющихся в телесный угол  $10^0$  (а) и в телесный угол  $30^0$  (б). Красная линия соответствует плотности  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , черная –  $10^{19}$ , синяя  $10^{18}$

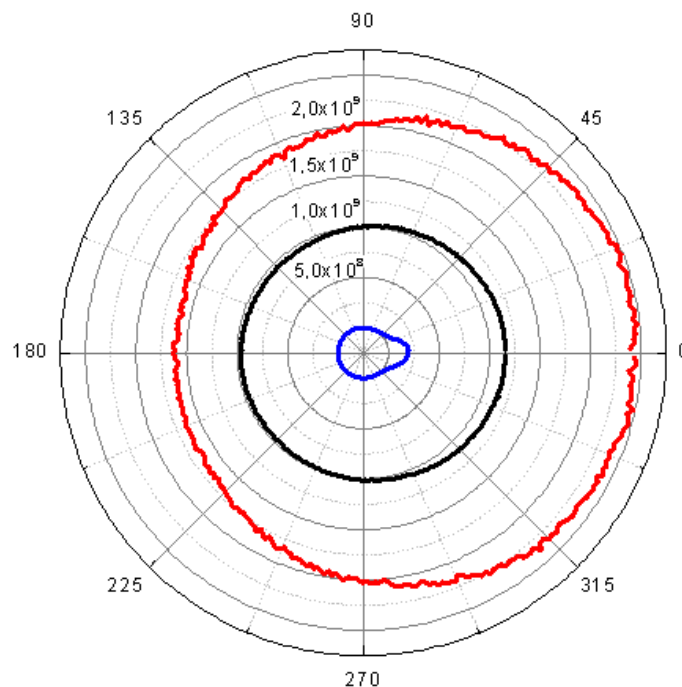


Рисунок 2.4 – угловое распределение для электронов с энергией  $> 1 \text{ МэВ}$ . Красная линия соответствует плотности  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , черная –  $10^{19}$ , синяя  $10^{18}$

Из рисунка 2.3 видно, что максимум энергии электронов  $\approx 155 \text{ МэВ}$  возникает при плотности атомов аргона порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (и электронной плотности  $1.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  соответственно). В данном случае реализуется механизм кильватерного ускорения, максимум энергии электронов достигается через примерно  $400 \text{ мкм}$  распространения лазерного импульса в газе. Дальше импульс истощается, и энергия отсечки электронов перестает расти. С ростом плотности эффективность кильватерного ускорения падает, так для ионной плотности  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (черная линия на рисунках 3 и 4) лазерный импульс ослаб в 10 раз на расстоянии в  $150 \text{ мкм}$ , а для плотности  $10^{20}$  лазерный импульс частично

поглотился, частично рассеялся уже через 15 мкм. С другой стороны, из-за возросшей плотности растет число ускоренных электронов. Здесь также нужно отметить, что для используемой лазерной длины волны  $\lambda = 0,8$  мкм критическая плотность  $n_{cr} \approx 1.7 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. При ионной плотности 1020 получаемая электронная плотность  $n_e \approx 1.5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> все еще ниже критической, но возникающие локальные возмущения электронной плотности (особенно в центре лазерного пучка, где из численного расчета видно присутствие некоторого количества ионов  $Ar^{+17}$  и  $Ar^{+18}$ ) превышают критическую плотность, что приводит к быстрому рассеиванию лазерного импульса.

Таким образом, мы видим, что с увеличением электронной плотности  $n_e \geq 10^{20}$  – механизм кильватерного ускорения плавно меняется прямое лазерное ускорение электронов (V×V нагрев)

### **2.2.3 Исследование спектра и углового распределения рентгеновского излучения**

В данной работе мы рассматриваем рентгеновское излучение в диапазоне  $> 1$  МэВ. Для расчета используется встроенный в PIC код EPOCH блок расчета рентгеновского излучения [64-66]. Таким образом можно самосогласованно учитывать взаимодействие лазерного импульса и сгенерированного им в аргоновом газе пучка ускоренных электронов с твердотельным конвертором.

Если на пути горячих электронов, рассмотренных в предыдущем пункте, 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  $Z$ .

На рисунке 2.5 приведены спектры рентгеновского излучения при взаимодействии электронов, сгенерированных при прохождении лазерного импульса газа с плотностями  $10^{18}$  и  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> (их электронный спектр изображен на рисунке 2.4) с вольфрамовой и медной фольгой толщиной 5 мкм, расположенной перпендикулярно оси распространения лазерного импульса.

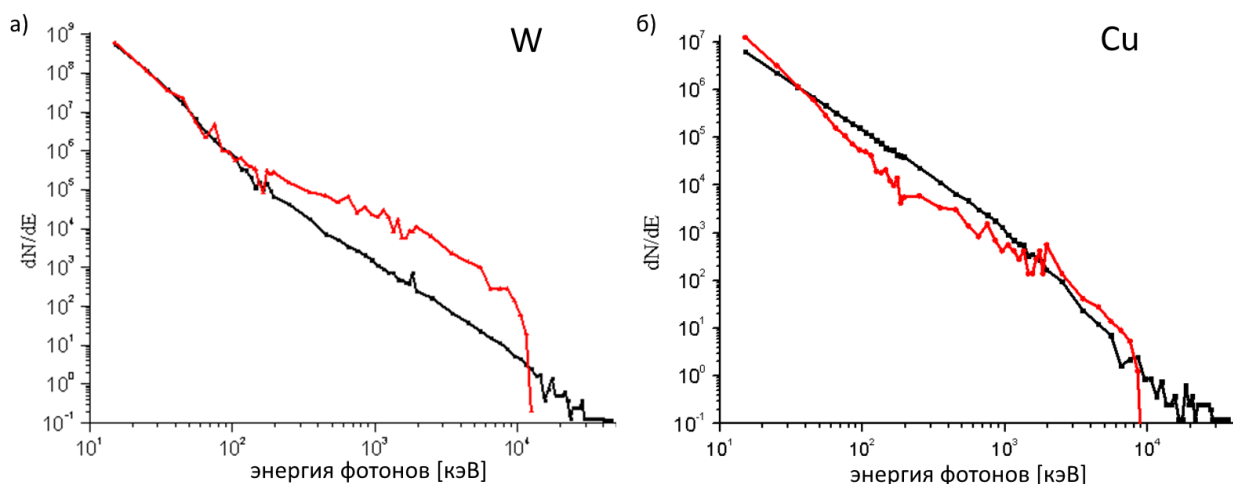


Рисунок 2.5 – спектр фотонов, излученных в телесный угол  $10^0$  по направлению распространения лазерного импульса для вольфрамового конвертера (а) и медного (б). Красная линия соответствует плотности газовой струи  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , черная линия –  $10^{18} \text{ см}^{-3}$

Таблица 2.2 – коэффициент конверсии лазерного излучения в энергию рентгеновских квантов с энергией  $> 1 \text{ МэВ}$ , излученных в телесный угол  $10^0$  по направлению распространения лазерного импульса для вольфрама и меди для различных плотностей газовой струи

Плотность [ $\text{см}^{-3}$ ]	$\kappa_W$	$\kappa_{Cu}$
$10^{20}$	$6.6 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-7}$
$10^{18}$	$7 \times 10^{-7}$	$2.4 \times 10^{-7}$

Из рисунка 2.5 и таблицы 2.2 видно, что коэффициент конверсии в электроны с энергией выше 1 МэВ выше для более высокой плотности  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Также отметим здесь, что коэффициент конверсии в рентгеновское излучение получился достаточно низкий из-за небольшой толщины конвертера (5 мкм в расчете). Используя более толстую фольгу длительность излучения (а с ней и коэффициент конверсии) можно увеличить примерно на порядок.

### 2.3 Калибровочные эксперименты по определению параметров газовой мишени

С целью верификации результатов численного моделирования, описанного в разделе 2.2, проведены экспериментальные исследования характеристик излучения твердотельного конвертера под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до  $10^{20} \text{ Вт/см}^2$ . Работы проводились в два этапа.

На первом из них проведены калибровочные измерения параметров газовой струи, выступавшей в экспериментах в качестве лазерной мишени, формировалась посредством кратковременного напуска рабочего газа в вакуумный объем через коническое сопло с диаметрами входного (критического) и выходного сечений  $d = 2,25 \text{ мм}$  и  $D = 4,1 \text{ мм}$  соответственно. Расстояние между сечениями (высота сопла)  $l = 7,75 \text{ мм}$ . Подача газа



регулировалась при помощи быстрого соленоидного клапана, открывавшегося на несколько мс. В качестве рабочего газа использовался аргон, подаваемый на вход сопла из баллона с редуктором, позволявшим варьировать давление в диапазоне  $0 \leq P \leq 70$  бар.

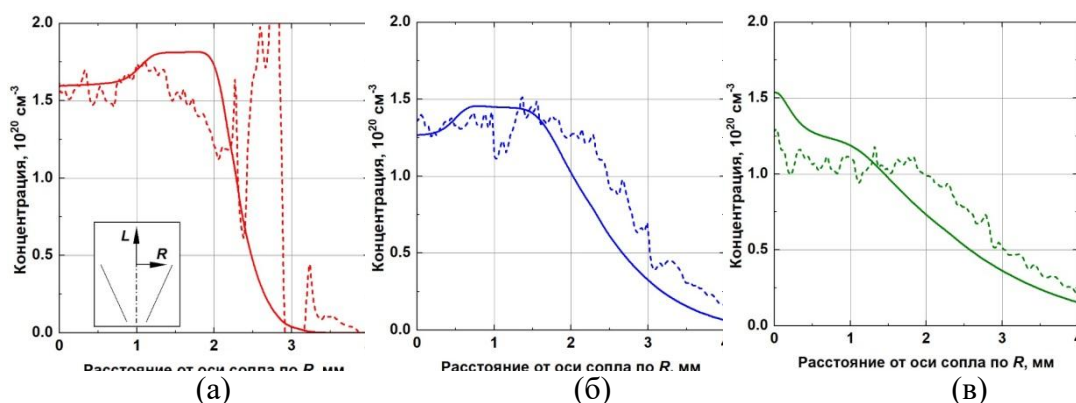


Рисунок 2.6 – теоретические (сплошные линии) и экспериментально измеренные (пунктирные линии) радиальные профили концентрации аргона на расстояниях  $L =$  (а) 1 мм, (б) 3 мм (в) 5 мм от выходного сечения использовавшегося в экспериментах сопла при входном давлении аргона 70 бар

Процесс истечения газа из сопла был численно промоделирован путем решения двумерных уравнения идеальной газодинамики (уравнения Эйлера) в пространственной области, включающей внутреннюю полость сопла и пространство за его выходным сечением. Для этого использовалась технология неструктурированных конформных сеток [79, 80]. Результаты моделирования для  $P = 70$  бар приведены на Рисунке 2.6. Из рисунка видно, что формируемый соплом газовый поток на расстояниях  $L \leq 3$  мм вниз по течению от выходного сечения должен иметь область постоянной концентрации размером  $\approx 4$  мм с характерным значением  $n$ , лежащим в диапазоне  $1-2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Верификации результатов расчета проводилась путем их сравнения с профилями концентрации экспериментально полученными методом интерферометрии. Для его реализации внутри вакуумной камеры был собран интерферометр Маха-Цандера таким образом, чтобы газовый поток находился в одном из его плеч.

Схема эксперимента приведена на рисунке 2.7. Интерферометр состоял из системы транспортных зеркал и делителей пучков. Одно из зеркал было установлено на линейный транслятор с шагом 1 мкм для проведения точной подстройки сигнального и референсного оптических путей с целью повышения резкости регистрируемых интерференционных полос.

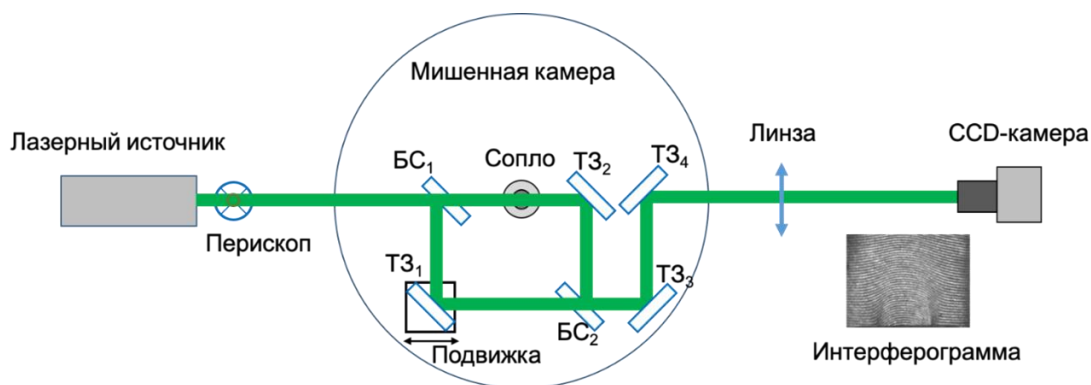


Рисунок 2.7 – схема эксперимента по получению профилей концентрации газовой струи методом интерферометрии

Линза с фокусным расстоянием 60 см обеспечивала перенос изображения из плоскости, в которой лежит ось сопла, на поверхность регистрирующей матрицы ПЗС-камеры. В качестве источника зондирующего лазерного излучения использовался лазер на парах меди, генерирующий оптические импульсы на длине волны 510,6 нм, длительностью 6 нс и с частотой следования 14 кГц ( $\approx 70 \text{ мкс}^{-1}$ ). Время срабатывания ПЗС-камеры было синхронизировано с моментом испускания газа через клапан. Экспозиция камеры составляла 50 мкс, что позволяло регистрировать единичный оптический импульс, следующий из лазерного источника и избегать размытия интерференционной картины. На основании зарегистрированных интерферограмм (пример приведен на рисунке 2.8 (а)) строилась карта фазовых искажений (рисунок 2.8 (б)). Аксиальная симметричность газового потока дает возможность, используя преобразования Абеля, восстановить из карты искажений двумерное распределение концентрации вещества внутри струи (рисунок 2.8 (в)).

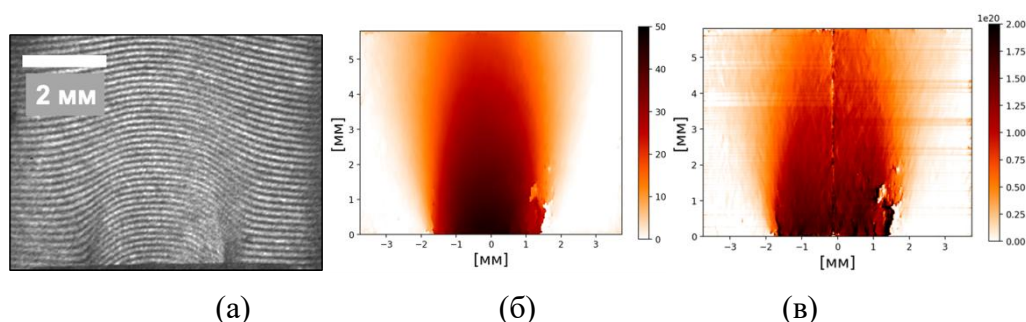


Рисунок 2.8 – интерференционная картина, зарегистрированная при напуске аргона под давлением 70 бар (а), соответствующая карта фазовых искажений (б), восстановленное на ее основе двумерное распределение концентрации аргона внутри струи

Сравнение радиальных профилей, полученных на ее основе, с расчетными приведено на рисунке 2.6. Из рисунка видно, что для всех трех рассмотренных расстояний  $L$  экспериментальные профили находятся в хорошем согласии с теоретически предсказываемым.

#### 2.4 Описание экспериментальной схемы для исследования характеристик излучения твердотельного конвертера под действием LWFA электронов

Схема эксперимента, проведенного в мишенной камере лазерно-плазменного взаимодействия на базе сверхмощного субпетаваттного лазерного комплекса PEARL (ИПФ РАН, Нижний Новгород) представлена на рисунке 2.9.

Мощный ультракороткий лазерный импульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью порядка 60 фс и энергией порядка 10 Дж и диаметром поперечного сечения около 180 мм поступал из оптического компрессора в мишенную камеру, где транспортным зеркалом (ТЗ) заводился на внеосевое параболическое зеркало (ПЗ) с фокусным расстоянием 760 мм и остротой фокусировки  $f/4$  и фокусировался в газовую струю (ГС). Диаметр лазерного пучка в плоскости перетяжки составлял 6 мкм по уровню  $1/e^2$ , что для указанных параметров импульса соответствовало пиковой интенсивности излучения в области взаимодействия порядка  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

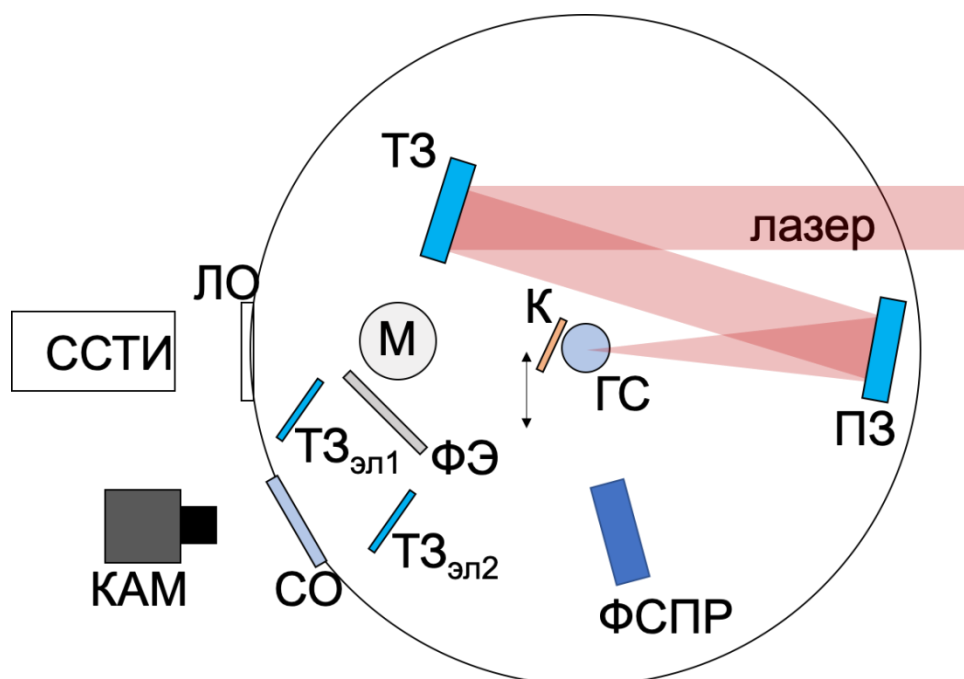


Рисунок 2.9 – схема эксперимента. ТЗ – транспортное зеркало лазерного излучения, ПЗ – фокусирующее параболическое зеркало, ГС – газовое сопло, К –металлический конвертер на моторизованной подвижке, М – магнитный спектрометр, ФЭ – флуоресцентный экран (LANEX) для регистрации электронных спектров, КАМ – КМОП-камера для регистрации изображений с ФЭ, СО – стеклянное окно, ТЗ<sub>эл1,2</sub> – транспортные

зеркала переноса изображения с ФЭ на КАМ, ЛО – окно из «лавсана»  $(C_{10}H_8O_4)_n$ , ССТИ – слоистый спектрометр тормозного излучения

Давление на выходной клапан сопла варьировалось в диапазоне от 0,1 до 70 бар. Время открытия клапана было согласовано с моментом прихода на мишень лазерного импульса при помощи теневого метода, таким образом, что клапан открывался на 5 мс ранее доставки оптического импульса. Такая задержка во времени позволяла обеспечить ламинарное истечение газа из сопла в момент воздействия лазерного излучения на газовую струю. Газовое сопло было установлено на моторизованную трехкоординатную подвижку, что позволяло менять положение сопла относительно пятна перетяжки лазерного импульса в различных выстрелах серии экспериментов. Давление в мишенной камере поддерживалось на уровне не выше  $10^{-2}$  мбар.

Лазерный импульс высокой интенсивности создавал в газовой струе поток ускоренных электронов. Согласно теоретическим расчетам, при концентрациях газа порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует давлению на клапан на уровне 1 бар, механизмом генерации являлся механизм ускорения в поле кильватерной волны (LWFA – Laser WakeField Acceleration), при повышении концентрации газа доминирующим механизмом ускорения электронов становится прямое лазерное ускорения (DLA – Direct Laser Acceleration).

Пучок лазерно-ускоренных электронов направлялся в металлический конвертор (К), установленный за газовым соплом на оси следования оптического излучения. В толще конвертора при прохождении электронов генерировалось тормозное излучение рентгеновского диапазона длин волн. В качестве мишени в экспериментах использовалась медная пластинка толщиной 1 мм и свинцовая пластинка толщиной 2 мм.

Диагностики, используемые в данной серии экспериментов, показаны на Рисунке 2.9. Одноэкранный магнитный спектрометр, состоящий из отклоняющего электронные пучки дипольного магнита (М), и флуоресцентного сцинтилляторного детектора-экрана LANEX (ФЭ), расположенного под углом 45 градусов к лазерной оси, использовался для регистрации энергетических спектров лазерно-ускоренных электронов. Перенос изображения с детектора на экран КМОП-матрицы (КАМ), оснащенной оптическим объективом, осуществлялся при помощи транспортных зеркал  $T_{эл1}$  и  $T_{эл2}$  через стеклянное окно (СО) во фланце мишенной камеры.

Тормозное рентгеновское излучение из конвертора регистрировалось слоистым спектрометром тормозного излучения (ССТИ). Спектрометр представлял собой чередующийся набор из 8 фильтров разной толщины и атомным номером и

фотолюминисцентных пластин [81] непосредственно выступающих в качестве регистрирующих элементов: (1) медь, 6 мм; (2) медь, 9 мм; (3) медь, 10 мм; (4) железо, 14.5 мм; (5) железо, 19 мм; (6) железо, 20 мм; (7) свинец, 6 мм; (8) поливинилхлорид, 10 мм. В настоящем эксперименте использовались фотолюминисцентные пластины CRIP3543109 Duerg-NDT, имеющие линейный отклик на поглощенную дозу в исследуемом спектральном диапазоне [82]. Особый материал пластинок на основе фторбромида бария с примесью европия (BaFBr:Eu<sup>2+</sup>) делал их чувствительными как к рентгеновскому излучению, так и к заряженным частицам [83]. Регистрируемый сигнал являлся интегрированным по времени.

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

Для предварительной оптимизации интегрального рентгеновского излучения, генерируемого ускоренными электронами, в начале экспериментальной серии использовалась отдельная изображающая пластина CRIP3543109, устанавливаемая вне вакуума непосредственно за лавсановым окном по оси следования лазерного импульса (не показана на рисунке 2.9). Такая пластина обладает высокой чувствительностью к рентгеновскому излучению, и способна зарегистрировать факт наличия и пространственный профиль даже слабого сигнала ионизирующего излучения (минимальная регистрируемая поглощенная доза

## **2.5 Результаты экспериментов схемы для исследования характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов**

Предварительная серия экспериментов состояла в оптимизации положения фокусировки лазерного импульса в газовую струю. Вертикальное положение пятна перетяжки было выбрано на высоте 2 мм от края сопла. Данной высоте соответствует плато однородной концентрации газа протяженностью около 2 мм. Положение точки фокусировки в горизонтальной плоскости изменялось путем перемещения сопла вдоль оси следования лазерного импульса. Максимальный уровень регистрируемого сигнала

соответствовал положению, соответствующем центру сопла (в плоскости рисунка 2.9). Все выстрелы серии экспериментов в присутствии конвертора были осуществлены в данном положении.

В экспериментах в диапазоне от 0,1 до 70 бар варьировалось давление испускаемого соплом аргона. Достоверный сигнал, соответствующий наличию в выстреле эффективно ускоренных LWFA-электронов, наблюдался в узком диапазоне давлений газа на клапан от 0,3 до 5 бар. Данные значения соответствуют концентрации лазерно-созданной плазмы в диапазоне от  $\sim 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Диагностика ФСПР, находившаяся в режиме интегрального накопления сигнала за несколько выстрелов, не позволила зарегистрировать спектры излучения плазмы из-за недостаточной яркости детектируемого сигнала, что может быть связано с недостаточно высокой для достоверного детектирования концентрации плазмы в данной серии экспериментов.

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

Благодаря конструкции ССТИ, излучение, достигающее каждой последующей фотолюминисцентной пластинки, ослаблялось при прохождении через всё большее количество фильтров, что дало возможность оценить энергетический спектр как рентгеновского излучения плазмы, так и горячих электронов. Эта оценка была выполнена с помощью численных расчётов тормозных спектров фотонов и электронов методом Монте-Карло при использовании программного кода GEANT4 [84] (подробное описание см. в [85]).

Если обозначить пропускание  $i$ -того фильтра для фотона и электрона с энергией  $E$  как  $t_{iph}(E)$  и  $t_{ie}(E)$ , соответственно, и на спектрометр падает поток фотонов с функцией распределения  $f_{ph}(E)$  и поток электронов с функцией распределения  $f_e(E)$ , то сигнал на  $i$ -ом детекторе  $J_i$  будет определяться величиной:

$$J_i = A_{ph} \int_{E_{min}}^{E_{max}} f_{ph}(E) \prod_{k=1}^{k=i} t_{kph}(E) (1 - a_{ph}(E))^{i-1} a_{ph}(E) dE + \\ + A_e \int_{E_{min}}^{E_{max}} f_e(E) \prod_{k=1}^{k=i} t_{ke}(E) (1 - a_e(E))^{i-1} a_e(E) dE, \quad (2.5)$$

где  $a_{ph}(E)$  и  $a_e(E)$  поглощение в фотолюминисцентной пластине для фотонов и электронов, соответственно, значения  $E_{min}$  и  $E_{max}$  определяются свойствами детектора, а  $A_{ph}$  и  $A_e$  полное число фотонов и электронов в пучке. Если падающий пучок монохроматический, т.е.  $f(E) \sim \delta(E-E_0)$ , то сигнал можно представить в виде:

$$J_i(E_0) = J_{iph}(E_0) + J_{ie}(E_0) \quad (2.6)$$

$$J_{iph}(E) = A_{ph} \prod_{k=1}^{k=i} t_{kph}(E) (1 - a_{ph}(E))^{i-1} a_{ph}(E) \quad (2.7)$$

$$J_{ie}(E) = A_e \prod_{k=1}^{k=i} t_{ke}(E) (1 - a_e(E))^{i-1} a_e(E) \quad (2.8)$$

С помощью программного кода GEANT4 была построена модель прохождения моноэнергетических пучков частиц (фотоны и электроны рассматривались по отдельности) в диапазоне энергий 0,01-25 МэВ через наборы фильтров, использовавшихся в спектрометрах и были рассчитаны функции  $J_{iph}(E)$  и  $J_{ie}(E)$  для каждого из 12 детектирующих элементов (представлены на Рисунке 2.10). Вклад относительно низкоэнергетичных фотонов и электронов (до 0,1 МэВ) заметно мал, что связано с малой величиной пробега этих частиц в веществе и, соответственно, высокой долей поглощения уже в первом фильтре.

Функцию  $f_{ph}(E)$  мы будем считать спектром тормозного излучения плазмы с температурой  $T_{hot}$ , а функцию  $f_e(E)$  – максвелловской с температурой  $T_{fast}$ . Сразу заметим, что эти две температуры могут быть сильно различающимися. Первая из них описывает среднюю температуру немаксвелловского хвоста распределения электронов внутри плазмы, причем в наиболее плотной ее части. Вторая температура относится к электронам, вылетевшим из плазмы. Естественно ожидать, что  $T_{hot} < T_{fast}$ .

Используя формулу (2.5) вместе с данными, представленными на Рисунке 2.10, и проведя расчеты для различных значений температур  $T_{hot}$ ,  $T_{fast}$ , были найдены значения температур и весовых множителей  $A_{ph}$ ,  $A_e$ , при которых расчетные величины  $J_i$  наилучшим образом согласуются с экспериментом. При этом рассматривались 2 случая – когда на спектрометр падают потоки фотонов и электронов, или только фотонов. Несмотря на относительно низкий вклад горячих электронов, его учёт, тем не менее, позволяет получить более точное согласование с экспериментальными данными.

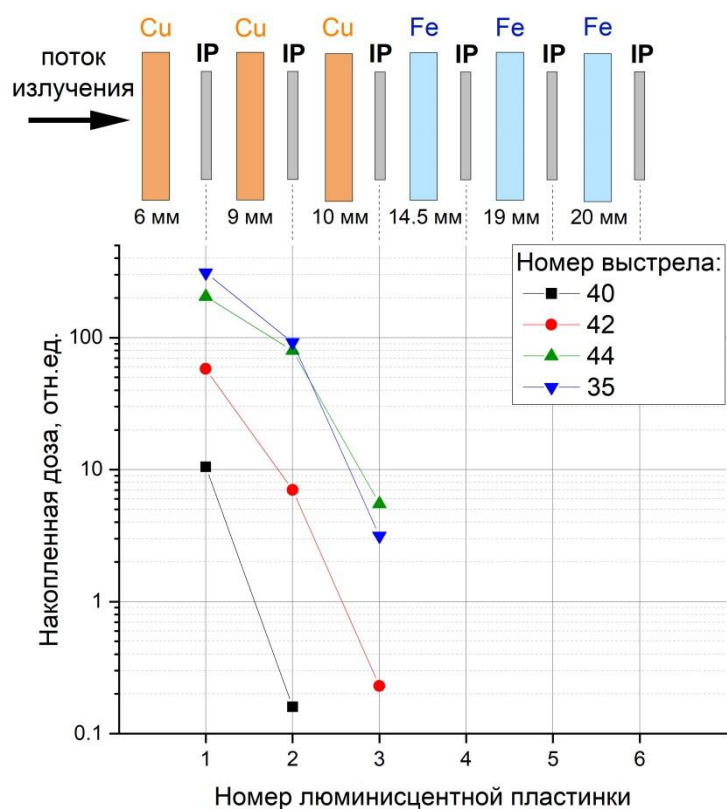


Рисунок 2.10 – сравнение накопленной дозы IP-пластинками ССТИ в разных выстрелах экспериментальной серии. Выстрел 40 соответствует давлению 1 бар, 35 и 42 – 0,7 бар, 44 – 0,4 бар. Для выстрелов 40, 42 и 44 использовался конвертор из свинца толщиной 2 мм, для выстрела 35 – из меди толщиной 1 мм

Учёт вклада быстрых электронов, покинувших плазму, даёт возможность несколько уточнить температуру электронов, обуславливающих рентгеновское тормозное излучение плазмы. Это может быть объяснено тем, что последний находился достаточно близко к плоскости р-поляризации лазерного излучения, в котором, как ожидается, происходит основной выход частиц. Выявленный относительно низкий вклад потока горячих электронов, покинувших плазму, связан с их высокой энергией и с относительно слабой чувствительностью используемых спектрометров к частицам с энергией более 10 МэВ. Тем не менее, приведённую оценку их энергии  $\sim 3-4$  МэВ можно считать правомерной. Также интересен тот факт, что, несмотря на разное положение детекторов относительно плоскости поляризации лазера, приведённые оценки электронных температур отличаются незначительно.

Предварительный анализ экспериментальных данных ССТИ диагностики, представленный на рисунке 2.10, позволяет сделать выводы о том, что при понижении давления газа на выходной клапан газового сопла, уровень рентгеновский сигнал растёт, достигая более удаленные от источника изображающие пластинки. Используемые в



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

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

### **3 Численное моделирование генерации излучения электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околокритической плоскости**

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

#### **3.1 Введение**

Достигнутый в последние десятилетия существенный прогресс в изучении механизмов и реализации ускорения электронов до релятивистских энергий с помощью интенсивных импульсов лазерного излучения открывает возможность создания эффективных источников рентгеновского излучения. Важными для создания источников излучения характеристиками пучков ускоренных электронов является их энергетическое распределение и суммарный заряд.

Как было продемонстрировано в предыдущем отчете, одна из возможностей увеличения заряда электронного пучка выше уровня в несколько нанокулон (нКл) при сохранении энергии электронов на уровне от десятков до сотен МэВ заключается в использовании преимущества релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой докритического и околокритического уровней плотности (NCD) [86-95]. Проведенные к настоящему времени эксперименты и полномасштабное 3D-PIC моделирование взаимодействия релятивистски-интенсивных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности с протяженной плазмой околокритической плотности [93-95] показали высокую эффективность ускорения электронов в режиме прямого лазерного ускорения (DLA).

Ниже приведены результаты моделирования генерации тормозного рентгеновского излучения в золотом конверторе электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околокритической плотности.

#### **3.2 Параметры моделирования пакетом GEANT4 тормозного излучения из конвертора с большим зарядом ядра**

Моделирование спектров рентгеновского излучения релятивистскими электронами, ускоренными в режиме DLA в плазме околокритической плотности, проводилось с помощью пакета GEANT4 [96]. В качестве конвертора использовались золотые пластины толщиной до 4 мм. Начало пучка располагалось на расстоянии 3 мм от поверхности пластины. Характеристики пучка электронов соответствовали измеренным в эксперименте [94] (см. рисунок 3.1). Электроны имели начальное распределение по радиусу  $\sigma_r = 20$  мкм, по углу  $\alpha_{FWHM} = 26^\circ$  и двухтемпературный энергетический спектр задавался распределением

$$dN/dE \propto 1.9 \exp(-E/T_1) + 0.54 \exp(-E/T_2), \quad T_1 = 8 \text{ МэВ}, T_2 = 28.4 \text{ МэВ}. \quad (3.1)$$

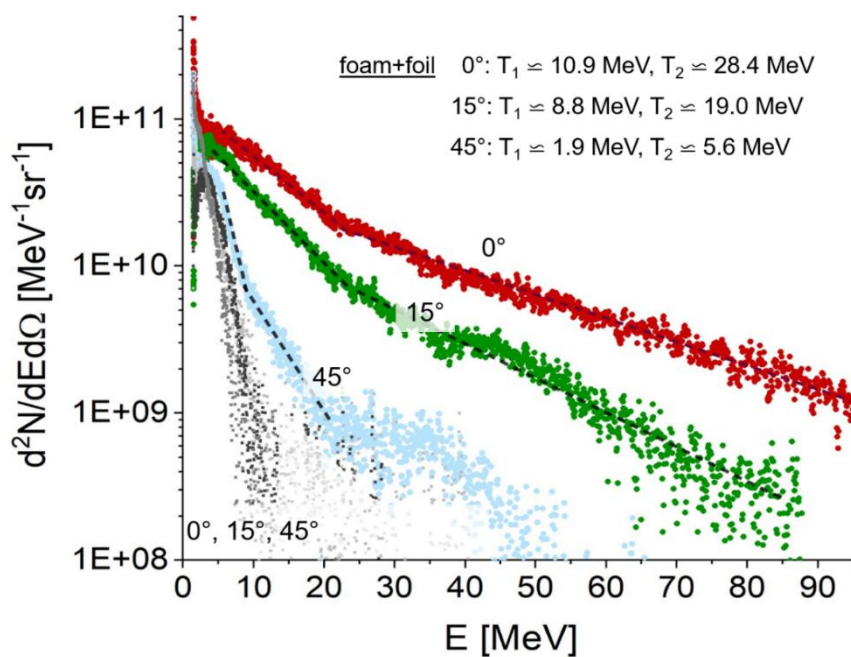


Рисунок 3.1 – Энергетические спектры лазерно-ускоренных электронов, измеренные в эксперименте [9]

### 3.3 Результаты моделирования генерации рентгеновского излучения в золотом конверторе электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околоскритической плотности

В качестве примера пространственного распределения фотонов, генерируемых в золотом конверторе толщиной 4 мм, на рисунке 3.2 показано распределение фотонов с энергией  $E > 1.1$  МэВ в проекции на плоскость  $XOZ$ .

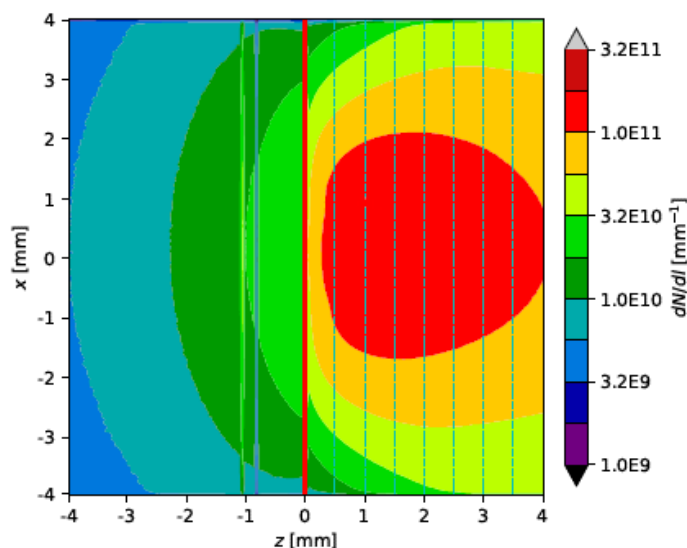


Рисунок 3.2 – Распределение фотонов с энергией  $E > 1.1$  МэВ, генерируемых в золотом конвертере толщиной 4 мм (расположенном при  $z = [0, 4]$  мм) в проекции на плоскость  $XOZ$ ; пучок электронов распространяется слева направо вдоль оси  $OZ$

На рисунке 3.3 приведен спектр гамма квантов, генерируемых в золотом конвертере толщиной 1 мм пучком укоренных электронов с энергетическим распределением (3.1).

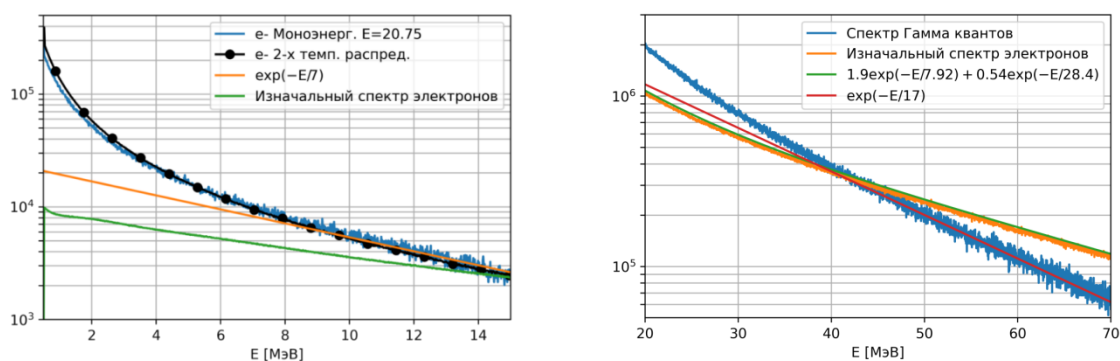


Рисунок 3.3 – Спектр тормозного излучения, генерируемого электронами с двух-температурным распределением (3.1), взаимодействующими с 1 мм золота

Как следует из левого рисунка (3.3), спектр относительно мало энергетических фотонов, в диапазоне энергий от 7 до 15 МэВ, характеризуется эффективной температурой  $\sim 7$  МэВ, которая близка к температуре 8 МэВ, характеризующей относительно мало энергетическую часть электронного спектра (3.1). В тоже время, как показывает правый рисунок 3.3, высокоэнергетический участок спектра гамма квантов с энергией, превышающей 40 МэВ, характеризуется эффективной температурой  $\sim 17$  МэВ, которая заметно меньше температуре 28 МэВ, характеризующей высоко энергетическую часть электронного спектра (3.1).

### 3.4 Выводы

С помощью пакета программ GEANT4 проведено численное моделирование генерации излучения электронами, ускоренными в режиме DLA, при их взаимодействии с конвертором из золота. Показано высокая эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения лазерно-ускоренными электронами, вылетевшими из низкоплотной мишени. При этом по эффективной температуре квантов  $T_{\square} = 7$  МэВ в диапазоне 8 - 15 МэВ можно оценить эффективную температуру электронов в относительно низкотемпературной части их энергетического спектра ( $T_1 = 8$  МэВ). В тоже время, в жесткой части спектра фотонов эффективная температура составляет около 17 МэВ при температуре высокоэнергетических электронов  $T_2 = 28$  МэВ. Это указывает на возможность оптимизации источника жестких гамма квантов при изменении толщины конвертера.

## **4 Исследование спектра и яркости жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера**

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

### **4.1 Введение**

Одним из перспективных методов генерации монохроматического рентгеновского излучения является процесс обратного комптоновского рассеяния (ОКР) лазерных фотонов на пучке умеренно релятивистских электронов [97, 98].

Чтобы получить пучок рентгеновского излучения с интенсивностью, требующейся для использования в медицине, необходимо повышать мощность лазерной вспышки, что приводит к нелинейному процессу ОКР и, как следствие, к ухудшению монохроматичности рентгеновского пучка. Далее, в силу того факта, что рэлеевская длина мощной лазерной вспышки, на которой происходит эффективное взаимодействие лазерных фотонов со сгустком электронов, достаточно короткая, выход результирующего излучения ограничен.

В работе [97] авторы предложили использовать в процессе ОКР лазерный импульс с наклонным фронтом, чтобы увеличить эффективную длину взаимодействия электронов и фотонов при соответствующем подборе геометрии столкновений. Под геометрией понимается отход от коллинеарности импульсов электронов и фотонов при столкновении лазерного импульса с наклонным фронтом с электронным сгустком.

В цитируемой работе [97], а также в последующей [98], авторы рассматривали рассеяние лазерного импульса с наклонным фронтом на симметричном электронном сгустке в рамках классической электродинамики для неколлинеарной геометрии.

Ниже мы рассмотрим светимость, спектральную плотность излучения и яркость процесса обратного томсоновского рассеяния. Светимость будет получена в рамках подхода, позволяющего учитывать не только эффекты классической электродинамики, но и эффекты КЭД, включая нелинейные многофотонные процессы в поле интенсивной лазерной волны.

### **4.2 Столкновение сгустков фотонов и электронов с прямыми фронтами**

Представляется, что рассмотрение процесса ОКР в неколлинеарной геометрии в рамках квантовой электродинамики является более универсальным. В этом подходе характеристики рассеянного излучения вычисляются на основе сечения процесса и светимости [99]. Используя нормированное 3-D

распределение лазерных фотонов в импульсе  $F_L(x, y, z)$  и вводя аналогичное распределение для электронного сгустка  $F_e(x, y, z)$ , выход рассеянных фотонов  $N_{ph}$  при столкновении сгустков с числом частиц в каждом  $N_L$  и  $N_e$ , распространяющихся вдоль оси  $y$ , определяется соотношением:

$$N_{ph} = N_L N_e \sigma L, \quad (4.1)$$

$$L = c(1 + \beta \cos \varphi) \int dx dy dr dt F_L(x, y - ct, z) F_e(x, y + \beta ct, z),$$

где  $L$  – светимость процесса,

$\sigma$  – полное сечение процесса комптоновского рассеяния,

$\beta c$  – скорость электронного сгустка,

$c(1 + \beta \cos \varphi)$  – относительная скорость сближения сгустков (рисунок 4.1).

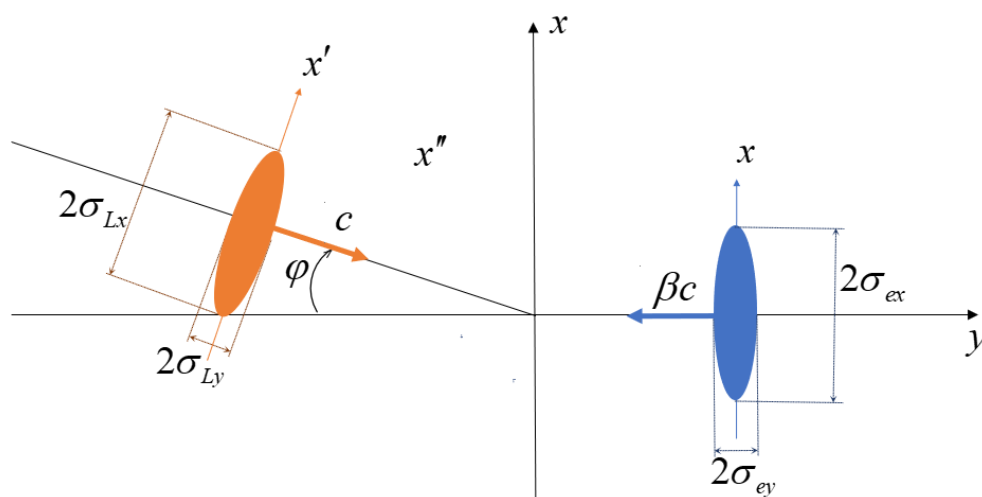


Рисунок 4.1 – Геометрия процесса ОКР при рассеянии лазерного импульса на симметричном электронном сгустке (оба с прямым фронтом)

Распределение лазерных фотонов в виде произведения трёх гауссианов определено в штрихованной системе координат, повернутой относительно лабораторной системе (ЛС) на угол  $\phi$ :

$$F_L(x', y', z', t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{L_x} \sigma_{L_y} \sigma_{L_z}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{x'}{\sigma_{L_x}} \right)^2 + \left( \frac{y' - ct}{\sigma_{L_y}} \right)^2 + \left( \frac{z'}{\sigma_{L_z}} \right)^2 \right] \right\}, \quad (4.2)$$

где штрихованные координаты выражаются через координаты в ЛС стандартным образом:

$$\begin{aligned}x' &= x \cos \varphi - y \sin \varphi, \\y' &= x \sin \varphi + y \cos \varphi, \\z' &= z.\end{aligned}\quad (4.3)$$

После подстановки (4.3) в формулу (4.2), светимость вычисляется по формуле

$$L_\varphi = \left\{ 2\pi \sqrt{\sigma_{e_z}^2 + \sigma_{L_z}^2} \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_{L_x}^2 + (\sigma_{e_y}^2 + \sigma_{L_y}^2) \tan^2 \varphi / 2} \right\}^{-1}, \quad (4.4)$$

Следует указать, что в случае  $\varphi = \pi$  движение сгустков электронов и фотонов в одном направлении), формула (4.4) даёт нулевую светимость, поскольку вычисления проводились в приближении  $\beta = 1$ . Ясно, что при строгом расчёте при слабом отличии величины  $\beta$  от единицы, светимость будет весьма малой величиной, но не нулевой (порядка  $\gamma^{-2}$ ). Вывод работы [100] о росте светимости  $\varphi \rightarrow \pi$  (см. рисунок 3 в этой работе) представляется некорректным.

#### 4.3 Столкновение наклонных сгустков фотонов и электронов

Как отмечалось выше, в работе [97] авторы, рассматривая процесс ОКР в классической электродинамике, показали увеличение выхода рассеянных фотонов при использовании лазерного импульса с наклонным фронтом.

Как известно, светимость процесса электрон-позитронного рассеяния существенно возрастает при столкновении наклонных сгустков (crab-crossing geometry) [101]. Следует ожидать, что подобный эффект может реализовываться и в процессе ОКР. В этом случае надо вычислять светимость процесса при столкновении наклонных электронного и фотонного сгустков.

Рассмотрим геометрию на рисунке 4.2. Процесс ОКР в этом случае будет зависеть от трёх угловых переменных - углов наклона каждого сгустка и угла неколлинеарности  $\varphi$ .

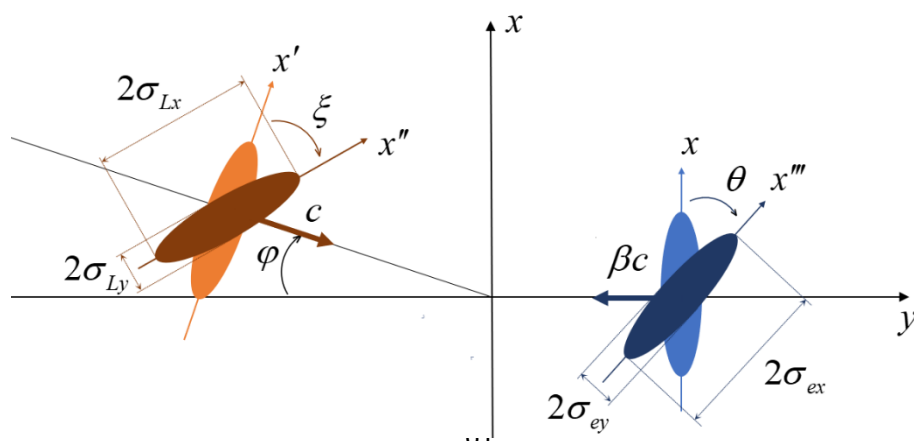




Рисунок 4.2 – Геометрия процесса ОКР при рассеянии лазерного импульса на симметричном электронном сгустке (оба с наклонным фронтом)

Авторы работы [100], рассматривая неколлинеарную геометрию столкновений симметричных сгустков, предложили подход, который существенно упрощает вычисления светимости для геометрии, показанной на рис. 4.2). В этой же геометрии 3-D гауссиан, описывающий лазерный импульс с фронтом, наклонённым под углом  $\xi$  к волновому вектору, будем описывать в системе  $x'', y''$ :

$$\begin{aligned}x'' &= x' \cos \xi - y' \sin \xi, \\y'' &= x' \sin \xi + y' \cos \xi, \\z'' &= z'\end{aligned}\tag{4.5}$$

После подстановки (4.5) в исходное 3-D распределение необходимо провести замену  $y' \rightarrow y' - ct$  как в (4.2), и только после этого переходить к не штрихованным координатам в соответствии с (4.3).

Аналогичная процедура для распределения электронов в асимметричном сгустке, наклонённом к импульсу под углом  $\theta$  (см. рис. 4.2б)), сводится к замене

$$\begin{aligned}x''' &= x \cos \theta - (y + \beta ct) \sin \theta, \\y''' &= x \sin \theta + (y + \beta ct) \cos \theta, \\z''' &= z.\end{aligned}\tag{4.6}$$

После всех подстановок в выражение (4.1) показатель экспоненты в подынтегральном выражении будет представлять собой квадратичную форму по всем четырём переменным. Для удобства, после замены переменных

$$x, y, z, ct \rightarrow x_1, x_2, x_3, x_4\tag{4.7}$$

экспонента в подынтегральном выражении запишется в виде:

$$\exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \sum_{i,j}^4 a_{ij} x_i x_j \right) \right\}.\tag{4.8}$$

После громоздких вычислений можно получить коэффициенты  $a_{ij}$  в (4.8), которые зависят от трёх углов и 6 параметров гауссианов и являются элементами симметричной матрицы:

$$\begin{aligned}
a_{11} &= \frac{\cos^2(\theta)}{\sigma_{ex}^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{\sigma_{ey}^2} + \frac{\cos^2(\xi + \varphi)}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{\sin^2(\xi + \varphi)}{\sigma_{Ly}^2} \\
a_{22} &= \frac{\sin^2(\theta)}{\sigma_{ex}^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{\sigma_{ey}^2} + \frac{\sin^2(\xi + \varphi)}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{\cos^2(\xi + \varphi)}{\sigma_{Ly}^2} \\
a_{33} &= \frac{1}{\sigma_{ez}^2} + \frac{1}{\sigma_{Lz}^2} \\
a_{44} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\beta^2}{\sigma_{ex}^2} + \frac{\beta^2}{\sigma_{ey}^2} + \frac{1}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} + \beta^2 \left( -\frac{1}{\sigma_{ex}^2} + \frac{1}{\sigma_{ey}^2} \right) \cos[2\theta] + \left( -\frac{1}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} \right) \cos[2\xi] \right) \\
a_{12} &= \frac{1}{2} \left( \left( \frac{1}{\sigma_{ex}^2} - \frac{1}{\sigma_{ey}^2} \right) \sin[2\theta] + \left( \frac{1}{\sigma_{Lx}^2} - \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} \right) \sin[2(\xi + \varphi)] \right) \\
a_{14} &= \frac{1}{2} \left( \beta \left( -\frac{1}{\sigma_{ex}^2} + \frac{1}{\sigma_{ey}^2} \right) \sin[2\theta] - \left( \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} + \frac{1}{\sigma_{Lx}^2} \right) \sin[\varphi] + \left( \frac{1}{\sigma_{Lx}^2} - \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} \right) \sin[2\xi + \varphi] \right) \\
a_{24} &= \frac{1}{2} \left( -\frac{\beta}{\sigma_{ex}^2} - \frac{\beta}{\sigma_{ey}^2} + \beta \left( \frac{1}{\sigma_{ex}^2} - \frac{1}{\sigma_{ey}^2} \right) \cos[2\theta] + \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{1}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{1}{\sigma_{Ly}^2} \right) \cos[\varphi] - \frac{\cos[2\xi + \varphi]}{\sigma_{Lx}^2} + \frac{\cos[2\xi + \varphi]}{\sigma_{Ly}^2} \right), \tag{4.9}
\end{aligned}$$

где остальные коэффициенты равны нулю.

Авторы работы [102] рассмотрели столкновение наклонного лазерного сгустка с симметричным электронным и нашли коэффициенты  $a_{ij}$ , с которыми выражения (4.9) полностью совпадают при выполнении условия  $\xi = 0$  (электронный сгусток без наклона).

При преобразовании матрицы к диагональной форме и соответствующем преобразовании переменных, экспонента (4.8) запишется в виде:

$$\exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \sum_{i=1}^4 A_i \eta_i^2 \right) \right\}. \tag{4.10}$$

При замене переменных  $\{x_i\} \rightarrow \{\eta_i\}$  с единичным якобианом перехода, при вычислении светимости вместо 4-кратного интеграла требуется вычислить произведение четырёх однократных интегралов:

$$L = \frac{(1 + \cos \varphi)}{\sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez} \sigma_{Lx} \sigma_{Ly} \sigma_{Lz} (2\pi)^3} \prod_{i=1}^4 \int d\eta_i \exp \left( -\frac{A_i}{2} \eta_i^2 \right). \tag{4.11}$$

Выполнив элементарное интегрирование (пределы изменения переменных  $\eta_i$  остаются бесконечными), получим следующее выражение:

$$L = \frac{(1 + \cos \varphi)}{2\pi\sigma_{e_x}\sigma_{e_y}\sigma_{e_z}\sigma_{L_x}\sigma_{L_y}\sigma_{L_z}} \frac{1}{\sqrt{\det A}} = \frac{(1 + \cos \varphi)}{2\pi\sigma_{e_x}\sigma_{e_y}\sigma_{e_z}\sigma_{L_x}\sigma_{L_y}\sigma_{L_z}} \frac{1}{\sqrt{\det a}}. \quad (4.12)$$

Таким образом, основная трудность связана с громоздким вычислением определителя.

В итоге

$$\begin{aligned} \det a = & \left( \frac{1}{\sigma_{e_z}^2} + \frac{1}{\sigma_{L_z}^2} \right) \times \\ & \times \left\{ \frac{[\beta \cos \theta + \cos(\varphi - \theta)]^2}{\sigma_{e_y}^2 \sigma_{L_x}^2 \sigma_{L_y}^2} + \frac{[\beta \sin \theta - \sin(\varphi - \theta)]^2}{\sigma_{e_y}^2 \sigma_{L_x}^2 \sigma_{L_y}^2} + \right. \\ & \left. + \frac{[\cos \xi + \beta \cos(\varphi + \xi)]^2}{\sigma_{e_y}^2 \sigma_{L_x}^2 \sigma_{L_y}^2} + \frac{[\sin(-\xi) - \beta \sin(\varphi + \xi)]^2}{\sigma_{e_y}^2 \sigma_{L_x}^2 \sigma_{L_y}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Выражение для светимости (4.12) перепишем, следуя обозначениям, предложенным в статье [102]:

$$L(\varphi, \theta, \xi) = \left\{ 2\pi \sqrt{\sigma_{e_z}^2 + \sigma_{L_z}^2} \sqrt{f_e(\varphi, \theta) + f_L(\varphi, \xi)} \right\}^{-1}, \quad (4.14)$$

где

$$f_e(\varphi, \theta) = \sigma_{e_x}^2 \left[ \frac{\beta \cos \theta + \cos(\varphi - \theta)}{1 + \beta \cos \varphi} \right]^2 + \sigma_{e_y}^2 \left[ \frac{\beta \sin \theta - \sin(\varphi - \theta)}{1 + \beta \cos \varphi} \right]^2, \quad (4.15)$$

$$f_L(\varphi, \xi) = \sigma_{L_x}^2 \left[ \frac{\cos \xi + \beta \cos(\varphi + \xi)}{1 + \beta \cos \varphi} \right]^2 + \sigma_{L_y}^2 \left[ \frac{\sin(\xi) + \beta \sin(\varphi + \xi)}{1 + \beta \cos \varphi} \right]^2. \quad (4.16)$$

Функция  $f_e(\varphi, \theta)$ , характеризующая наклонный электронный сгусток, совпадает с аналогичным результатом статьи [102] (см. формулу 11а там). Формула (4.14) переходит в соответствующую формулу (11б) указанной статьи при  $\xi = 0$ , где рассматривался лазерный импульс с нормальным фронтом.

Отметим, что выражения (4.15) и (4.16) зависят от углов наклона идентичным образом (с точностью до направления), как и следовало ожидать. Кроме того, каждое из них инвариантно относительно одновременной замены ( $\sigma_{e_y} \leftrightarrow \sigma_{e_x}$ ,  $\sigma_{L_y} \leftrightarrow \sigma_{L_x}$ ) and ( $\theta \leftrightarrow \theta + \pi/2$ ,  $\xi \leftrightarrow \xi + \pi/2$ ). Действительно, первая замена меняет оси, вторая возвращает их соответствующим поворотом.

#### 4.4 Сравнение с результатами расчётов в классическом подходе

В работах [97, 98] авторы оценили выход рассеянных фотонов для геометрии столкновения одиночного электрона с лазерным излучением с наклонным фронтом, рассматривая процесс в рамках классической оптики. Авторы работы [103] в рамках классической электродинамики оценили число рассеянных фотонов в интервале частот  $\Delta\omega_{sc}$

$$N_{ph} \sim 2\pi\alpha N_0 N_b a^2 (\Delta\omega_{sc}/\omega_{sc}), \quad (4.17)$$

где  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры,

$N_0$  – число осцилляций лазерной волны в течение взаимодействия с электронами,

$N_b$  – число электронов в сгустке,

$a_0$  – параметр нелинейности,

$\omega_{sc}$  – частота рассеянного излучения под углом  $\theta$  :

$$\omega_{sc} = \omega_0 2\gamma^2 (1 - \cos\phi) / (1 + a^2/2 + \gamma^2\theta^2). \quad (4.18)$$

Аналогичную оценку можно получить из светимости и сечения, см. формулу (4.1). В пересчёте на один начальный электрон, можно оценить среднее число рассеянных фотонов следующим образом [104]. Полное число лазерных фотонов в сгустке выразим через концентрацию фотонов  $n_0$  и эффективный объём сгустка  $V_L$  :

$$N_L = n_0 V_L \approx n_0 \pi \sigma_L^2 \sigma_{Ly}. \quad (4.19)$$

Концентрация фотонов  $n_0$  определяется через напряженность электромагнитного поля, которая характеризуется параметром нелинейности  $a_0$  [9]:

$$a_0 = eE_0 / mc\omega_0 \quad (4.20)$$

Концентрация фотонов  $n_0$  зависит от параметра нелинейности следующим образом [10]:

$$n_0 = \alpha a_0^2 / 4r_0^2 \lambda_L, \quad (4.21)$$

где  $r_0$  – классический радиус электрона,

$\lambda_L$  – длина волны лазерного излучения.

Как правило, в экспериментах по генерации ОКР используются лазеры с  $a_0 = 1$  [107]. В этом случае сечение процесса практически не отличается от томсоновского [104]:

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r^2. \quad (4.22)$$

После подстановки (4.22) в качестве сечения в формулу (4.1) получаем среднее число рассеянных фотонов на единичном электроны:

$$\bar{k} = \frac{N_{ph}}{N_e} = \frac{1}{4} \alpha a_0^2 / r_0^2 \lambda_L \times \pi \sigma_L^2 \frac{8}{3} \pi r_0^2 L = \frac{2}{3} \pi^2 \alpha a_0^2 \frac{\sigma_L^2 \sigma_{L_y}}{\lambda_L} L. \quad (4.23)$$

Для лобового столкновения из (32) следует:

$$\bar{k}_0 = \frac{1}{3} \pi \alpha a_0^2 \sigma_{L_y} / \lambda_L. \quad (4.24)$$

Величина  $\sigma_{L_y} / \lambda_L$  характеризует “эффе́ктивное” число периодов  $N_0$  в лазерном сгустке длиной  $\sigma_{L_y}$ . Таким образом, предыдущая формула сводится к следующей:

$$\bar{k}_0 = \frac{1}{3} \pi \alpha a_0^2 N_0. \quad (4.25)$$

Следует отметить, что формула (4.25) описывает число рассеянных фотонов в полный телесный угол, тогда как “классическая” формула (4.17) получена при интегрировании по конечному полярному углу  $0 \leq \theta < \theta_R$ . Тем не менее, подход, основанный на использовании квантовой электродинамики, даёт близкий результат.

Рассмотрим случай неколлинеарного столкновения  $L = L_1(\phi, 0)$  для сгустков с  $\sigma_{L_y} / \sigma_L \ll 1$  и  $\sigma_{L_y} / \sigma_L \gg 1$ .

В первом случае, как следует из (4.14) светимость практически совпадает со светимостью для лобового столкновения и, следовательно, выход фотонов совпадает с оценкой (4.25).

Во втором случае ( $\sigma_{L_y} / \sigma_L \gg 1$ ), пренебрегая единицей в подкоренном выражении в формуле **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, светимость можно представить в виде

$$L_1(\phi, 0) \approx \left( 2\pi \sigma_L \sigma_{L_y} \left[ \sin \phi / (1 + \cos \phi) \right] \right)^{-1}, \quad (4.26)$$

и, следовательно,

$$\bar{k}_1 = \frac{1}{3} \pi \alpha a_0^2 \frac{\sigma_L \cos(\phi/2)}{\lambda_L \sin(\phi/2)} = \frac{1}{3} \pi \alpha a_0^2 N_1. \quad (4.27)$$

Следует отметить, что, хотя мы здесь использовали формулу для светимости пучков с прямым фронтом, в выражении для количества периодов наклон лазерного фронта учтен методом, который использовался в [97]. Действительно, в формуле для количества фотонов (4.19) в качестве объема использован полный объем лазерного пучка, но взаимодействие электрона со всем пучком достигается только при

соответствующем наклоне лазерного фронта.

#### 4.5 Расчет спектрального распределения томсоновского излучения

При взаимодействии релятивистского пучка электронов с полем лазерной волны возникает интенсивное и узконаправленное излучение. Из-за эффекта Доплера частота рассеянных фотонов увеличивается примерно в  $4\gamma^2$  раз по сравнению с лазерным излучением, где  $\gamma$  – лоренц-фактор электронного пучка. Например, рентгеновское излучение может быть получено при ускорении электронов с энергией порядка 10 МэВ в поле оптического лазера. Источники рентгеновского излучения, принцип работы которых основан на обратном комптон-эффекте, обладают большой яркостью ( $10^{10} - 10^{14}$  фот/с) и компактными размерами (площадь, занятая машиной и устройствами радиационной защиты  $\sim 100\text{ м}^2$ ) [108] и имеют большую область применения в медицине, неинвазивном исследовании материалов и т.д. Ниже мы приводим аналитическое исследование спектра и яркости жесткого квазимонохроматического излучения, которое генерируется в процессе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера.

Рассмотрим общий случай движения электрона в поле плоской монохроматической волны. Пусть волна распространяется вдоль оси  $Oz$  в положительном направлении, электрическое поле  $\mathbf{E}$  направлено вдоль оси  $Ox$ , магнитное  $\mathbf{H}$  – вдоль оси  $Oy$  (см. рисунок 4.3). С учетом известной связи между векторами  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в поле плоской волны уравнение движения электрона в такой волне имеет вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{n}_0(\mathbf{v}, \mathbf{E}) - \frac{e}{c}\mathbf{E}(\mathbf{v}, \mathbf{n}_0). \quad (4.28)$$

где  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{v}$  соответственно импульс и скорость электрона,  
 $\mathbf{n}_0$  – направление распространения волны.

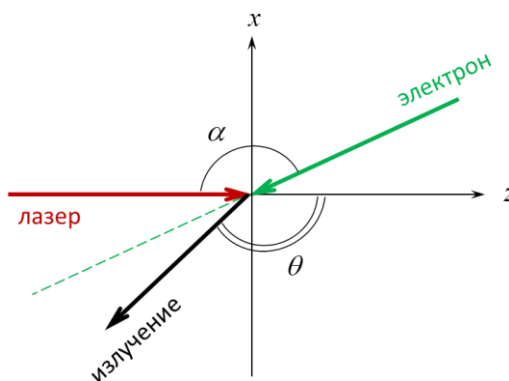


Рис. 4.3. Рассеяние лазерной волны на релятивистском электроне

Далее, перейдем от полей к потенциалам, а также введем вспомогательную переменную  $\tau = t - z/c$ . Таким образом, формула (4.28) упростится:

$$\begin{aligned}\frac{dp_{x,y}}{d\tau} &= -\frac{e}{c} \frac{dA_{x,y}}{d\tau}, \\ \frac{dp_z}{dt} &= -\frac{e}{c^2} \frac{\mathbf{v} \partial \mathbf{A}}{\partial t}.\end{aligned}\quad (4.29)$$

С учетом выражений для энергии  $\varepsilon = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}$  и ее приращения  $\frac{d\varepsilon}{dt} = e\mathbf{v}\mathbf{E}$  эту систему можно проинтегрировать. В качестве начальных условий используем тот факт, что при «выключении» поля энергия и импульс заряда должны быть равны энергии и импульсу свободного заряда без взаимодействия, т. е.  $\varepsilon_0 = mc^2 \gamma_0$  и  $p_{0z} = m v_{0z} \gamma_0$ , где  $\gamma_0$  – начальный лоренц-фактор электронного пучка. После интегрирования получим выражения для импульсов в следующем виде:

$$\begin{aligned}p_x &= p_{0x} - \frac{e}{c} A_x, \\ p_y &= p_{0y}, \\ p_z &= p_{0z} - \frac{1}{(1 - v_{0z}/c)} \frac{e}{c} \left( \frac{A_x v_{x0}}{c} - \frac{e A_x^2}{2\varepsilon_0} \right).\end{aligned}\quad (4.30)$$

Далее, конкретизируем вид векторного потенциала:  $\mathbf{A} = \mathbf{e}_x A_0 \cos(\omega_0 t - k_{0z} z)$ , и введем параметр лазера  $a_0 = \frac{e A_0}{m c^2}$  (в рассматриваемом случае  $a_0 = 1$ ). Перейдем от импульсов к скоростям с помощью выражения  $\mathbf{v} = \mathbf{p} \frac{c^2}{\varepsilon}$ . Интегрируя по  $\tau$  с начальными условиями  $x_0 = 0$ ,  $y_0 = 0$ ,  $z_0 = 0$ , можно получить траекторию движения заряда:

$$\begin{aligned}x &= \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \beta_{0x} \tau - \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} [\sin(\omega_0 \tau)], \\ y &= \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \beta_{0y} \tau, \\ z &= \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \beta_{0z} \tau - \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} [\sin(\omega_0 \tau)].\end{aligned}\quad (4.31)$$

Однако эта система задает траекторию в неявном виде, т. к. переменная  $\tau = t - z/c$  содержит в себе координату  $z$ . Чтобы получить явное выражение, решим последнее уравнение из системы (4.31) методом итераций. В качестве нулевого приближения выберем  $z^{(0)} = v_{z0} t$ . В таком случае условием сходимости метода является неравенство

$$\left| \frac{\omega_0}{c} \beta_{x0} \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \cos \left( \omega_0 t - \frac{\omega_0}{c} z \right) \right| < 1. \quad (4.32)$$

Оно выполняется при  $2a_0\gamma_0 < 1$ , если  $\beta_{0z} > 0$ , и при  $\frac{a_0}{\gamma_0} \beta_0 < 1$ , если  $\beta_{0z} \leq 0$ . В результате

второй итерации получим систему координат:

$$\begin{aligned} x &= v_{0x}t + \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \left[ \frac{\beta_{x0}^2}{1 - \beta_{0z}} - 1 \right] \sin(\omega_0 t (1 - \beta_{z0})) \\ y &= v_{0y}t + \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \frac{\beta_{x0} \beta_{0y}}{1 - \beta_{0z}} \sin(\omega_0 t (1 - \beta_{z0})), \\ z &\approx v_{0z}t - \beta_{x0} \frac{a_0}{\gamma_0 \omega_0} \frac{c}{1 - \beta_{0z}} \sin(\omega_0 t (1 - \beta_{z0})), \end{aligned} \quad (4.33)$$

точность решения составляет  $|z^{(1)} - z^{(0)}| < \frac{\lambda_0}{2\pi}$ , где  $\lambda_0$  – длина волны лазерного излучения.

Спектрально-угловую плотность излучения на далеких расстояниях можно найти с помощью формулы

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}(t)} [\mathbf{n}, \mathbf{v}(t)] \right|^2, \quad (4.34)$$

где  $\mathbf{R}(t)$  – траектория заряда, а скорость  $\mathbf{v}(t)$  находится дифференцированием формулы (4.33). Учитывая, что электрон колеблется в поле волны ограниченное время, взаимодействуя при этом с последовательностью импульсов, то можно прийти к формуле

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{n=0}^{N-1} \int_{t_0^n}^{T+t_0^n} dt e^{i\omega t} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}(t)} [\mathbf{n}, \mathbf{v}(t)] \right|^2. \quad (4.35)$$

Подставляя найденные ранее выражения для траектории электрона и его скорости, получим выражение

$$\frac{dW(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{i(A+s\eta)\frac{T}{2}} \left[ \mathbf{H}J_s(B) + \frac{\mathbf{K}}{2} J_{s-1}(B) + \frac{\mathbf{K}}{2} J_{s+1}(B) \right] \frac{\sin(T(A+s\eta)/2)}{(A+s\eta)/2} \right|^2, \quad (4.36)$$

где введены обозначения:

$$\mathbf{K} = c \frac{a_0}{\gamma_0} [\mathbf{n}\mathbf{L}] = \frac{a_0}{\gamma_0} \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} [\mathbf{n}, \mathbf{v}_0] - c \frac{a_0}{\gamma_0} \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} [\mathbf{n}, \mathbf{e}_z] - c \frac{a_0}{\gamma_0} [\mathbf{n}, \mathbf{e}_x], \quad (4.37)$$

$$\mathbf{L} = \frac{\beta_{x0}}{1 - \beta_{0z}} (\boldsymbol{\beta}_0 - \mathbf{e}_z) - \mathbf{e}_x. \quad (4.38)$$



$$B = \frac{\omega a_0 n_x (1 - \beta_{0z}) + n_z \beta_{x0} - \beta_{x0} (\mathbf{n}\boldsymbol{\beta}_0)}{\omega_0 \gamma_0 (1 - \beta_{0z})^2}, \quad (4.39)$$

$$A = \omega(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta}_0), \quad \eta = \omega_0(1 - \beta_{0z}). \quad (4.40)$$

Спектральную плотность излученной энергии можно найти, проинтегрировав формулу (4.36) по телесному углу. Интеграл по полярному углу вычисляется аналитически для отдельной гармоники  $s = -m$  и для  $\beta_{0y} = 0$ , после чего остается интеграл по азимутальному углу:

$$\frac{dW(\omega)}{d\hbar\omega} = \frac{1}{137} \frac{\omega T}{2\pi c^2} \sum_{i=1}^l \left[ \int d\varphi \frac{\left[ \mathbf{H} - m \frac{\mathbf{K}}{B} \right]^2 J_m^2(B)}{\left| \beta_{0x} \frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sin \theta} - \beta_{0z} \right|} \right]_{\cos \theta = \cos \theta_i}. \quad (4.41)$$

Здесь суммирование ведется по корням уравнения  $w - \beta_{0x} \sin \theta \cos \varphi - \beta_{0z} \cos \theta = 0$  относительно  $\cos \theta$ , где  $w = 1 - m \frac{\omega_0}{\omega} (1 - \beta_{0z})$ . В зависимости от параметров задачи, их может быть 0, 1 или 2.

Например, для случая  $\beta_{0x} = 0$  (лобовое столкновение)  $I = 1$  и  $\cos \theta_1 = \frac{w}{\beta_{0z}}$ , поэтому спектр излучения определяется формулой:

$$\frac{dW(\omega)}{d\hbar\omega} = \frac{1}{137} \frac{\omega T}{2\pi c^2} \int d\varphi \frac{\left[ \mathbf{H} - m \frac{\mathbf{K}}{B} \right]^2 J_m^2(B)}{|\beta_{0z}|}. \quad (4.42)$$

Из условия максимальности множителя

$$F = \frac{\sin(T(A + s\eta)/2)}{(A + s\eta)/2} \quad (4.43)$$

следует набор возможных частот излучения:

$$\omega = -s\omega_0 \frac{1 - \beta_{0z}}{1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta}_0}. \quad (4.44)$$

Кроме того, можно оценить спектральную ширину максимума:

$$\Delta\omega = \frac{4\pi}{T(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta}_0)} \quad (4.45)$$

Гармоника  $s = -1$  вносит наибольший вклад в излучение. Для рассматриваемых параметров хорошо выполняются неравенства:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{(1-\beta_0)} \ll Tm\omega_0, & \quad \beta_{0z} > 0; \\ 4\pi \ll Tm\omega_0, & \quad \beta_{0z} \leq 0, \end{aligned} \quad (4.46)$$

которые соответствуют неравенству  $\Delta\omega \ll \omega$ , что свидетельствует о квазимонохроматичности спектра излучения.

#### 4.6 Расчет яркости излучения

Оптические свойства фотонного пучка часто характеризуются спектральной яркостью (spectral brightness), которая определяется как поток фотонов  $\dot{N}_{ph}$  с единицы поверхности источника  $dS$  в единицу телесного угла, приходящийся на спектральный интервал  $\frac{d\omega}{\omega}$  [13]:

$$B = \frac{\dot{N}_{ph}}{4\pi^2 dS d\varphi d\theta \frac{d\omega}{\omega}}. \quad (4.47)$$

Наряду с этим пользуются энергетической спектральной яркостью (Radiance) [109]. Она отличается от формулы (4.47) тем, что вместо угла  $d\varphi d\theta$  в знаменателе стоит  $d\Omega$ , которая помимо дифференциалов углов содержит множитель  $\sin\theta$ , получающийся из якобиана сферических координат:

$$R = \frac{\dot{N}_{ph}}{4\pi^2 dS d\Omega \frac{d\omega}{\omega}}. \quad (4.48)$$

Последняя формула удобна при интегрировании яркости по конечному телесному углу (например, по полной сфере для нахождения яркости излучения, испускаемого по всем направлениям), т. к. она учитывает то, что размер «угловых площадок», на которые разбивается сфера при интегрировании, уменьшается при приближении к полюсу. Однако если нас интересует число фотонов, которые регистрирует детектор фиксированного размера (фиксированного в том смысле, что его размер не зависит от того, измеряем ли мы излучение на полюсах сферы или вблизи экватора), то величина (4.47) является более удобной для оценок.

Поток фотонов в телесный угол с единичной площади источника в данный спектральный интервал в формуле **Ошибка! Источник ссылки не найден.** можно найти следующим образом:

$$\dot{N}_{ph} = \frac{dW}{\hbar\omega} v_{int} N_e, \quad (4.49)$$

где  $dW$  – энергия, излученная в соответствующий интервал углов и частот,  $\nu_{\text{int}}$  – частота взаимодействий электронного пучка с лазером,  $N_e$  – населенность электронного пучка.

Воспользовавшись выражением для спектрально-угловой плотности излучения (4.36), можно получить формулу

$$B = \frac{1}{137} \frac{\omega^2 \nu_{\text{int}} N_e \sin \theta}{16\pi^4 \diamond^2 dS} \left| \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{i(A+s\eta)\frac{T}{2}} \left[ \mathbf{H} J_s(B) + \frac{\mathbf{K}}{2} J_{s-1}(B) + \frac{\mathbf{K}}{2} J_{s+1}(B) \right] \frac{\sin\left(T(A+s\eta)/2\right)}{(A+s\eta)/2} \right|^2, \quad (4.50)$$

которая определяет спектральную яркость для рассматриваемого взаимодействия электрона с плоской волной.

#### 4.7 Выводы

В ходе выполнения работ второго и третьего этапов проекта были получены следующие основные результаты:

1. Построена теория, описывающая светимость излучения, возбуждаемого при взаимодействии наклонных электронного и лазерного импульсов. Светимость зависит от 6 параметров, характеризующих гауссовские распределения для фотонного и электронного пучков, а также от углов наклона фронта каждого импульса и от угла неколлинеарности.
2. Рассмотрена зависимость светимости от формы сталкивающихся сгустков и показано, что выход рассеянного излучения возрастает при неколлинеарном столкновении наклонных сгустков, и при этом их фронты должны быть повернуты так, чтобы обеспечивать наибольшую вероятность взаимодействия электронов и фотонов (краб-схема).
3. Рассчитаны спектр и яркость жесткого излучения на основе ускорения релятивистских электронов в периодическом поле лазера.

## **5 Исследование процессов генерации частиц и электромагнитных полей при скользящем падении лазерного импульса на плотную мишень**

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

### **5.1 Введение**

В задачах взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом одним из ключевых параметров взаимодействия является его геометрия. Известно, что при облучении плоских мишеней, в зависимости от угла падения, меняется эффективность поглощения лазерного излучения в целом. Более того, при рассмотрении процесса в деталях, оказывается, что существенное влияние величина угла падения оказывает также на перераспределение энергии между ускоренными частицами и возбуждаемыми спонтанными полями, а также на спектрально-угловые характеристики быстрых электронов.

Вообще, исследование процесса взаимодействия мощных лазерных импульсов с поверхностью плотной протяженной мишени при наклонном падении представляет большой интерес в целом ряде фундаментальных и прикладных задач. При углах падения короткого релятивистского лазерного импульса на плоскую поверхность, близких к тангенциальным, может происходить достаточно эффективное ускорение электронов [110-115]. Кроме того, воздействие мощного лазерного импульса на мишень приводит к созданию в области облучения положительного потенциала большой величины, который может служить источником возбуждения поверхностных электромагнитных волн и разрядных токов [116]. Эти электромагнитные волны могут удерживать ускоренные электроны вблизи поверхности мишени [110] и транспортировать их вдоль нее на большие расстояния [117]. Возбуждаемые в протяженных мишенях разрядные токи, в свою очередь, можно использовать в качестве источника для возбуждения электромагнитных волн терагерцового диапазона при переходе к мишеням с более сложной геометрией, но аналогичным механизмов возбуждения разрядного тока [118, 119]. Кроме того, при использовании более сложных мишеней с искривленной поверхностью при наклонном облучении во внутреннем объеме мишени могут создаваться квазистационарные электромагнитные структуры с высоким значением магнитного поля, замороженного в создаваемую в результате взаимодействия плазму и существующего на временном интервале, существенно превышающем длительность лазерного импульса [120].

## 5.2 Численный расчёт взаимодействия короткого лазерного импульса с мишенью в режиме малых углов падения

Для лучшего понимания происходящих при взаимодействии мощного лазерного импульса с поверхностью мишенью физических процессов и интерпретации результатов экспериментов часто используется численное моделирование с использованием кинетических кодов типа «частица в ячейке». При этом, как правило, при плотности плазмы свыше критической такие расчеты осуществляются в двумерной геометрии [110, 111, 115, 116, 118-122], что, с одной стороны, позволяет существенно снизить вычислительные затраты, необходимые для исследования процесса взаимодействия в масштабе, близком к реальному, но, с другой стороны, не позволяет в полной мере описать процесс взаимодействия. Таким образом, необходима верификация двумерной модели на основе сравнения полученных с ее помощью результатов с результатами полноценного трехмерного моделирования. Для этого при помощи кинетического кода типа «частица в ячейке» Smilei [123] было проведено два расчета – двумерный и трехмерный с одинаковыми исходными параметрами.

Мишень в обоих расчетах состояла из ионизованной плазмы со степенью ионизации  $Z = 10$  и электронной плотностью  $\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Ионы были искусственно «заморожены», т.е. предполагались неподвижными на протяжении времени симуляции, что позволило избавиться от дополнительных вычислительных затрат, связанных с расчетом их динамики. Геометрически мишень представляла собой тонкую плоскую пластину длиной  $l_x = 40 \text{ мкм}$  и толщиной  $l_y = 0,64 \text{ мкм}$ . Ширина пластины в трехмерном расчете составляла  $l_z = 10 \text{ мкм}$ . Двумерный расчет предполагал, что пластина бесконечна в направлении координаты  $z$ . Расчетная область в двумерном случае представляла собой прямоугольник со сторонами  $L_x = 53,6 \text{ мкм}$  и  $L_y = 11,5 \text{ мкм}$ , а в трехмерном – параллелепипед, у которого размеры сторон  $L_x$  и  $L_y$  соответствовали размерам расчетной области в двумерном случае, а размер третьей стороны составлял  $L_z = L_y = 11,5 \text{ мкм}$ . В обоих расчетах использовалось одинаковое пространственное и временное разрешение –  $20 \text{ нм}$  и  $6,7 \cdot 10^{-2} \text{ фс}$  соответственно. На каждую пространственную ячейку приходилось по 10 электронов. Лазерный импульс вводился в расчетную область посредством задания осциллирующего граничного условия на магнитное поле на левой стенке расчетной области. Длина волны лазерного излучения составляла  $800 \text{ нм}$ , интенсивность в центре пятна фокусировки с диаметром  $2,4 \text{ мкм}$  (по уровню  $1/e^2$  от максимума интенсивности) –  $5 \cdot 10^{20} \text{ Вт см}^{-2}$ . Длительность лазерного импульса составляла  $4 \text{ фс}$ . Лазерный импульс, поляризованный в плоскости  $XU$  направлялся на мишень под углом  $70^\circ$  к нормали

пластины. Геометрия облучения мишени в двумерном и трехмерном расчетах схематично показана на рисунке 5.1, в верхнем ряду, где изображена компонента магнитного поля  $B_z$ . На этом же рисунке приведены основные полученные в расчетах результаты.

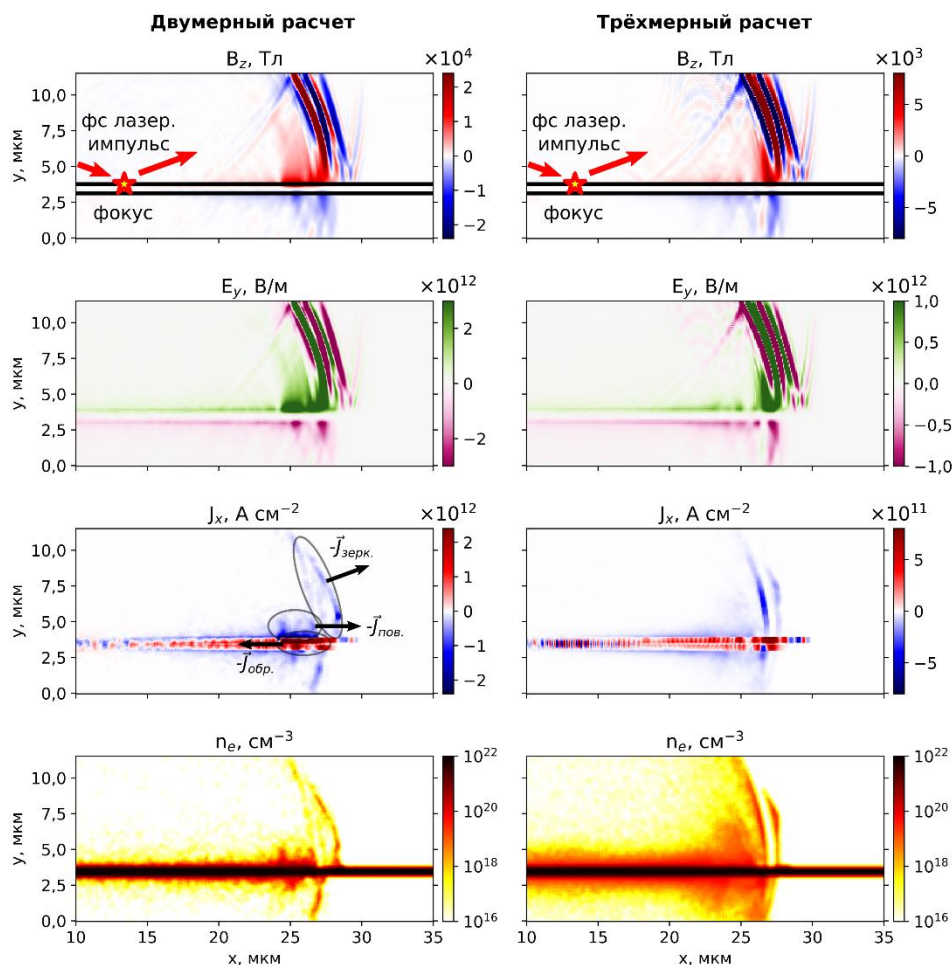


Рисунок 5.1 - Результаты двумерного (левая колонка) и трехмерного (правая колонка) моделирования взаимодействия лазерного импульса с плоской поверхностью: 1-ый ряд – компонента магнитного поля  $B_z$ ; 2-ой ряд – компонента электрического поля  $E_y$ ; 3-ий ряд – плотность электрического тока  $J_x$ ; 4-ый ряд – электронная плотность  $n_e$ . Полученные результаты соответствуют моменту времени 100 фс с начала симуляции. Результаты трехмерной симуляции представляют собой двумерные профили, полученные посредством усреднения трехмерных массивов данных в области  $z = L_z/2 \pm 1$  мкм, т.е. в расположенном в центре пластины слое толщиной 2 мкм

Представленные на рисунке 5.1 результаты соответствуют моменту времени 100 фс от начала симуляции. К данному моменту лазерный импульс, который фокусируется на поверхности мишени в точке с координатой  $x = 13,6$  мкм (см. рисунок 5.1, верхний ряд), почти полностью отражается от мишени и отделяется от ее поверхности, что можно видеть на графиках компоненты магнитного поля  $B_z$  и компоненты электрического поля  $E_y$ . В то же время у поверхности мишени формируется локализованная область с электромагнитным полем, которая распространяется вдоль поверхности мишени направо со скоростью  $\approx (0,94 - 0,99)c$ , где  $c$  – скорость света. Характерный размер этой области

приблизительно соответствует пространственному размеру лазерного импульса. Возникновение такого короткого электромагнитного импульса связано с генерацией разрядного тока. В результате воздействия лазерного импульса на мишень создаются ускоренные электроны, которые покидают область взаимодействия, создавая в ней положительный потенциал. Этот потенциал и приводит к возбуждению разрядного тока, представляющего поток электронов мишени, стремящийся компенсировать возникший в области взаимодействия положительный потенциал [116, 118, 122]. На графике плотности тока  $J_x$  (рисунок 5.1, 3-ий ряд) этот поток электронов направлен влево и отмечен как  $-J_{обр.}$ . В данном случае вследствие малой толщины пластины этот ток проникает почти на всю ее глубину и течет внутри мишени. Ожидается, что при переходе к пластине с более реалистичными размерами этот ток будет сосредоточен вблизи ее поверхности.

Можно выделить еще две отдельные области. Одна из них соответствует сгустку электронов, ускоренных лазерным импульсом в направлении его зеркального отражения от поверхности мишени. Поток этих электронов отмечен на графике  $J_x$  для двумерного расчета как  $-J_{зерк.}$ . Вторая область соответствует электронам, ускоряемым вдоль поверхности пластины; их поток отмечен на графике как  $-J_{пов.}$ . Удержание этих электронов вблизи поверхности мишени становится возможным благодаря наличию у распространяющегося вправо электромагнитного импульса нормальной компоненты электрического поля  $E_y$ . В результате эти электроны распространяются вдоль пластины вместе с возникающим в результате облучения электромагнитным импульсом. Ускоренные вдоль поверхности, а также в направлении зеркального отражения лазерного импульса электроны можно хорошо видеть на графиках электронной плотности на рисунке 5.1, 4-ый ряд. Стоит отметить, что, несмотря на наличие трех отдельных компонент тока различного направления, полярность электромагнитного импульса определяется обратным током. Таким образом, можно заключить, что основную роль в формировании электромагнитного импульса, распространяющегося вдоль поверхности пластины, играет именно разрядный ток.

Сравнение результатов двумерного и трехмерного моделирования (в центральном сечении пластины) показывает высокую степень качественного сходства – создаваемые у поверхности мишени электромагнитные поля, токи и распределения электронов в целом схожи по своей структуре, однако стоит отметить ряд отличий. Одним из основных являются несколько меньшие значения амплитуд полей и токов в трехмерном случае, в чем можно убедиться при сравнении характерных значений цветовой шкалы на графиках в левой и правой колонке на рисунке 5.1. В трехмерном случае эти значения оказываются в  $\approx 3$  раза меньше. Это может быть связано с несколько иными условиями поглощения

лазерного импульса в трехмерной геометрии, а также с различным профилем лазерного импульса в направлении  $z$ . Так, в двумерной геометрии профиль лазерного импульса во всех сечениях вдоль оси  $z$  предполагается одинаковым, а лазерный импульс во всех этих сечениях поляризован в плоскости  $XY$ , и имеет две компоненты электрического поля –  $E_x$  и  $E_y$ , и одну компоненту магнитного поля –  $B_z$ . В трехмерной геометрии это условие нарушается, и кроме того, из-за конечной ширины лазерного импульса вдоль  $z$  его взаимодействие в сечениях, отличных от центрального сечения пластины, происходит не так эффективно. Также стоит отметить, что в трехмерной геометрии вблизи поверхности мишени создается гораздо большее по масштабу и характерным значениям плотности облако электронов. Это может быть связано с лучшей статистикой в трехмерном расчете – при одинаковом числе частиц на ячейку при усреднении трехмерного массива в области  $z = L_z/2 \pm 1$  мкм вероятность обнаружить несколько макро-частиц в ячейке с координатами  $(x, y)$  существенно возрастает, в то время как в двумерном случае в заданной точке вообще может не оказаться макро-частиц. Еще одной особенностью распределения электронной плотности, полученного в трехмерном расчете, является выраженная периодическая структура для той части электронов, которая ускоряется в направлении отражения лазерного импульса. На рисунке 5.1, 4-ый ряд, справа, можно выделить по крайней мере две отдельных группы электронов, ускоряемых в направлении отражения лазерного импульса. Эти две группы электронов можно увидеть и на графике плотности тока  $J_x$ , представленном сверху. Расстояние между этими группами ускоренных электронов приблизительно соответствует длине волны лазерного излучения, на основе чего можно сделать вывод о том, что периодическая структура ускоренных в направлении лазерного импульса возникает вследствие периодической структуры электрического поля в этом импульсе. Действительно, сравнение графиков плотности тока и электронной плотности, полученных в трехмерном расчете, с графиком компоненты электрического поля  $E_y$  показывает, что данные сгустки электронов возникают в результате воздействия вертикальной компоненты электрического поля, которая способствует их отделению и удалению от поверхности мишени.

С целью анализа качественных особенностей распределений величин в трёхмерном случае на рисунке 5.2 представлены результаты трёхмерного численного расчёта в объёме. На представленных графиках видно, что несмотря на малый размер пятна фокусировки (2,4 мкм) лазерного импульса созданное им возмущение охватывает всю ширину пластины (10 мкм), что можно хорошо видеть на виде сверху и спереди. При этом краев пластины  $z = L_z/2 \pm 5$  мкм оно достигает с задержкой, что приводит к искривлению фронта ускоренных электронов в плоскости  $XZ$ , см. рисунок 5.2, вид сверху.



В центральной части  $z = L_z/2 \pm 1$  мкм распределение электронной плотности достаточно однородно по  $z$ , и может быть качественно описано двумерной моделью.

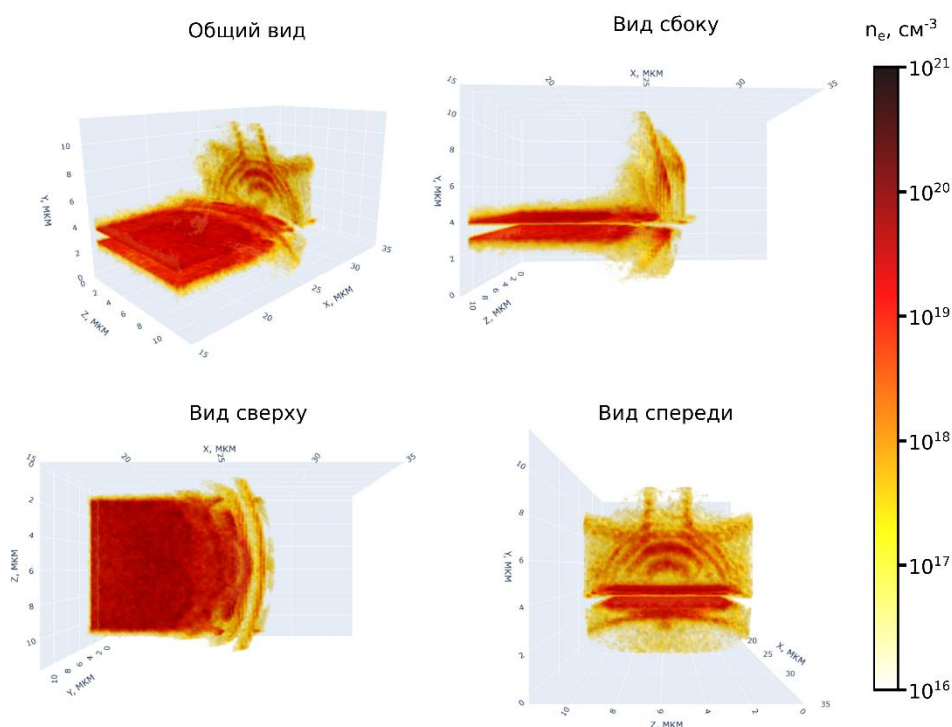


Рисунок 5.2 - Трехмерные графики распределения электронной плотности, полученные в результате трехмерного моделирования взаимодействия лазерного импульса с плоской поверхностью. Результаты соответствуют моменту времени 100 фс с начала симуляции.

Для удобства чтения графиков область с электронной плотностью около сверхкритической и выше на рисунках не отображена

Созданное лазером возмущения продолжает распространяться вдоль поверхности пластины и может достигать ее края по оси  $x$ . В этом случае часть ускоренных вдоль поверхности электронов отрывается от мишени и продолжает лететь в заданном направлении в виде сгустка (электронного банча) с некоторой угловой расходимостью. Этот эффект был исследован в рамках проведенных расчетов – выбранный размер пластины в направлении оси  $x$  был несколько меньше размера расчетной области, что позволило наблюдать динамику разлета ускоренных вдоль поверхности мишени электронов после достижения границы мишени. Полученное в трехмерном расчете распределение электронов в один из поздних моментов времени (170 фс), когда электромагнитный импульс уже достиг конца пластины, представлено на рисунке 5.3, (a).

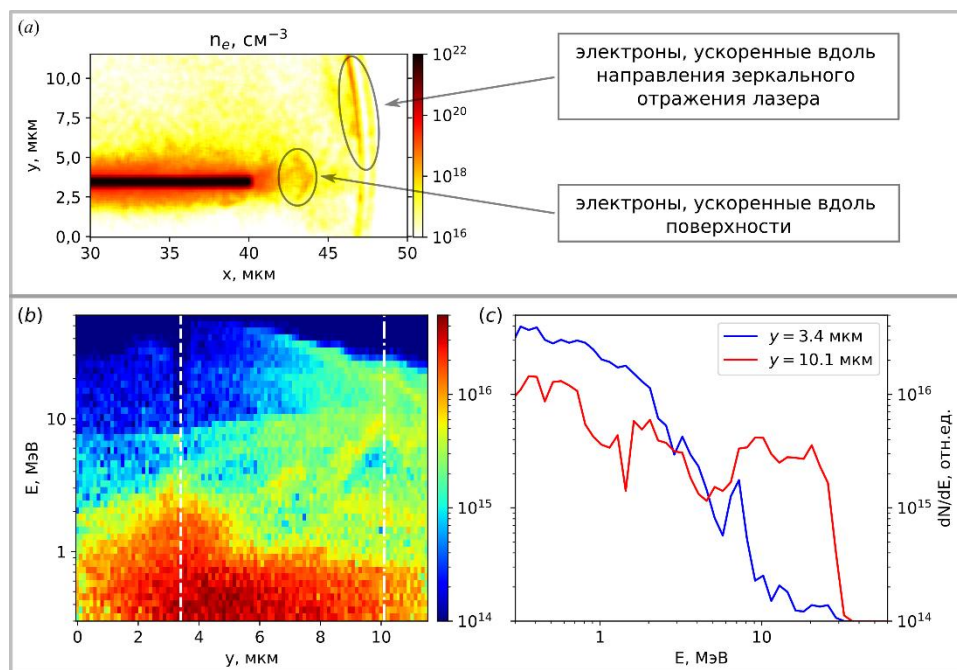


Рисунок 5.3. (а) Распределение электронной плотности в момент времени 170 фс, когда электромагнитный импульс уже достиг конца пластины. (б) Энергетический спектр ускоренных электронов в зависимости от координаты  $y$ ; белой штриховой и штрихпунктирной линиями показаны координаты, для которых на панели (с) приведены отдельные кривые. (с) Энергетический спектр ускоренных электронов при фиксированных значениях координаты  $y$  – 3,4 мкм (синяя кривая), что соответствует координате плоскости пластины, и 10,1 мкм (красная кривая)

На представленном графике можно выделить две группы электронов – электроны, ускоренные в направлении зеркального отражения лазера, и электроны, ускоренные вдоль поверхности мишени. Энергетический спектр в зависимости от вертикальной координаты  $y$ , а также энергетический спектр в фиксированных точках с координатами  $y = 3,4$  мкм и  $y = 10,1$  мкм, представлены на рисунке 5.3, (б) и (с). Анализ кривых, представленных на рисунке 5.3, (с), позволяет отметить две основные особенности. Во-первых, для рассмотренных в работе параметров взаимодействия большая часть электронов ускоряется вдоль поверхности мишени ( $y = 3,4$  мкм) и приобретает характерные значения энергии порядка 1 МэВ. Во-вторых, ускоряемые в направлении зеркального отражения лазера электроны имеют большие характерные значения энергии, которые по величине хорошо согласуются с характерным значением энергии ускоренных частиц, определяемым пондеромоторным скейлингом  $E = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{I[W \text{ cm}^{-2}] \lambda^2 [\mu\text{m}]}{1,37 \cdot 10^{18}}} - 1 \right)$  [5.15], который для использованных в работе параметров дает величину энергии  $\approx 7$  МэВ. Стоит отметить, что, несмотря на чуть менее эффективное ускорение электронов вдоль поверхности мишени, пучок этих электронов имеет меньшую расходимость и может быть

эффективно транспортирован вдоль мишени в нужную область, что делает схему ускорения электронов на основе взаимодействия короткого лазерного импульса с плоской поверхностью при наклонном падении привлекательной для различных приложений.

### **5.3 Генерация излучения при возбуждении разрядного импульса**

Кроме генерации ускоренных частиц, случай наклонного падения интересен в контексте возбуждения мощного разрядного импульса. Предполагается, что данный импульс может быть использован для эффективной генерации ТГц излучения [125-127]. Интерес к таким источникам связан с многочисленными возможными приложениями ТГц излучения как в фундаментальной науке, так и в технологии. Многие из этих приложений относятся к биологическим и медицинским наукам, что не является удивительным с учетом уникальных свойств волн ТГц диапазона. В отличие от рентгеновских лучей, они не наносят никакого вреда биологическим тканям, так как ТГц частоты слишком низкие, чтобы вызвать ионизацию биомолекул, и в то же время множество переходов между колебательными, вращательными и другими подуровнями происходят в ТГц диапазоне. Эти факторы, в совокупности с низкими потерями на рассеяние в биотканях по сравнению с инфракрасным или видимым излучением, делают ТГц излучение идеальным кандидатом для медицинской диагностики и спектроскопии биологических тканей [128, 129]. Одной из особенно интересных областей является обнаружение и лечение раковых опухолей при помощи ТГц излучения [130-135]. В этом случае ТГц волны могут использоваться для обнаружения и манипуляции молекулярным резонансом ДНК раковой опухоли, который наблюдается на частоте 1,65 ТГц и появляется в результате химических и структурных изменений, которые происходят в раковых клетках [136-139]. Однако, ТГц диагностику можно применять не только в области медицины, а также, например, в различных приложениях, связанных с разработкой систем безопасности [140, 141]. Благодаря хорошему проникновению ТГц излучения в сухие, неметаллические и неполярные объекты его можно использовать для зондирования отдельных внутренних областей с высоким поглощением, например, областей с водным содержанием [142], или с его помощью исследовать распределение дефектов в материалах с низким поглощением, таких как пены [143]. Другой потенциальной областью применения ТГц излучения является исследование и управление свойствами веществ. В отличие от видимого света, фотоны ТГц излучения не несут в себе избыточной энергии, что позволяет напрямую возбуждать переходы в исследуемые возбужденные состояния, что открывает путь для широкого круга исследований [144]. Наконец, стоит отметить возможность использования ТГц излучения для увеличения пропускной способности беспроводных систем

коммуникации, что позволит выполнять передачу больших объемов данных за меньшее количество времени.

Так как многие потенциальные приложения требуют ТГц излучения высокой мощности, достижимая интенсивность в ТГц диапазоне часто становится одним из ключевых параметров в разработке новых источников ТГц излучения. В этом контексте, основанные на релятивистской лазерной плазме методы являются наиболее предпочтительными, так как ТГц излучение лазерной плазмы не подвержено эффекту насыщения, и, кроме того, отсутствует риск повреждения среды для генерации ТГц излучения [148]. Получение высокой эффективности преобразования и желаемых свойств ТГц излучения с использованием основанных на плазме методик требует модификации условий лазерно-плазменного взаимодействия. Одним из возможных методов их модификации является оптимизация геометрии мишени и схемы ее облучения. В этой связи, переход от плоской мишени к более сложным схемам облучения может иметь ряд преимуществ. Примером такой схемы являются прямые металлические провода, облучаемые лазерными импульсами. При определенных условиях они могут использоваться для генерации ТГц излучения, как было показано в ряде недавних численных и экспериментальных исследований [149-155]. Хотя и существует несколько моделей, описывающих процесс генерации электромагнитных волн в ТГц в данной схеме, все они так или иначе основаны на возбуждении в том или ином виде движения электронов вдоль поверхности проволоки. Предлагается использовать тонкий металлический провод, которому придается форма искривленной периодической структуры. Достоинства использования искривленной проволоки уже обсуждались в работе [142]. Там в контексте генерации ТГц излучения посредством численных расчетов и аналитических оценок исследовалась кольцевая мишень, представляющая собой одновитковый провод со свободным концом. Было показано, что с ее помощью возможно получить ТГц излучение высокой мощностью с контролируемым спектром и максимумом углового распределения плотности мощности излучения на оси мишени. Однако, для того, чтобы обеспечить многократные осцилляции разрядного импульса вдоль периметра кольца и предотвратить его уход в землю по креплению мишени, необходимо обеспечить определенные условия. В частности, зазор между свободным концом мишени и противоположным концом должен был быть достаточно маленьким для того, чтобы добиться замыкания электрического контура в ходе первого оборота разрядного импульса вдоль мишени. Удовлетворить этим требованиям может быть достаточно сложно с учетом ограничений, накладываемых существующими технологиями производства мишеней.

В контексте облучения со скользящими углами падения лазерного импульса на мишень рассмотрены проволоки с периодической структурой, где генерации ТГц излучения происходит на всем протяжении распространения разрядного импульса вдоль поверхности мишени. В частности, рассмотрены мишени в форме синусоиды и спиральные мишени, один из свободных концов которых облучается мощным фемтосекундным лазерным импульсом, см. рисунок 5.4.

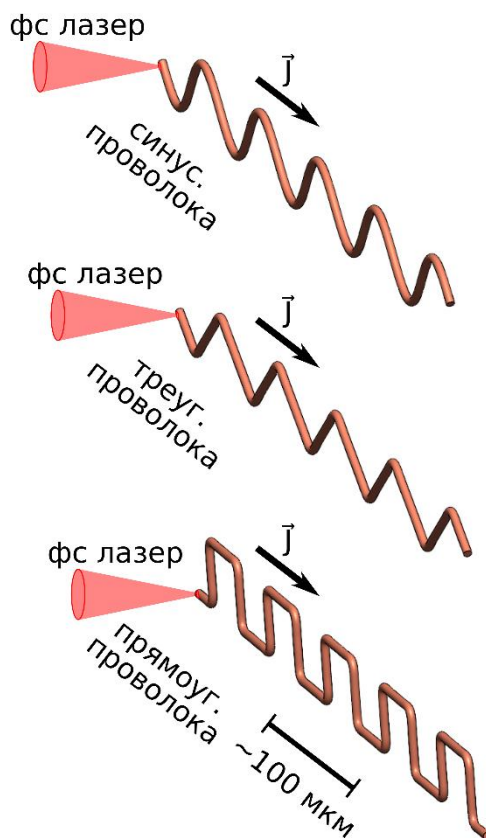


Рисунок 5.4 - Схема предлагаемых мишеней: синусоидальная проволока (сверху), «треугольная» проволока (в середине) и прямоугольная проволока (снизу). Лазерный импульс облучает свободный конец проволоки. Направление распространения разрядной волны отмечено черными стрелками

Процесс формирования и распространения разрядного импульса вдоль протяженной мишени исследовался численно при помощи кода типа «частица в ячейке» Smilei [123] в упрощенной двумерной геометрии с мишенью в виде прямого провода. Так как такая схема имеет низкие вычислительные затраты, с ее помощью можно исследовать процесс формирования и распространения разрядного импульса для различных параметров лазерного драйвера. Для всех выполненных расчётов мишень представляла собой прямоугольник размером 40 мкм × 1 мкм, расположенный в центре расчетной области, которая имела размер 48,7 мкм × 12,2 мкм и содержала 3072 × 768 ячеек. Размер одной ячейки в обоих направлениях был  $\approx 15,9$  нм, число частиц на ячейку было

равно 10, а временное разрешение составляло  $1,8 \cdot 10^{-2}$  фс. Мишень состояла из ионов с атомным номером  $Z = 79$ , их масса составляла  $M = 5 \cdot 10^3 m_p$ , где  $m_p$  – масса протона. Она была увеличена по сравнению с реальным значением для золота ( $M_{Au} = 197 m_p$ ) для того, чтобы обеспечить качественно такую же динамику разлета ионов, как и в случае мишени с более реалистичным размером, который в  $\sim(5-10)$  раз превышает размер мишени, выбранный для данного параметрического исследования. Плотность ионов в начале симуляции была  $n_i = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует твердотельной ионной плотности золота. Изначально, степень ионизации мишени, а также электронная плотность плазмы были равными нулю, и для расчета значений этих величин на каждом шаге расчёта использовалась модель полевой ионизации. Параметры лазерного импульса изменялись для исследования их влияния на параметры разрядной волны. Были рассмотрены три возможные длительности лазерного импульса:  $\tau_{las.} = [12,5, 25, 50]$  фс, где данные значения соответствуют длительности лазерного импульса на половине высоты (FWHM). Для каждого значения длительности были рассмотрены пять возможных значений пиковой интенсивности:  $I_{max} = [2 \cdot 10^{19}, 10^{20}, 10^{21}, 10^{22}, 10^{23}] \text{ Вт/см}^2$ .

Результаты одного из расчётов, соответствующего  $I_{max} = 10^{22} \text{ Вт/см}^2$  и  $\tau_{las.} = 12,5$  фс, представлены на рисунке 5.5, (a1-a4). Из представленных графиков компоненты  $B_z$  электромагнитного поля можно видеть, что лазерный импульс облучает левый конец провода с наклонной геометрией падения на нее, см. рисунок 5.5, (a1). Затем лазерный импульс частично отражается, а частично поглощается мишенью, см. рисунок 5.5, (a2). Значительная часть энергии лазера преобразуется в энергию разрядного импульса, который продолжает автономно распространяться вдоль провода вправо, даже когда большая часть лазерного импульса выводится из расчетной области, см. рисунок 5.5, (a3) и (a4). Возбуждаемая разрядная волна является монополярной, что соответствует результатам, представленным в других работах, см., например, [154, 116]. Для ультракоротких лазерных драйверов, которые рассматриваются в данном исследовании, волна хорошо локализована на масштабе провода, т.е. имеет форму выраженного короткого электромагнитного импульса. Амплитуда разрядного импульса  $\max(B_z)$  и его длительность на половине высоты (FWHM)  $\tau_{d..p}$  зависят от параметров лазерного драйвера. Результаты проведенного параметрического исследования представлены на рисунке 5.5, (б) и (в).

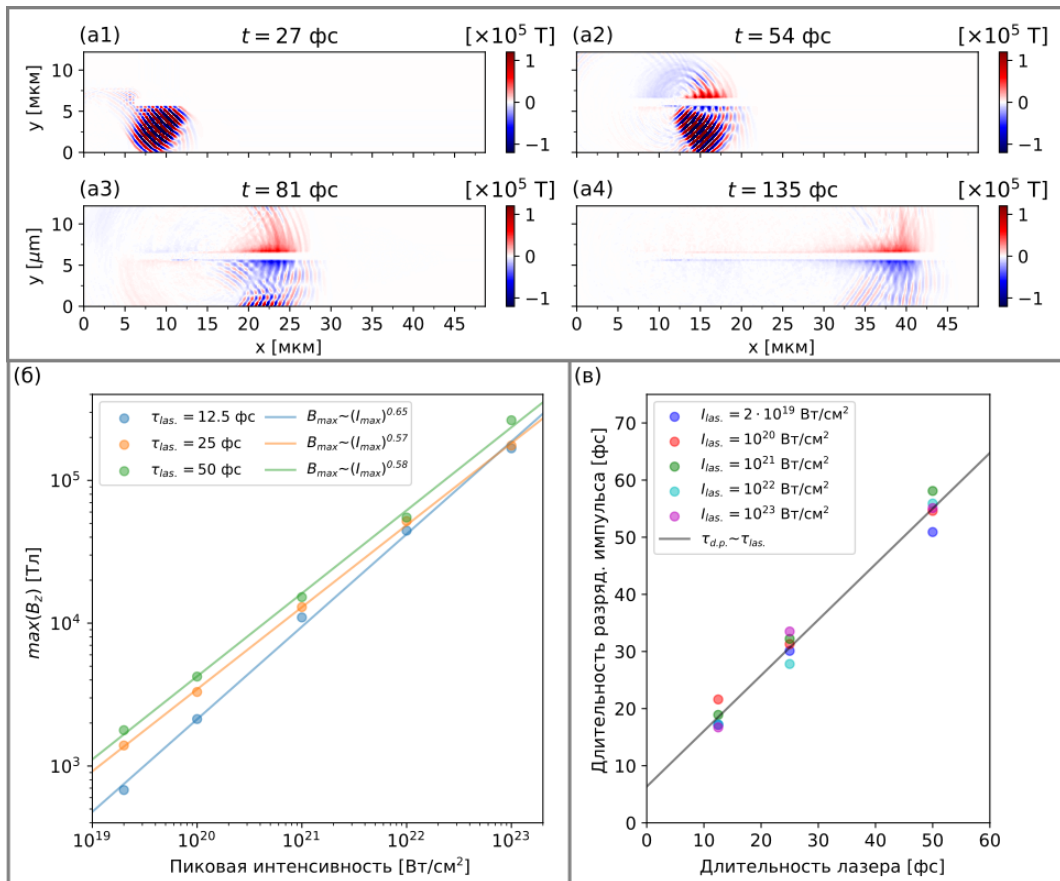


Рисунок 5.5 (а1-а4) Результаты двумерных расчётов типа «частица в ячейке» с прямым проводом, облучаемым лазерным импульсом с пиковой интенсивностью  $I_{max} = 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности на половине высоты  $\tau_{las.} = 12,5$  фс: компонента  $B_z$  электромагнитного поля в моменты времени 27 фс, 54 фс, 81 фс и 135 фс, соответственно. (б) Зависимость амплитуды компоненты разрядной волны  $B_z$ , оцененной в точке  $x \approx 30$  мкм около поверхности провода, от пиковой интенсивности лазерного импульса в фокусе; данные для различных длительностей лазерного импульса показаны маркерами разного цвета. Точки близко следуют степенным зависимостям, представленным сплошными линиями. (в) Зависимость длительности разрядной волны на половине высоты от длительности лазерного импульса на половине высоты для различных интенсивностей лазерного драйвера, показанных маркерами разного цвета. Точки близко следуют линейной зависимости, представленной черной сплошной линией

Как можно видеть на рисунке 5.5, (б), зависимость амплитуды разрядной волны  $\max(B_z)$  для всех рассмотренных значений длительности лазерного импульса близко следует степенной зависимости  $\max(B_z) \sim (I_{max})^k$ , где  $k \approx 6$ . В простейшем рассмотрении ожидаемое значение  $k$  составляет 0.5, так как амплитуды магнитного и электрического поля пропорциональны квадратному корню из плотности энергии магнитного и электрического поля, которые, в свою очередь, прямо пропорциональны энергии лазера, а значит и его интенсивности. Полученный результат, однако, свидетельствует о том, что эффективность преобразования лазерной энергии в энергию разрядной волны несколько выше ожидаемой, что может объясняться снижением влияния процессов диссипации,

таких как ионизация, при высоких значениях интенсивности. Сравнение результатов для различных значений длительности лазерного импульса также показывает, что амплитуда разрядной волны увеличивается с увеличением длительности лазерного импульса, однако различия являются достаточно выраженными при низких интенсивностях. Такое поведение может объясняться более высокой лазерной энергией, подводимой к мишени, если длительность лазерного импульса увеличивается, а интенсивность остается постоянной. Длительность разрядного импульса, как свидетельствует рисунок 5.5, (в), почти линейно зависит от длительности лазерного импульса, что подразумевает, что первой можно управлять за счет изменения последней. Скорость распространения разрядной волны в рассмотренном диапазоне параметров не зависит от интенсивности и длительности лазерного импульса и составляет приблизительно  $\approx (0,97 - 0,98)c$ , где  $c$  – скорость света. Проведенные численные симуляции показывают, что разрядный импульс формируются в широком диапазоне интенсивностей лазерного импульса, в то время как параметры создаваемого разрядного импульса определяются параметрами лазерного драйвера. В соответствии с результатами проведенного далее анализа, при создании таких импульсов в протяженных искривленных проводах, а не прямом проводе, эти импульсы могут испускать ТГц волны со свойствами, которые определяются геометрией провода.

Процесс генерации ТГц излучения при помощи синусоидальной (рисунок 5.4, сверху), треугольной (рисунок 5.4, в середине) и прямоугольной (рисунок 5.4, снизу) проволок исследовался численно с использованием заданного электрического тока с временным профилем, который извлекался из предыдущего расчёта и трехмерного решателя уравнений Максвелла, реализованного в Smilei [123]. Расчетная область не содержала плазмы, что позволило существенно увеличить размер ячейки, так как высокое разрешение больше не являлось необходимым для корректного описания динамики плазмы. В результате размер ячейки был увеличен до  $2,5 \text{ мкм} \times 2,5 \text{ мкм} \times 2,5 \text{ мкм}$ . Расчетная область содержала  $512 \times 512 \times 512$  ячеек и имела размер  $1,28 \text{ мм} \times 1,28 \text{ мм} \times 1,28 \text{ мм}$ , что гораздо больше характерного размера мишени  $\sim 100 \text{ мкм}$  и таким образом является достаточным для исследования электромагнитных волн, испускаемых мишенью, в волновой зоне. Для начала была рассмотрена мишень в форме синусоиды. Геометрия провода задавалась следующим образом:

$$\begin{cases} y = L_y/2 + a \sin(x/a) \\ z = L_z/2 \end{cases} \quad (5.1)$$

где  $L_y$  и  $L_z$  – размеры расчетной области вдоль соответствующих осей,  $a \approx 20 \text{ мкм}$  определяет характерный размер мишени и ее период, и  $x$  простирается от  $0,05 \text{ мм}$  до  $1,23 \text{ мм}$ . Провод имел круговое сечение с диаметром  $5 \text{ мкм}$ . Разрядный импульс



инициализировался на левом конце провода и распространялся направо. Полученные результаты, представленные на рисунке 5.6, показывают, что разрядный импульс действительно может создавать электромагнитное излучение, которое «отрывается» от самого импульса и мишени в процессе совершения импульсом периодических квази-осцилляций, когда он идет вдоль провода. Примеры распределений полей в дальней зоне, полученные на гранях расчетной области  $x = 1,28$  мм и  $z = 1,28$  мм, приведены на рисунке 5.6. Как можно видеть, излучение имеет выраженный периодический характер с последовательностью сменяющих друг друга максимумов и минимумов. Также можно видеть, что источник излучения перемещается вдоль провода, т.к. распределения на рисунке 5.6, (в1-в4) и (г1-г4), смещаются вправо, следуя с определенной задержкой за локализованным разрядным импульсом тока. Ожидается, что для расстояний, существенно превышающих полную длину мишени вдоль  $x$ , эффект такого смещения будет менее выраженным.

Среди других рассматриваемых геометрий были мишени с треугольным и прямоугольным профилем. Первый из них определялся следующим уравнением:

$$\begin{cases} y = L_y/2 + a_1 \cdot (1 - 2 \cos^{-1}[0,99 \sin(x/a_2)]/\pi) \\ z = L_z/2 \end{cases} \quad (5.2)$$

где параметр  $a_1 \approx 39$  мкм определяет амплитуду, а параметр  $a_2 \approx 8,5$  мкм определяет период. Прямоугольная мишень задавалась формулой:

$$\begin{cases} y = L_y/2 + 2a_1 \cdot \tan^{-1}[100 \sin(x/a_2)]/\pi \\ z = L_z/2 \end{cases} \quad (5.3)$$

где параметр  $a_1 \approx 27,5$  мкм определяет амплитуду, а параметр  $a_2 \approx 8,5$  мкм определяет период. Обе мишени имеют одинаковую длину периода 150 мкм. Используемые формулы позволяют подбирать степень резкости переходов между различными полупериодами посредством изменения множителей, стоящих перед  $\sin(x/a_2)$  в формулах. Распределения электромагнитных полей для этих двух случаев приведены на рисунке 5.9, (а3-в3) и (а4-в4). Распределения полей, излучаемых двумя данными типами мишеней, качественно похожи на распределение, создаваемое током, осциллирующем вдоль проволоки в форме синусоиды. Как можно видеть, в процессе распространения тока по структурированному проводу создается выраженная электромагнитная волна. Эта волна отделяется от разрядного импульса и распространяется независимо. Для рассматриваемых мишеней с треугольным и квадратным профилем более выраженным является разделение между фронтом волны и разрядным импульсом вдоль оси  $x$  в сравнение с мишенью в форме синусоиды, задаваемой формулой (5.1). Это является следствием меньшей скорости распространения вдоль  $x$ , так как последние две мишени

имеют большие амплитуды осцилляций и большие величины пути, проходимого вдоль оси  $y$ . В случае треугольной и прямоугольной мишеней это приводит к менее выраженному доплеровскому сдвигу. Кроме того, также можно видеть, что профили полей становятся более сложными по сравнению с профилями для мишени в форме синусоиды. В частности, волновые формы от синусоидальных переходят к более иррегулярным, в то время как переходы между положительными и отрицательными полупериодами волны становятся более резкими, что отражает более резкие изменения в геометрии самого провода.

Для всех типов мишеней излучение испускается в широком диапазоне углов, в то время как его частота зависит от углового направления из-за значительного доплеровского сдвига, который проявляется из-за высокой скорости распространения  $v \sim c$ , что можно видеть на рисунке 5.5, (а), где построены графики спектральной плотности мощности для трех различных направлений. Для  $\theta = 0^\circ$ , т.е. вдоль оси распространения  $x$ , центральная частота составляет приблизительно 7 ТГц. В противоположном направлении длина волны растягивается, а частота уменьшается до 1 ТГц. Ключевой особенностью схемы является зависимость спектрального диапазона излучения от угла наблюдения. При его коллимации внеосевым параболическим зеркалом под углом  $\theta = 90^\circ$  получаемый в результате пучок ТГц излучения обладает пространственным чирпом. При этом стоит отметить, что в этом случае зеркало должно размещаться достаточно близко к мишени на расстоянии, сравнимом с радиусом апертуры зеркала, таким образом, чтобы зеркало охватывало достаточно большой телесный угол, в котором наблюдается чирп. С практической точки зрения, пространственный чирп может применяться в схемах зондирования с пространственным разрешением, а также он может быть преобразован во временной чирп с использованием дисперсионных элементов, например, дифракционных решеток.

Интерес также представляет направление  $\theta = 90^\circ$ . Для измерения спектра в этом направлении в симуляциях, выбирались точки с нулевой продольной компонентой поля, например, линии  $B_z=0$  (см. рисунок 5.6, (в1-в4)), и поперечные компоненты поля, например,  $B_x$ , измерялись в этих точках для определения спектра в направлении оси  $z$ . Центральная частота полученного таким образом спектра составляет 1,5 ТГц, что несколько меньше частоты, которая определяется геометрическим периодом мишени. Так как выбранное значение параметра  $a = 20$  мкм соответствует длине периода синусоиды  $\approx 150$  мкм, ожидается, что центральная частота составит 2 ТГц. Однако, такое простейшее рассмотрение не учитывает эффект Доплера, который может приводить к

смещению частот и давать несколько иное значение центральной частоты для определенного направления, как это наблюдается здесь.

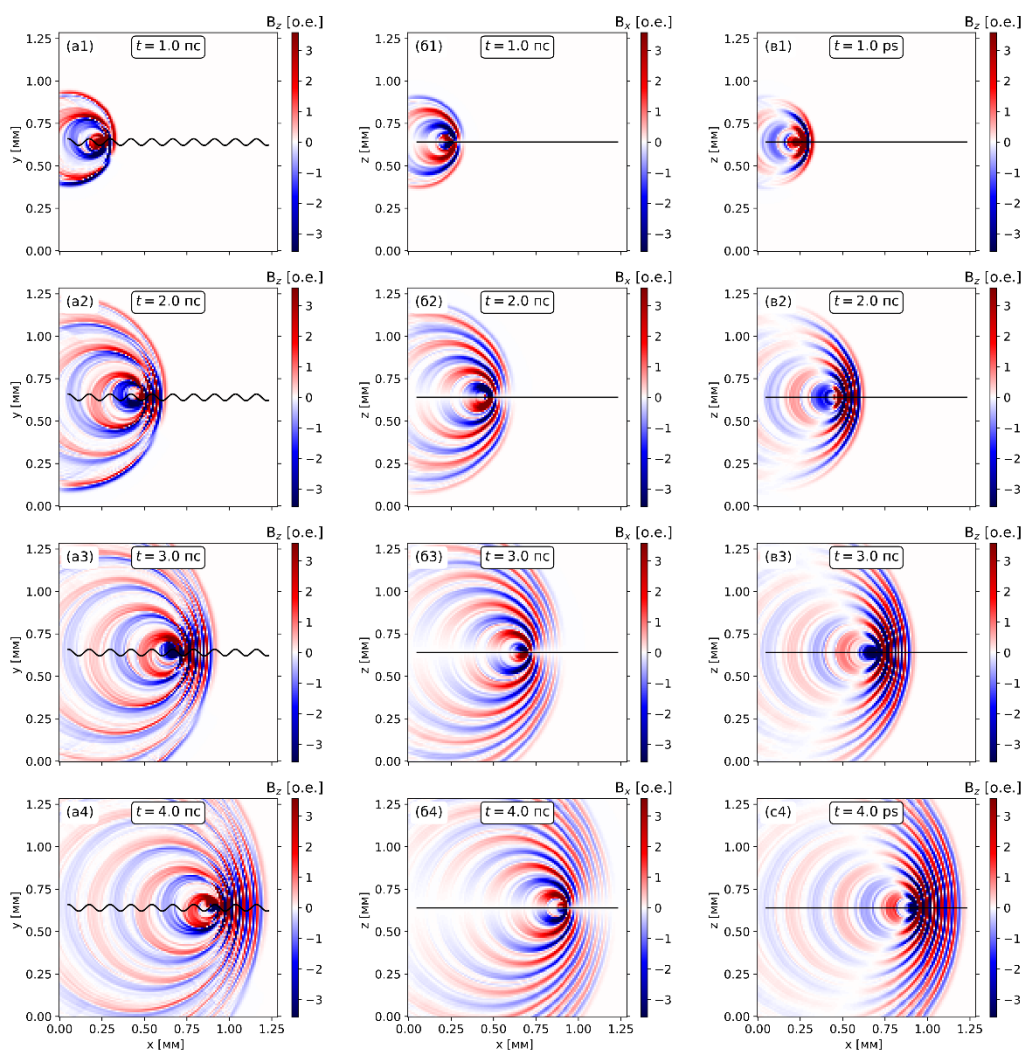


Рисунок 5.6 - Электромагнитные поля, излучаемые синусоидальной мишенью с геометрией, задаваемой формулой (5.1): (a1-a4) компонента  $B_z$  в плоскости мишени, т.е. в плоскости  $z = 0,64$  мм, в моменты времени 1,0, 2,0, 3,0 и 4,0 пс, соответственно; (б1-б4) компонента  $B_x$  в плоскости  $y = 0,64$  мм в моменты времени 1,0, 2,0, 3,0 и 4,0 пс, соответственно; (в1-в4) компонента  $B_z$  в плоскости  $y = 0,64$  мм в те же моменты времени 1,0, 2,0, 3,0 и 4,0 пс. Проекция мишени на соответствующие плоскости показана сплошными черными линиями

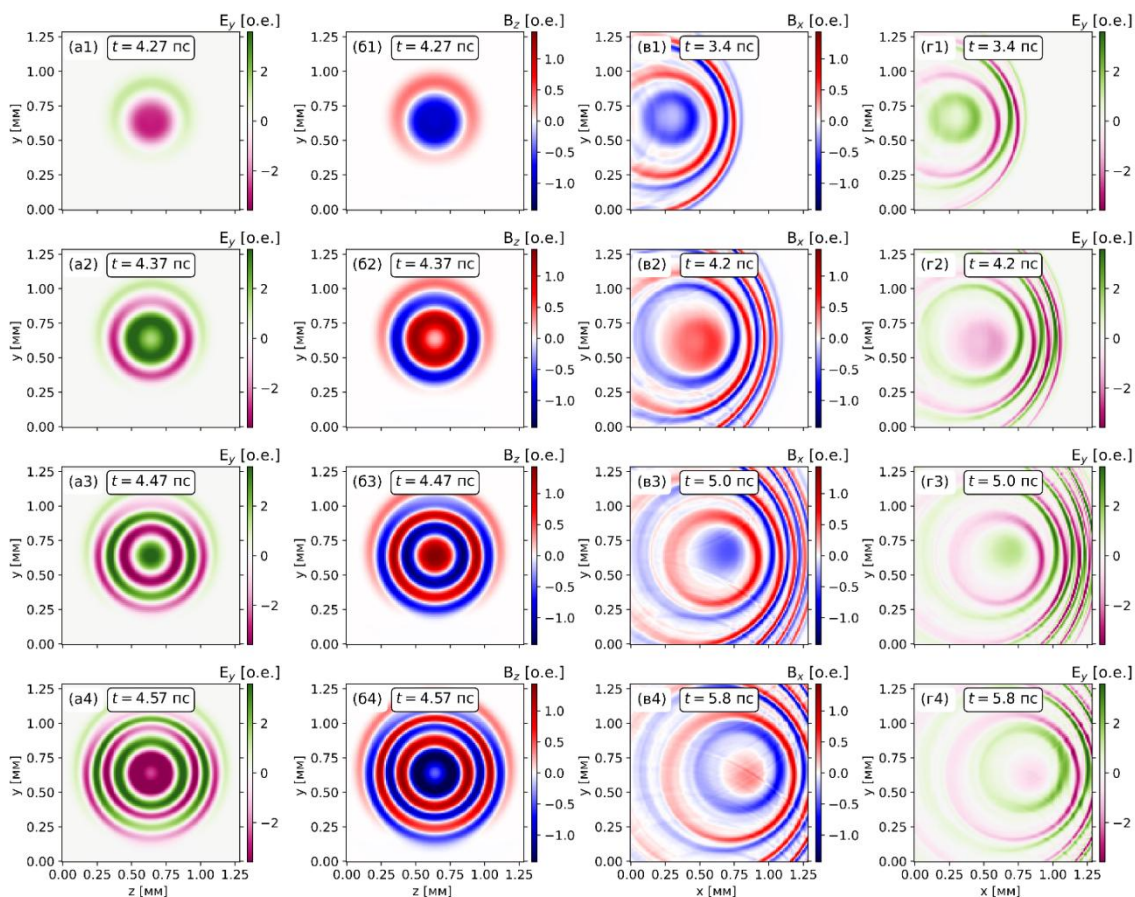


Рисунок 5.7 - Электромагнитные поля, испускаемые синусоидальной мишенью с геометрией, определяемой формулой (5.1), на границах расчетной области: (a1-a4) компонента  $E_y$  на грани  $x = 1,28$  мм в моменты времени 4,27, 4,37, 4,47 и 4,57 пс, соответственно; (b1-b4) компонента  $B_z$  на грани  $x = 1,28$  мм в моменты времени 4,27, 4,37, 4,47 и 4,57 пс, соответственно; (v1-v4) компонента  $B_x$  на грани  $z = 1,28$  мм в моменты времени 3,4, 4,2, 5,0 и 5,8 пс, соответственно; (r1-r4) компонента  $E_y$  на грани  $z = 1,28$  мм в моменты времени 3,4, 4,2, 5,0 и 5,8 пс, соответственно

С целью проведения непосредственного сравнения, была исследована мишень в форме синусоиды с другим соотношением амплитуды к периоду. Геометрия мишени определялась следующим образом:

$$\begin{cases} y = L_y/2 + a_1 \sin(x/a_2) \\ z = L_z/2 \end{cases} \quad (5.4)$$

где параметр  $a_1 \approx 34$  мкм определяет амплитуду, а параметр  $a_2 \approx 8,5$  мкм определяет период. Полная длина периода вдоль поверхности мишени такая же, как и для предыдущей мишени, и составляет 150 мкм, однако в данном случае отношение амплитуды синусоиды к периоду в 4 раза больше аналогичного соотношения для мишени, определяемой уравнением (4.1). Непосредственным следствием этого обстоятельства является тот факт, что теперь ток в большей степени распространяется вверх и вниз по проводу, а не вдоль его общего направления распространения вдоль оси  $x$ . Это приводит к

меньшей скорости распространения вдоль данной оси и меньшему доплеровскому сдвигу. Помимо уже упомянутого менее выраженного доплеровского сдвига также можно видеть, что пространственно-временные профили излучаемых мишенью полей изменяются. Существенно изменяется и спектральный состав излучения, что можно видеть на рисунке 5.8, (б).

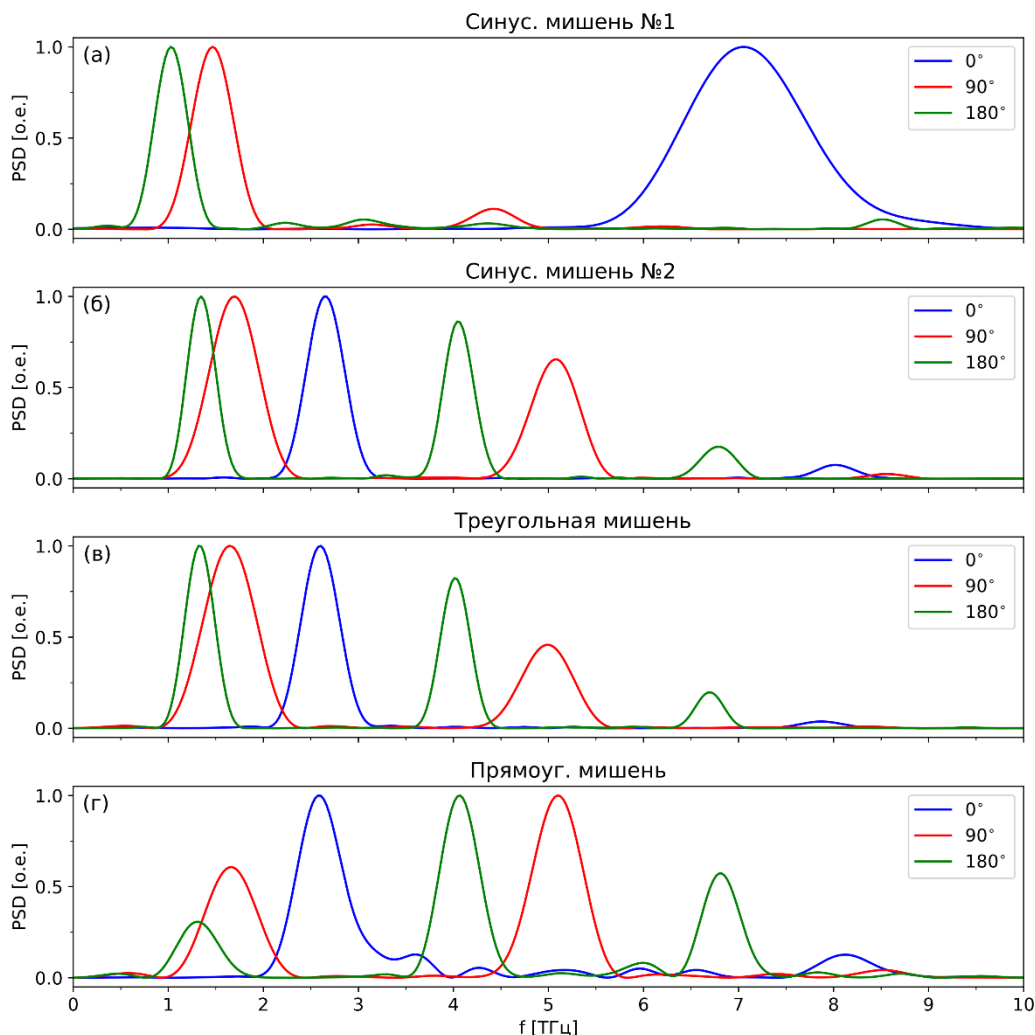


Рисунок 5.8 - Спектральная плотность мощности для мишеней с различной геометрией: (а) синусоидальная мишень с геометрией, задаваемой уравнением (5.1); (б) синусоидальная мишень с геометрией, задаваемой уравнением (5.4); (в) треугольная мишень, задаваемая уравнением (5.2); (г) прямоугольная мишень с геометрией, задаваемой уравнением (5.3). Различными цветами показана спектральная плотность мощности излучения в различных направлениях относительно оси  $x$

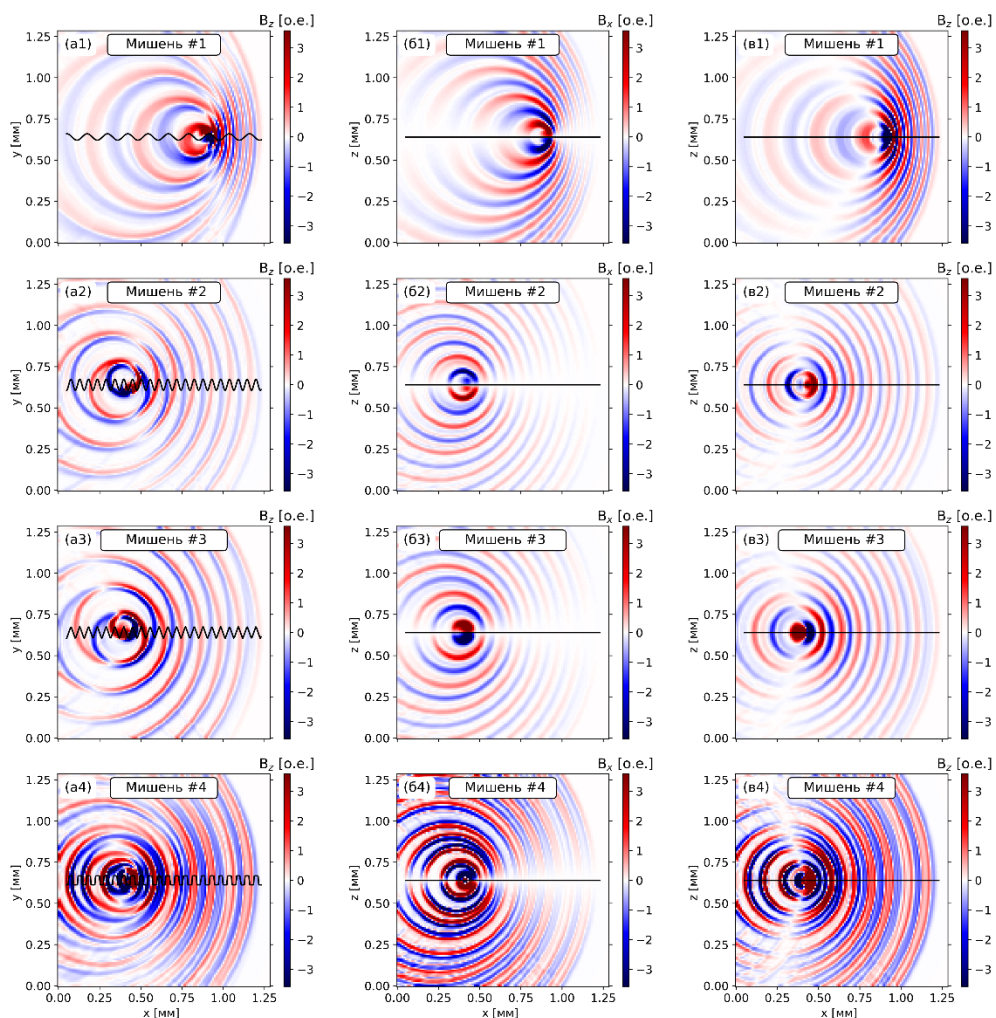


Рисунок 5.9 - (a1-v1) Электромагнитные поля, испускаемые мишенью в форме синусоиды с геометрией, задаваемой уравнением (5.1): (a1) компонента  $B_z$  в плоскости мишени, т.е. в плоскости  $z = 0,64$  мм, в момент времени 4,0 пс; (б1) компонента  $B_x$  в плоскости  $y = 0,64$  мм в тот же момент; (в1) компонента  $B_z$  в плоскости  $y = 0,64$  мм, в тот же момент времени. (a2-v2) Аналогично (a1-v1), но для мишени в форме синусоиды, задаваемой уравнением (5.4). (a3-v3) Аналогично (a1-v1), но для мишени с треугольным профилем, задаваемой уравнением (5.2). (a4-v4) Аналогично (a1-v1), но для мишени с прямоугольным профилем, задаваемой уравнением (5.3). Проекции мишеней на заданные плоскости показаны черными сплошными линиями

Как можно видеть, форма мишени действительно играет важную роль, сказываясь на форме пространственно-временных профилей электромагнитных полей и их спектральных характеристиках, приведенных на рисунке 5.8, (в) и (г). Так как профили, сохраняя свою периодическую природу, становятся более сложными, в спектре появляются дополнительные компоненты. Они особенно выражены для направлений  $\theta = 90^\circ$  и  $\theta = 180^\circ$ , в то время как для  $\theta = 0^\circ$  большая часть излучения все еще испускается на центральной частоте, которая смещается с 7 ТГц до  $\approx 2,6$  ТГц в результате меньшей скорости распространения и меньшего доплеровского сдвига вдоль оси  $x$ . Таким образом, спектральными характеристиками излучения можно управлять исключительно с



помощью геометрии мишени для создания как простых синусоидальных пространственно-временных профилей (рисунок 5.9, (a1-в1)) с одной выраженной частотой для определенного направления (рисунок 5.8, (а)), так и для создания достаточно сложных профилей (рисунок 5.9, (a2-в2), (a3-в3), (a4-в4)) с несколькими дополнительными частотами (рисунок 5.8, (б)-(г)), в зависимости от требований для конкретных приложений.

Также, подбор нужной частотной полосы возможен за счет выбора промежуточного угла наблюдения между направлениями, соответствующими доплеровскому максимуму и минимуму, за счет использования кольцевой апертуры. Этому способствует малый угловой градиент частоты. При необходимости, диапазон частот может быть расширен посредством увеличения скорости распространения и соответствующей величины доплеровского сдвига вдоль  $x$ . Желаемый эффект может быть достигнут за счет изменения отношения амплитуды мишени к периоду.

Некоторые общие соотношения можно получить непосредственно из аналитического выражения для векторного потенциала. Рассмотрим  $\phi$ -функциональный ток  $J \sim J_0 \delta(l - v_0 t)$ , где  $J_0$  – амплитуда тока,  $l$  – его положение на поверхности провода,  $v_0$  – скорость распространения, которая, как показывают расчёты, очень близка к скорости света. Если провод задается как  $y = a \sin kx$ , то

$$J = J_0 \delta(l - v_0 t) \left( \frac{dx}{dl} \mathbf{e}_x + \frac{dy}{dl} \mathbf{e}_y \right). \quad (5.5)$$

Без использования каких-либо приближений можно записать векторный потенциал как

$$A(t) = \frac{J_0}{c} \int dl \frac{\delta(l - v_0 t')}{|R - r|} \left( \frac{dx}{dl} \mathbf{e}_x + \frac{dy}{dl} \mathbf{e}_y \right), \quad (5.6)$$

где  $t' = t - |R - r|/c$ , и для заданного направления  $R$  можно найти поляризация испускаемой волны, посчитав нормальную к  $R$  компоненту поля как  $E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$ . Таким образом, для  $R || \mathbf{e}_x$  волна поляризована вдоль  $y$ , для  $R || \mathbf{e}_y$  волна поляризована вдоль  $x$ , а для  $R || \mathbf{e}_z$  поляризация имеет достаточно сложный характер. Выражение (4.6) можно переписать как

$$A(t) = \frac{J_0}{c} \int dx \frac{\delta(l(x) - v_0 t')}{|R - r(x)|} (\mathbf{e}_x + ka \cos kx \mathbf{e}_y), \quad (5.7)$$

где

$$l(x) = \frac{\sqrt{a^2 k^2 + 1}}{k} E \left( kx, \frac{a^2 k^2}{a^2 k^2 + 1} \right), \quad (5.8)$$

$E(\xi, k)$  – эллиптический интеграл второго рода, и

$$t' = t - \frac{|R - r(x)|}{c} \quad (5.9)$$

представляет собой запаздывающее время.

В волновой зоне в знаменателе можно положить  $|\mathbf{R} - \mathbf{r}(x)| \approx R$ , и тогда частотная зависимость (4.7) будет иметь вид

$$A(\omega) = \frac{J_0}{cRv_0} \int dx \exp \left[ i \frac{\omega l(x)}{v_0} - i \frac{\omega Rr}{cR} + i \frac{\omega R}{c} \right] \cdot (\mathbf{e}_x + \kappa a \cos \kappa x \mathbf{e}_y). \quad (5.10)$$

С использованием уравнения (4.10) можно найти характерные частоты излучения при помощи метода перевалов. Для  $A_x(\omega)$  центральная частота равна нулю, в то время как для  $A_y(\omega)$  выражение имеет нетривиальный вид:

$$A_y(\omega) = \frac{J_0 e^{i \frac{\omega R}{c}}}{2cRv_0} \sum_{\pm} \int dx \exp \left[ i \frac{\omega l(x)}{v_0} - i \frac{\omega Rr}{cR} \pm i \kappa x \right],$$

а центральную частоту можно приближенно записать как

$$\omega \approx \frac{\kappa x_0}{\frac{l(x_0)}{v_0} - \frac{Rr_0}{cR}}, \quad (5.11)$$

где  $x_0$  – решение уравнения

$$\frac{\omega}{v_0} \sqrt{1 + d^2 \kappa^2 \cos^2 \kappa x} - \frac{\omega Rr}{cR} \pm \kappa = 0 \quad (5.12)$$

Хотя и дальнейшее аналитическое рассмотрение является затруднительным, можно сделать ряд общих выводов. Из уравнения (5.11) следует, что основная частота зависит от параметра  $\kappa$  – при грубом рассмотрении, чем больше  $\kappa$ , т.е. чем быстрее осцилляции проволоки в форме синусоиды, тем больше частота. Для направления вдоль нормали  $\mathbf{Rr} = 0$ , и зависимость частоты от соотношения  $\frac{x_0}{l(x_0)}$  является наиболее выраженной – чем больше отношения длины провода к длине его проекции на  $x$ , тем меньше частота. Уравнение (5.11) также учитывает эффект Доплера: наибольшее значение частоты наблюдается вдоль направления распространения, когда  $\mathbf{Rr} > 0$ , а наименьшее наблюдается в противоположном направлении.

Амплитуда электромагнитных волн в волновой зоне, т.е. на грани расчетной области, зависит от значения текущего в мишени тока, которое, в свою очередь, определяется интенсивностью лазерного драйвера. Полученный закон масштабирования, см. рисунок 5.5(б), позволяет оценить электрические токи, а, следовательно, и амплитуды электромагнитных волн, испускаемых этим током, для различных интенсивностей падающего на мишень лазерного импульса. Результаты приведены в таблице 5.1. Электрические поля экстраполированы на расстоянии 1 см, разумного с точки зрения практических приложений, в предположении, что поле убывает по закону  $\frac{1}{r}$  с расстоянием  $r$ . Излучаемая мощность оценивается по полученной амплитуде электрического поля в предположении, что эффективный телесный угол наиболее яркого ТГц излучения составляет  $\Delta\Omega \sim 1$  ср:  $P \sim \Delta\Omega \times dP/d\Omega$ , где  $dP/d\Omega$  можно рассчитать по значению электрического поля  $E$  как  $dP/d\Omega = cr^2/4\pi \times E^2$ , где  $c$  обозначает скорость света.



Полная излученная энергия рассчитывается в предположении, что амплитуда разрядной волны остается достаточно высокой в течение трех полных периодов, поддерживая одно и то же значение излученной мощности  $P$ .

Таблица 5.1 - Свойства создаваемого ТГц излучения, а именно амплитуда электрического поля, излучаемая мощность и полная излучаемая энергия, для различных интенсивностей лазерного драйвера. Электрические поля экстраполированы на расстоянии 1 см; излучаемая мощность оценена по полученному электрическому полю в предположении эффективного телесного угла наиболее яркого ТГц излучения  $\Delta\Omega \sim 1$  ср; полная излученная энергия рассчитана в предположении, что амплитуда разрядной волны остается высокой в течении одного полного периода, поддерживая одинаковое значение излучаемой мощности

$I_{las.}$ [Вт/см <sup>2</sup> ]	$E_{THz}$ [В/м]	$P_{THz}$ [Вт]	$U_{THz}$ [Дж]
$2 \cdot 10^{19}$	$10^8$	$1,3 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^{-4}$
$10^{20}$	$3 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^{10}$	0,006
$10^{21}$	$1,0 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{11}$	0,07
$10^{22}$	$4 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{12}$	1,1
$10^{23}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{13}$	13

При интенсивностях свыше  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> (т.е. при энергии лазера около 30 Дж), являющихся типичными для современных петаваттных лазерных комплексов создается ТГц излучение с экстремально высоким уровнем мощности в 130 ГВт. Если это излучение собирается параболическим зеркалом с диаметром 2 дюйма, расположенным на расстоянии 6 дюймов от мишени, можно получить ТГц пучок мощностью в несколько десятков ГВт, что существенно превышает уровень мощности, достижимый при помощи других источников, например, 150 кВт в [156]. Последнее значение можно превзойти даже при использовании сравнительно низких релятивистских значений интенсивности  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> (т.е. 300 мДж в лазерном импульсе), достижимых при помощи современных «настоельных» титан-сапфировых лазерных систем. Обсуждаемый механизм позволяет обеспечить эффективность преобразования лазерной энергии на уровне нескольких процентов и может быть достаточно привлекательным в приложениях, требующих источник малой площади, например, спектроскопии в медицине и системах безопасности, или антеннах для реализации нового стандарта связи 5G. В дополнение, в настольных системах выход ТГц излучения можно увеличить за счет оптимизации условий взаимодействия, например, за счет облучения мишени под небольшим углом к ее поверхности или за счет нанесения особой структуры на поверхность ее кончика с целью увеличения поглощения лазерной энергии и эффективности ее преобразования в энергию разрядного импульса.

#### **5.4 Выводы**

В режиме взаимодействия интенсивного короткого лазерного импульса с плоской мишенью происходит эффективная генерация ускоренных частиц и поверхностных разрядных процессов. Параметры разрядных импульсов, а именно амплитуда и длительность, определяются соответствующими параметрами лазерного драйвера, т.е. его пиковой интенсивностью и длительностью. Если такой разрядный импульс осциллирует в процессе распространения по проводу при определенной геометрии мишени, то мишень превращается в антенну, которая может испускать электромагнитное излучение в терагерцовом диапазоне с высокой эффективностью. Частотный спектр ТГц излучения, получаемого таким образом, зависит от направления и определяется формой мишени. Ускоренные импульсом электроны распространяются как в направлении отражённого импульса, так и вдоль поверхности вместе с разрядной волной. При малых углах падения лазерного импульса эффективность взаимодействия возрастает как за счёт увеличения длины взаимодействия, так и за счёт формирования самосогласованной структуры полей около плотной границы нагретого вещества.

## **6 Проведение тестовых экспериментов на тераваттной установке с использованием активационной методики**

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

Для генерации ускоренных электронов на лазерно-плазменной установке использовался подход, в котором два импульса – основной фемтосекундный импульс релятивистской интенсивности и наносекундный предимпульс - взаимодействовали с твердотельной мишенью-пленкой толщиной десятки мкм. Предимпульс, взаимодействующий с мишенью, ионизовывал ее и создавал преплазму, с которой и происходило взаимодействие основного импульса. Ранее было показано, что использование такого двухимпульсного подхода позволяет значительно увеличивать заряд и среднюю энергию генерируемых ускоренных электронов и рентгеновского излучения [7, 8]. При этом эффективность генерации электронов зависит от задержки между двумя импульсами, т.е. от размеров преплазмы, создаваемой наносекундным импульсом. Механизмом ускорения в таком взаимодействии является прямое лазерное ускорение электронов [8].

Для количественной экспериментальной оценки параметров полученных ускоренных электронов была использована активационная методика, которая основана на измерении нейтронов, сгенерированных в результате реакции фоторасщепления различных элементов, и последующем решении обратной задачи для восстановления параметров исходного электронного пучка. Для этого в эксперименте на пути сгенерированных электронов устанавливалась вторичная мишень-конвертер из материала, обладающего порогом реакции фоторасщепления в нужном энергетическом диапазоне. Для ожидаемых в эксперименте энергий электронов в 1-10 МэВ в качестве вторичной мишени использовались бериллий и вольфрам (см. рисунок 6.1). Энергетический спектр электронов, генерирующихся в лазерно-плазменном взаимодействии, является экспоненциальным  $dN/dE N_0 e^{-E/T}$ , где  $T$  – характерная температура спектра. Из-за наличия у реакций фоторасщепления ярко выраженных порогов, измерение их продуктов (нейтронов) позволяет оценить параметры электронов с энергиями выше пороговой ( $N_{\text{нейтронов}} \int_{E_{\text{порог}}}^{\infty} N_0 e^{-E/T}$ ), т.е. с однозначной селекцией по энергиям, что является несомненным преимуществом данного метода перед другими методиками. При этом, использование нескольких материалов позволяет оценить как полный заряд пучка  $N_0$ , так и его температуру  $T$ .

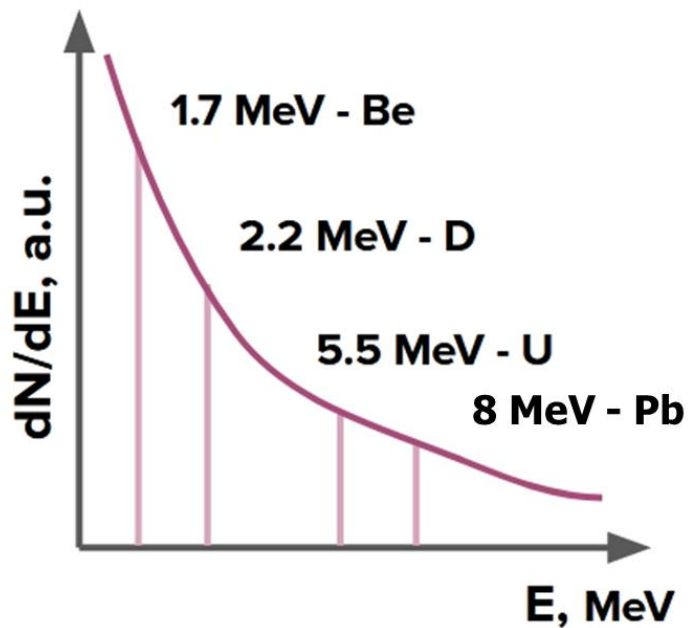


Рисунок 6.1 – Характерные пороговые энергии реакции фоторасщепления различных элементов в диапазоне 1-10 МэВ, отложенные на характерном экспоненциальном энергетическом спектре электронов

Для проведения экспериментов использовалась 1ТВт Ti:Sa лазерная система ФИАН-МГУ (длина волны 800 нм, частота повторения выстрелов 10 Гц, полная энергия лазерного импульса 50 мДж, длительность импульса 50 фс). Контраст на наносекундной временной шкале измерялся при помощи быстродействующего PIN диода и был  $10^{-8}$ , длительность наносекундного предимпульса составляла  $\sim 2$  нс. Диаметр фокусировки в вакууме составлял 3 мкм (измерен с помощью переноса изображения на ПЗС-камеру), а максимально достижимая интенсивность в вакууме составляла  $\sim 5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Источником контролируемого предимпульса для создания над поверхностью мишени облака преплазмы был Nd:YAG лазер (длина волны 1064 нм, частота следования выстрелов 10 Гц, энергия лазерного импульса 200 мДж, длительность импульса 10 нс) с интенсивностью  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Меняя задержку  $\Delta t_{fs-ns}$  между импульсами первого и второго лазеров в интервале от -50 нс до +10 нс с нестабильностью в 1 нс, можно менять масштаб неоднородности электронной концентрации преплазменного слоя, а также менять режим взаимодействия с мишенью с отражения основного импульса на прохождение импульса через мишень. При использованных в эксперименте параметрах мишень становится прозрачной на задержке  $\Delta t_{fs-ns} = t_{fs} - t_{ns} = -1$  нс. Далее под фемтосекундным импульсом (фс) мы будем подразумевать излучение Ti:Sa лазерной системы, а под наносекундным предимпульсом (нс) – излучение Nd:YAG лазера.

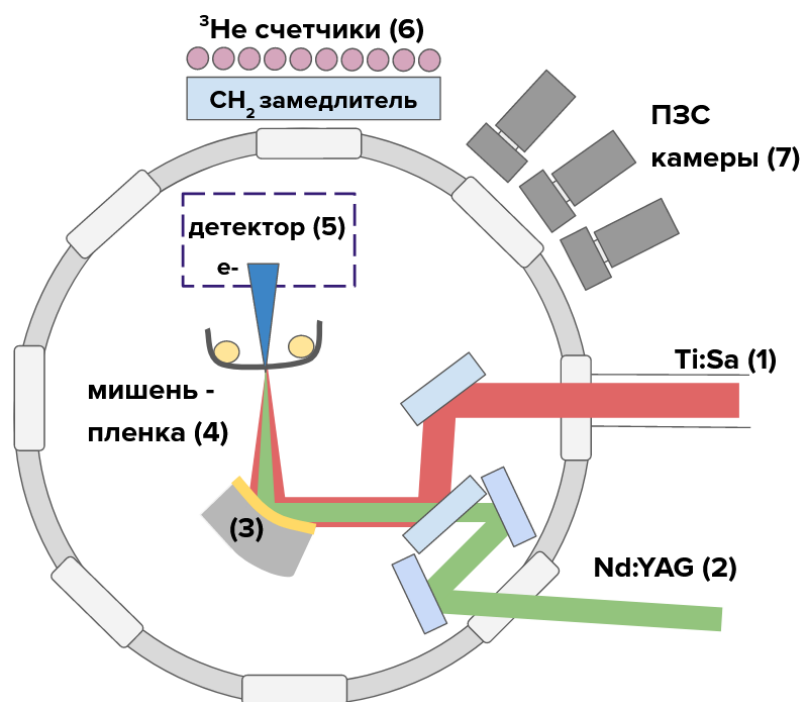


Рисунок 6.2 – Схема экспериментальной установки. 1 – Ti:Sa фемтосекундное лазерное излучение, 2 – Nd:YAG наносекундное лазерное излучение, 3 – внеосевое параболическое зеркало ( $f = 10$  см), 4 – мишень-пленка толщиной 16 мкм, 5 – детектор электронного пучка, 6 – массив из 10 <sup>3</sup>He-счетчиков и пластиковый замедлитель, 7 – ПЗС-видеокамеры с различными фильтрами

Упрощенная схема установки представлена на рисунке 6.2. Фемтосекундное (1) и наносекундное (2) лазерное излучения заводятся в вакуумную камеру с остаточным давлением порядка не более  $10^{-2}$  Торр и фокусируются внеосевым параболическим зеркалом (3) с фокусным расстоянием 10 см на пленочную мишень из лавсана толщиной 16 мкм (4). Мишенный узел был автоматизирован, что позволяет сдвигать поверхность мишени после каждого лазерного выстрела, чтобы взаимодействие происходило с неповрежденной областью, а также подстраиваться под точку фокусировки лазерных импульсов. Угол падения был близок к нормальному ( $\sim 3^\circ$ ).

Прямая регистрация параметров пучка электронов осуществлялась целым рядом диагностик. Для регистрации пространственного распределения электронного пучка использовался сцинтиллятор LANEX и CCD камера, которые устанавливались в положение (5). Перед детектором LANEX дополнительно устанавливались фильтры из вольфрама (W) толщиной  $\sim 0.4$  мм, отсекающие все электроны с энергией меньше 3 МэВ. Для измерения энергетического спектра электронного пучка в схему (без W фильтра) добавлялась щель шириной 2 мм, вырезанная в свинцовой пластине толщиной 3 мм, и

система из постоянных магнитов с индукцией поля до  $\sim 0.25$  Тл. Для измерения заряда электронного пучка использовался цилиндр Фарадея, также устанавливающийся в положение (5). Данный детектор представляет собой медный цилиндр с полостью внутренним диаметром 3 см и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью 1нФ. Входной фильтр и корпус детектора были заземлены. Напряжение с конденсатора поступало на усилитель с большим входным сопротивлением, расположенный непосредственно в экранированном корпусе детектора для уменьшения уровня помех, а с него передавалось на схему оцифровки. Заряд пучка рассчитывался исходя из измеренного на конденсаторе напряжения. Перед цилиндром фарадея могли устанавливаться W фильтры различной толщины, позволяющие отсекалть электроны низких энергий.

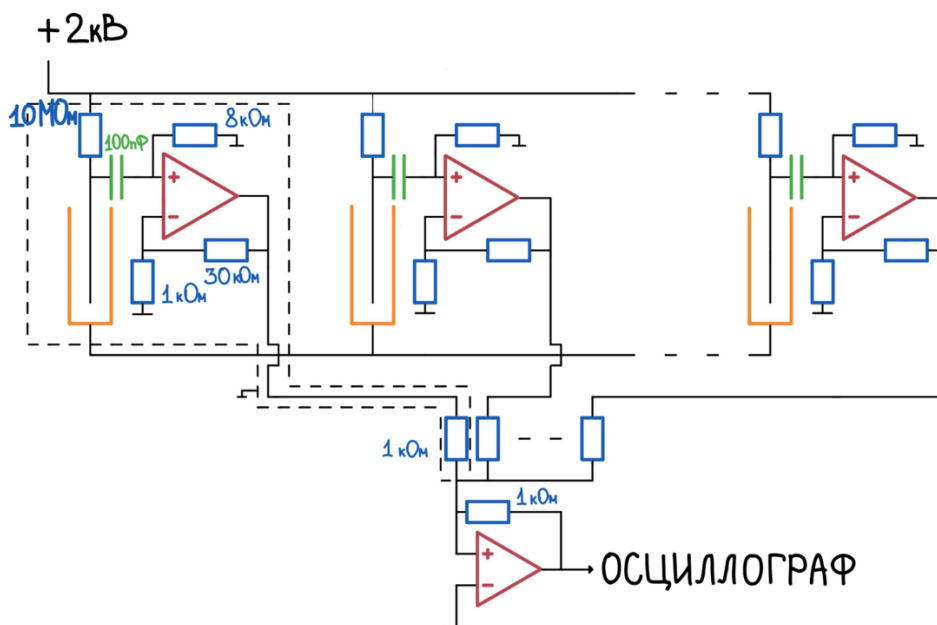


Рисунок 6.3 – Фотография и принципиальная электрическая схема детектора нейтронов на основе 10 датчиков СММ-19

Для проведения экспериментов по генерации нейтронов в фотоядерных реакциях вместо детектора в область (5) устанавливалась вторичная мишень: куб из бериллия с

ребром 12 см с мишенью-конвертером из 2мм вольфрама (W) перед ним или свинцовый кирпич. При прохождении электронного пучка через вольфрам (W) происходила генерация тормозного излучения, которое запускало фотоядерную реакцию  $W(\gamma, n)$  с порогом 1.7 МэВ или  $Pb(\gamma, n)$  с порогом 8 МэВ. Возникающие нейтроны регистрировались массивом из 10  $^3He$  – счетчиков СНМ-19 ((6) на рисунках 6.2 и 6.3.) Перед счетчиками устанавливался пластиковый замедлитель толщиной 7 см. Использование замедлителя необходимо для термализации полученных нейтронов, т.к.  $^3He$ -счетчики чувствительны только к нейтронам с тепловыми энергиями. Процесс термализации также приводит к возникновению временной задержки в 50-400 мкс между лазерным выстрелом и полезным сигналом детектора, что позволяет затухнуть реакции счетчиков на электромагнитные наводки от лазерного импульса и тормозное рентгеновское излучение (рисунок 6.4).

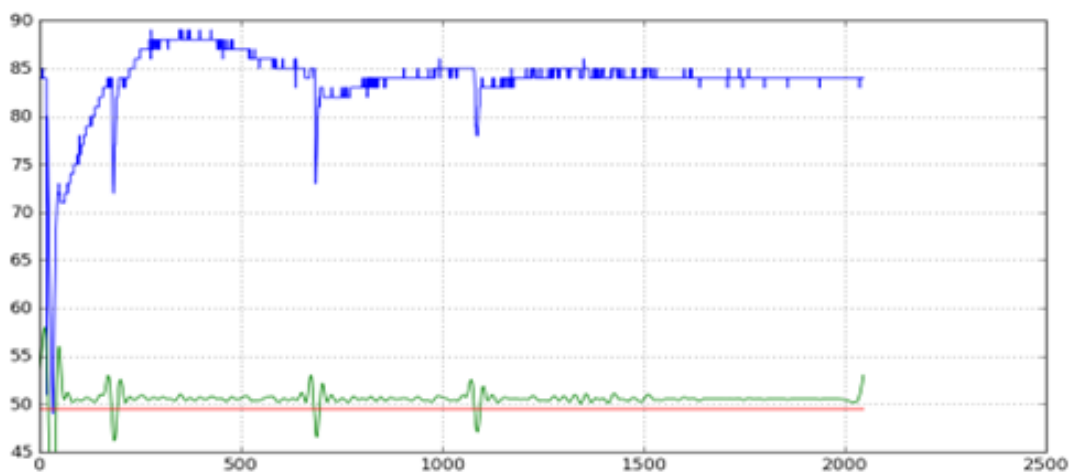


Рисунок 6.4 – Характерный сигнал (в относительных единицах)  $^3He$ -счетчиков (синий), и он же после фильтрации (зеленый). Пики на графиках соответствуют регистрации нейтрона. Переколебание в области нуля – электромагнитная наводка

Принципиальная электрическая схема детектора представлена на рисунке 6.3. В рамках данной работы была проведена пересборка детектора для работы в параллельном режиме, что, при наличии достаточного количества АЦП/осциллографов позволит регистрировать сигналы с каждого детектора независимо. Поток нейтронов, полученные в проведенных экспериментах, достаточно низкие, поэтому прием данных осуществлялся со всех детекторов одним устройством. Однако увеличение потока даже на порядок приведет к необходимости параллельной регистрации данных.

Эффективность регистрации была экспериментально измерена при помощи калиброванного нейтронного источника  $^{252}Cf$ , помещаемого на место вторичной мишени и составила 0.5%.

Оптическое излучение плазмы, попадало на рассеиватель (лист бумаги), установленный на детекторе ((5) на рисунке 6.2), и регистрировалось набором ПЗС-камер ((7) на рисунке 6.1). Эти данные использовались для контроля режима проведения эксперимента. Система сбора данных позволяла в каждом лазерном выстреле регистрировать аналоговые сигналы со всех установленных детекторов получать изображения с камер, а также управлять положениями подвижек (положение мишени, использование различных детекторов).

При взаимодействии лазерного излучения релятивистской интенсивности с мишенью-пленкой был получен коллимированный электронный пучок (расходимость  $\sim 0.1$  рад, см. рисунок 2.1.6.5б). Его температура  $T$ , измеренная магнитным спектрометром, составляет  $\sim 2-2.5$  МэВ (рисунок 6.5в). Данный электронный пучок также хорошо (по сравнению с другими экспериментами, в которых используются твердотельные мишени) стабилен в пространстве, что видно из рисунка 6.5а. Именно эта хорошая пространственная стабильность позволяет эффективно использовать данный пучок для проведения экспериментов со вторичными мишенями.

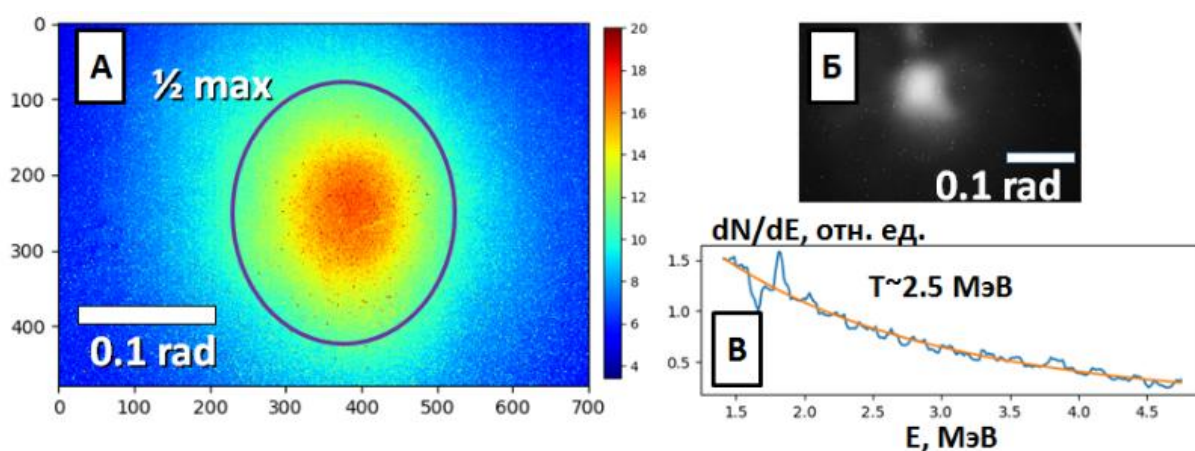


Рисунок 6.5 – Пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ, полученная усреднением по 500 последовательным выстрелам (а), пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ в единичном выстреле (б), энергетический спектр электронного пучка (в)

Полный заряд полученного электронного пучка, измеренный цилиндром Фарадея, составляет  $\sim 0.14 \pm 0.02$  нКл. Заряды пучка с отсечками по энергии, полученные путем добавления вольфрамовых (W) фильтров различной толщины перед детектором, составляли:  $\sim 100$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $\sim 50$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $\sim 20$  пКл ( $E > 3$  МэВ). Также были проведены измерения выхода электронов (по яркости сцинтиллятора LANEX) в



зависимости от энергии основного импульса (т.е. интенсивности, см. рисунок 6.6). Видно, что заряд электронного пучка растет с увеличением энергии, при этом в доступном нам диапазоне энергий эффекта насыщения не наблюдается. Это говорит о возможности использования рассмотренного подхода к ускорению электронов на лазерных системах с большей энергией.

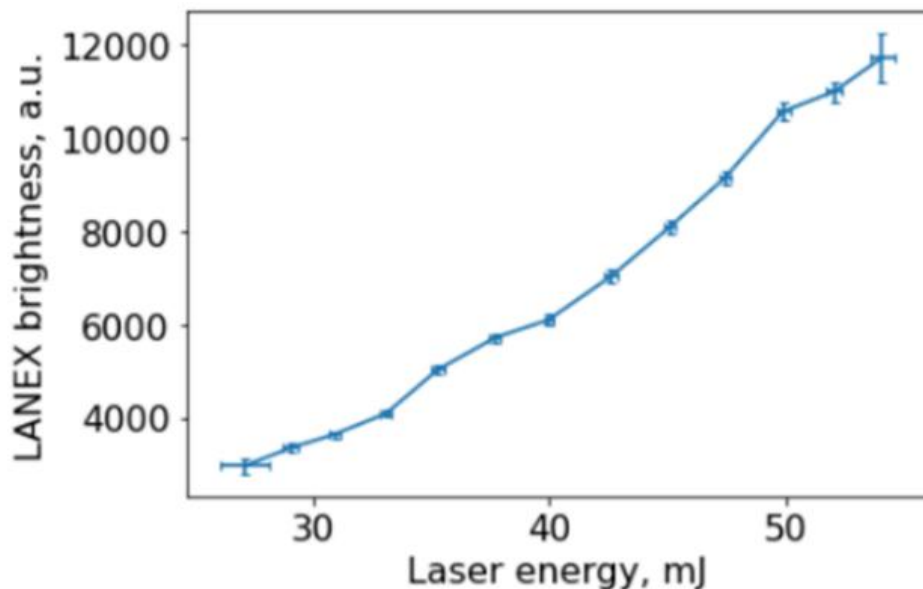


Рисунок 6.6 – Зависимость яркости сцинтиллятора LANEX (~заряду пучка, электроны с  $E > 3$  МэВ) от энергии основного фс лазерного импульса

В проведенных тестовых экспериментах по генерации нейтронов в реакциях фоторасщепления экспериментально было зарегистрировано до 15 нейтронов на выстрел для реакции фоторасщепления бериллия, и до 10 нейтронов для свинца. Похожие потоки нейтронов при разных порогах реакции (1.7 и 8 МэВ соответственно) достигаются из-за сильного различия в сечении фоторасщепления для этих двух элементов – для Be значение сечения составляет ~мбарн, тогда как для Pb – сотни мбарн. Характерные сигналы детектора нейтронов в этих случаях представлены на рисунке 6.7. С учетом эффективности детектора это соответствует потокам нейтронов в  $\sim 5 \times 10^3$  частиц/с. Или, с учетом энергии лазерного импульса,  $\sim 10^6$  частиц/с×Дж, что является чрезвычайно высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны.

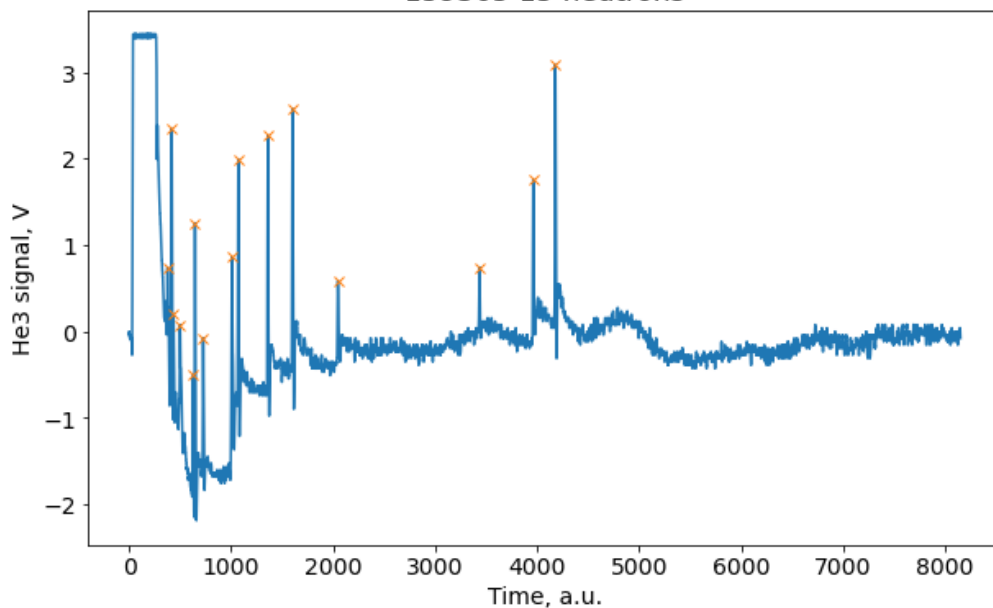


Рисунок 6.7 – Характерные сигналы  $^3\text{He}$ -счетчиков (пички соответствуют регистрации нейтрона) при использовании в качестве вторичной мишени  $\text{Be}$  (а) и  $\text{Pb}$  (б)

Для оценки коэффициента конверсии электронов в нейтроны, и, соответственно, заряда пучка активационной методикой, было проведено моделирование эксперимента в программе GEANT4. Предварительные результаты показали, что заряд электронов в пучке составляет  $\sim 50 \pm 20$  нКл для частиц с энергией больше 1.7 МэВ и  $\sim 10$  нКл для частиц с энергией больше 6 МэВ. Данные результаты согласуются со значениями заряда, полученными ранее цилиндром Фарадея, что говорит о необходимости дальнейшего развития фотоядерной методики. Также в пересчете на один джоуль вложенной лазерной энергии в нашем эксперименте достигается чрезвычайно высокий коэффициент конверсии энергии основного излучения в ускоренные электроны в 1 нКл/Дж.

## **7 Численное моделирование лазерного синхротронного источника повышенной жесткости и яркости на принципах релятивистского самозахвата света для параметров лазерной установки PEARL**

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

Для исследования генерации синхротронного излучения в процессе распространения лазерного импульса в плазменной мишени в режиме релятивистского самозахвата была проведена серия расчетов по взаимодействию лазерного импульса с энергией около 4 Дж, взаимодействующего с мишенью околоритической плотности. Расчеты проводились с использованием трехмерного PIC-моделирования с помощью высокопроизводительного релятивистского электромагнитного кода. Лазерный импульс был линейно поляризован вдоль оси  $z$  и распространялся внутри плазменной мишени вдоль оси  $x$ . Длина волны лазерного излучения была равна  $\lambda_l = 2\pi c/\omega_l = 1$  мкм, что практически отвечает длине волны 0.91 мкм лазерного импульса, генерируемого на установке PEARL. Лазерный импульс имел гауссов амплитудный профиль с фокальным пятном по половинной мощности  $D_F = 4$  мкм, а длительность варьировалась в диапазоне от 60 до 10 фс, что отвечает длительностям, получаемым на лазерной установке. Лазерный импульс фокусировался на поверхности плазменной мишени, состоящей из электронов и ионов гелия. Кроме того, была проведена оптимизация плотности мишени для получения наибольшего заряда электронов с энергией частиц, превышающей 30 МэВ. На рисунке 7.1 показана зависимость заряда частиц от плотности плазменной мишени для трех различных длительностей лазерного импульса: 20, 30 и 40 фс. Расчеты показали, что укорочение длительности лазерного импульса для фиксированной его энергии, как и ожидалось, приводит к росту ускоряемого заряда, поскольку при этом растет интенсивность лазерного импульса, и как следствие оптимальная плотность плазменной мишени. Однако стоит отметить, в случае совсем коротких длительностей (менее 30 фс), лазерный импульс оказывается существенно короче продольных размеров плазменной полости (а значит перестает взаимодействовать с ускоряемыми электронами) и происходит переход к “bubble”-режиму. На рисунке 7.2 показаны спектры ускоряемых внутри плазменной полости частиц для оптимальных плотностей плазменной мишени. Как видно из графиков, при длительности лазерного импульса 20 фс на электронных спектрах выделяется моноэнергетичная часть, которая наблюдается в классическом “bubble”-режиме (LWFA), а длительность 30 фс может еще рассматриваться как отвечающая исследуемому режиму.

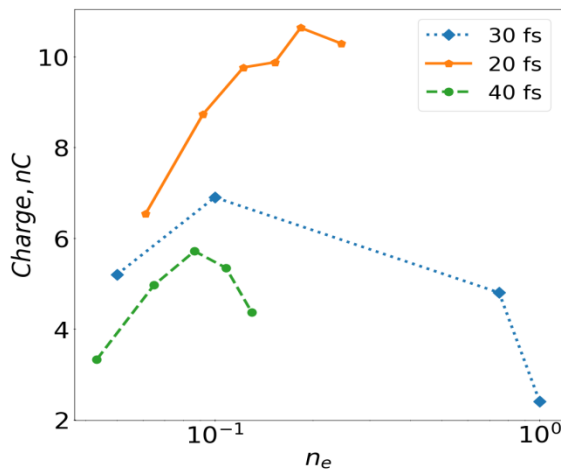


Рис. 7.1 – Зависимость укоренного заряда электронов (с энергией выше 30 МэВ) от плотности мишени для лазерных импульсов с энергией 4 Дж и разной длительностью

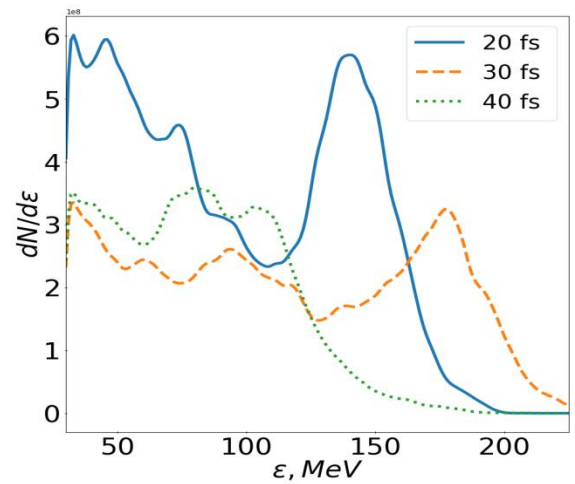


Рис. 7.2 – Энергетические спектры электронов с энергией выше 30 МэВ, ускоренных плазменной полостью, образованной лазерным импульсом с энергией 4 Дж разной длительности для оптимальной плотности мишени

Для анализа генерации синхротронного излучения именно в режиме релятивистского самозахвата (когда энергетический спектр электронов представляет собой плато) дальнейшие исследования по генерации вторичного излучения были проведены для следующих оптимальных лазерно-плазменных параметров: длительности лазерного импульса 30 фс, безразмерной амплитуды поля  $a_0 = eE_L/m_e\omega_L c = 24$ , что отвечает интенсивности  $\approx 8 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, плотности плазменной мишени  $n_e = 0.1 n_c$  и ее толщине 240 мкм. Данные параметры обеспечивали стабильное распространение лазерного импульса внутри мишени на расстояние, отвечающее многим рэлеевским длинам, и эффективную генерацию электронного сгустка с высокой средней энергией и полным зарядом. Моделирование проводилось методом движущегося окна с шагом пространственной сетки  $0.02\lambda \times 0.1\lambda \times 0.1\lambda$  в окне моделирования  $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 28\lambda \times 28\lambda$ . Репрезентативная выборка электронных треков, полученная при PIC-моделировании, в дальнейшем использовалась в качестве входного источника для расчетов синхротронного излучения.

На рисунке 7.3 показана схема генерации синхротронного излучения в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. Электроны, ускоряясь внутри плазменной полости до ультрарелятивистских энергий, испытывают продольные осцилляции, что приводит к генерации вторичного излучения. При этом в таком режиме лазерно-плазменного взаимодействия результирующая световая структура (плазменная полость + лазерный импульс) представляет собой смешанный электромагнитно-электростатический трехмерный солитон (см. рисунок 7.3 слева), который может

распространяться на много рэлеевских длин. Проведенное моделирование подтверждает необходимость согласования радиуса наведенного волновода  $R$  с плотностью электронной плазмы  $n_e$  для устойчивого распространения световой структуры с заданной мощностью лазерного импульса, что было продемонстрировано ранее в численных экспериментах (см. например [20, 25, 157]),

$$R = \alpha \frac{c\sqrt{a_0}}{\omega_p} = \frac{\alpha c}{\omega_l} \sqrt{\frac{a_0 n_c}{n_e}}, \text{ или } R = \frac{c}{\omega_l} \sqrt{\frac{n_c}{n_e}} \left( \frac{16\alpha^4 P}{P_c} \right)^{1/6}, \quad (7.1)$$

где  $\omega_p = 2\pi c/\lambda_p$  – плазменная частота электронов,  $P$  – пиковая мощность лазерного импульса,  $P_c = 2 (m_e c^3/r_e)(\omega_l^2/\omega_p^2) \approx 17(n_c/n_e)$  ГВт – критическая мощность релятивистской самофокусировки [158],  $r_e = e^2/m_e c^2$  – классический радиус электрона, а  $\alpha$  – числовой множитель порядка единицы.

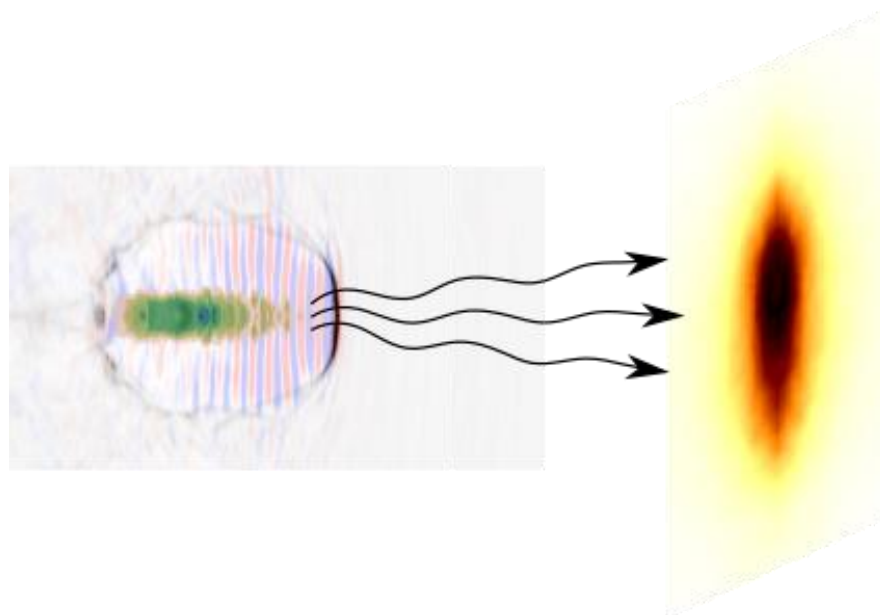


Рисунок 7.3 – Схема генерации синхротронного излучения в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. Слева на Рис. показана плазменная полость, образованная лазерным импульсом при  $a_0 = 24$  и  $n_e = 0.1n_{cr}$ , внутри нее цветом обозначена средняя энергия электронов, а также электрическое поле компоненты поляризации лазерного импульса. Справа: пространственное распределение энергии вторичного излучения

Условие (7.1) соответствует режиму самозахвата в случае релятивистской самофокусировки [159, 160], когда радиус лазерного импульса на входе в плазму оказывается близким к самосогласованному радиусу. В этом случае исходный радиус лазерного импульса практически не меняется при распространении в плазме за счет релятивистской автолокализации. Такое распространение оказывается очень устойчиво, поскольку помимо условия нелинейно-оптического самосогласования рассматриваемое соотношение обеспечивает как стабильность в отношении филаментации света, так и баланс между пондеромоторной вытесняющей силой и фокусирующей кулоновской

силой, которые действуют на электроны в радиальном направлении.

В рассматриваемом режиме электроны втекают в движущуюся плазменную полость с ее задней стороны подобно самоинжекции в случае стандартного кильватерного ускорения. После чего частицы ускоряются в полости под действием как высокочастотного лазерного поля, так и продольного электростатического поля плазмы. В передней части плазменной полости поле замедляет частицы, в то время как в задней ее части электроны ускоряются. Захваченные заряженные частицы распространяются вместе с лазерным импульсом и электростатическим полем в течение довольно долгого времени. Однако лазерный импульс истощается и исчезает по мере распространения внутри плазменной мишени, и движение частиц все больше и больше определяется продольным электростатическим полем плазменной полости. Механизм предварительного ускорения электронов можно назвать особым видом прямого лазерного ускорения, который позволяет эффективно загружать большое количество частиц в ускоряющее электростатическое поле плазмы. Амплитудно-модулированное электростатическое поле резонатора вносит вклад в стохастичность ускорения электронов, аналогичную наблюдаемой стохастичности для вынужденного комбинационного рассеяния света [161]. Стохастическое поведение ускоряющихся электронов уже было продемонстрировано в [25]. Плазменная полость, сформированная при  $a_0 = 24$ , показана слева на рисунке 7.3 серым цветом, а коричнево-зелеными цветами показано распределение средней энергии инжектированных электронов (с энергиями, превышающими 30 МэВ). Амплитуда наведенного плазменного поля позволяет ускорить даже те электроны, что изначально находились в состоянии покоя, до энергий в нескольких сотен мегаэлектронвольт. Количество таких энергичных электронов значительно больше, чем в режиме традиционного «пузыря» (*англ.* bubble), а их заряд достигает 7 нКл при полной энергии 0.8 Дж. Именно сгусток таких электронов с большим зарядом является источником бетатронного излучения высокой яркости.

Для исследования свойств генерируемого синхротронного излучения была рассмотрена выборка 3000 случайных траекторий электронов с энергиями, превышающими 30 МэВ. Анализируя амплитуды бетатронных осцилляций и энергии электронов, мы можем выделить две стадии ускорения электронов [162]. Первая стадия характеризуется более сильными бетатронными колебаниями и более низкими энергиями электронов. При этом амплитуда бетатронных колебаний электронов в среднем немного больше вдоль поляризации лазерного импульса, чем вдоль оси  $y$ , причем данный эффект сохраняется даже после прекращения взаимодействия частицы с лазерным импульсом. Хотя лазерный импульс не приводит к увеличению энергий частиц (что позволяет

классифицировать этот режим как режим с преобладанием LWFA), он участвует в процессе стохастической инжекции электронов [25] и помогает накапливать большой заряд ускоренных частиц в плазме с околоритической плотностью. После инжекции захваченные частицы ускоряются, формируя плато в энергетическом спектре (см. рисунок 7.2 для 30 и 40 фс).

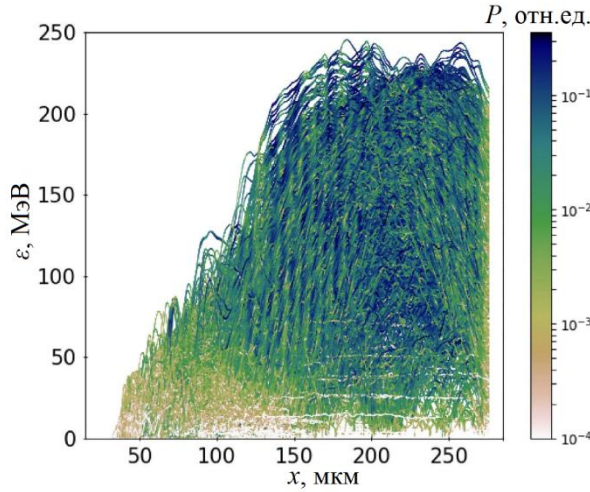


Рисунок 7.4 – Изменение энергии электронов в процессе их ускорения плазменной полостью с расстоянием внутри плазменной мишени для  $a_0 = 24$  и  $n_e = 0.1n_{cr}$ . Цвет отвечает мгновенной излучаемой мощности

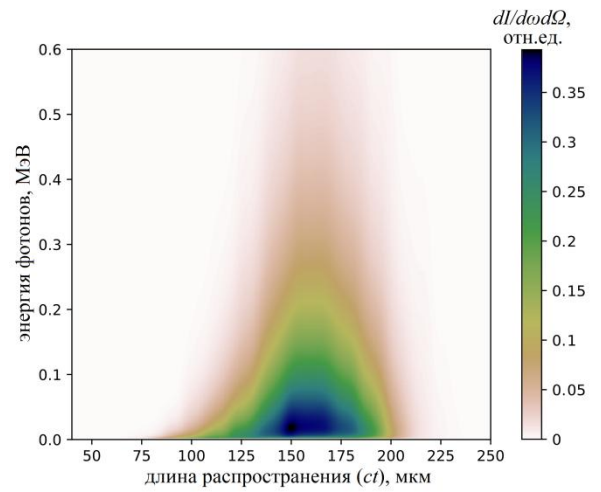


Рисунок 7.5 – Интегрированные по углу спектры фотонов, испускаемых единичным электроном, при прохождении лазерного импульса с  $a_0 = 24$  через мишень с концентрацией электронов  $0.1n_{cr}$ .

На основе траекторий частиц была рассчитана общая мгновенная мощность излучения с помощью релятивистского обобщения формулы Лармора [163]:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 \left( \dot{\beta}^2 - [\beta \times \dot{\beta}]^2 \right), \quad (7.2)$$

где  $\beta = v/c$  – безразмерная скорость частицы, а  $\gamma$  – гамма-фактор электрона. На рисунке 7.4 показана эволюция энергии электронов в ходе распространения лазерного импульса внутри мишени, при этом цвет линии соответствует полной излучаемой мощности в логарифмической шкале в данный момент времени. Из расчетов видно, что бóльшая часть вторичного излучения генерируется, когда электроны достигают наибольших энергий, что происходит на втором этапе ускорения частиц, хотя амплитуды бетатронных осцилляций в этом случае несколько уменьшаются.

На основе следующего хорошо известного выражения для спектральной плотности мощности вторичного излучения, генерируемого заряженной частицей:

$$\frac{d^2I}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[n \times ((n-\beta) \times \dot{\beta})]}{(1-\beta \cdot n)^2} e^{i\omega\{t-n \cdot r(t)/c\}} dt \right|^2, \quad (7.3)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор электрона,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, указывающий направление наблюдения, были получены спектрально-угловые распределения вторичного излучения для отдельных частиц, которые в дальнейшем алгебраически складывались (что отвечает некогерентному излучению). На рисунке 7.5 показаны мгновенные спектры, излучаемые на всем пути распространения, проинтегрированные по всем направлениям наблюдения. Наиболее широкий спектр излучается на второй стадии ускорения частиц, когда лазерное поле уже достаточно истощено в области плазменной полости, т.е. на расстоянии, превышающем 100 мкм. Таким образом, наиболее мощное вторичное излучение с наиболее широким спектром формируется тогда, когда частицы достигают своих наибольших энергий, что подчеркивает необходимость использования режима релятивистского самозахвата лазерного импульса, который позволяет лазерному импульсу распространяться внутри мишени на достаточные для набора частицами энергии расстояния.

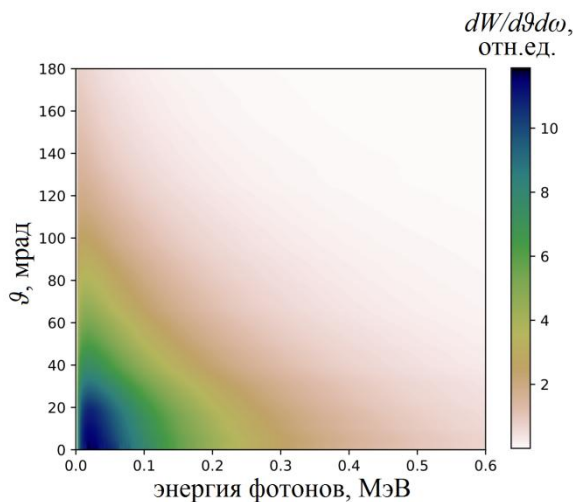


Рисунок 7.6 –  $\theta$ -распределения спектров синхротронного излучения при  $a_0 = 24$ .  $\theta = 0$  отвечает направлению распространения лазерного импульса

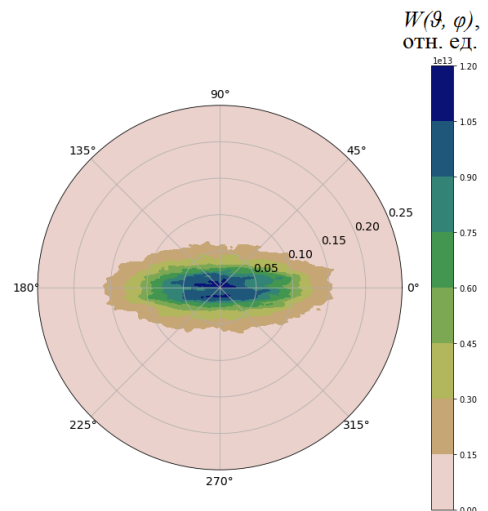


Рисунок 7.7 – Угловое распределение излученной энергии в полярных координатах, где угол отвечает углу  $\varphi$  (в градусах,  $\varphi = 0$  и  $180$  отвечают направлению поляризации лазерного импульса), а радиус углу  $\theta$  (в радианах)

Сформировавшееся в исследуемом режиме вторичное излучение имеет узкую направленность в несколько десятков миллирадиан, причем ширина спектров также зависит от направления наблюдения. На рисунке 7.6 показано  $\theta$ -угловое распределение бетатронных спектров, где угол  $\theta$  – полярный угол, отсчитываемый от направления распространения лазерного импульса. Из рисунка видно, что наиболее широкий спектр вторичного излучения генерируется в узком конусе углов вдоль направления распространения лазерного импульса. Типичный угловой разброс спектров вторичного



излучения составляет примерно 40 мрад для  $a_0 = 24$ , что существенно меньше, чем в режиме DLA (см., например, [22]). В отличие от случая чистого LWFA частицы взаимодействуют с лазерным импульсом, что в случае его линейной поляризации приводит к анизотропии углового распределения энергии вторичного излучения (см. рисунок 7.7, где показана зависимость энергии вторичного излучения от направления наблюдения, угол  $\varphi$  – азимутальный угол в плоскости перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса). При этом в направлении поляризации лазерного импульса угловое распределение имеет бóльшую ширину. Схожая анизотропия наблюдается в режиме DLA, а в режиме LWFA отсутствует.

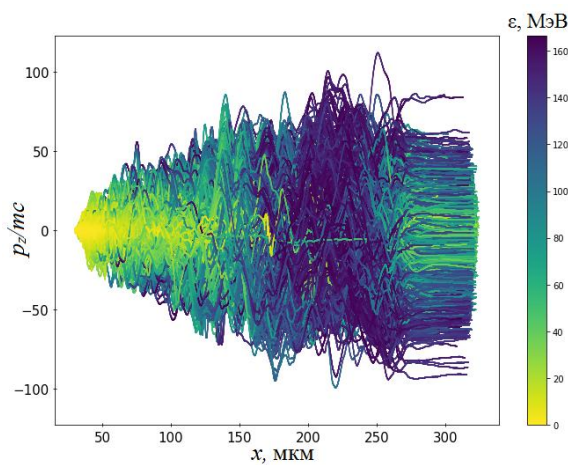


Рисунок 7.8 – Динамика  $p_z$ -компоненты импульса частицы при ее ускорении плазменной полостью внутри мишени (ось  $z$  – направление поляризации лазерного импульса)

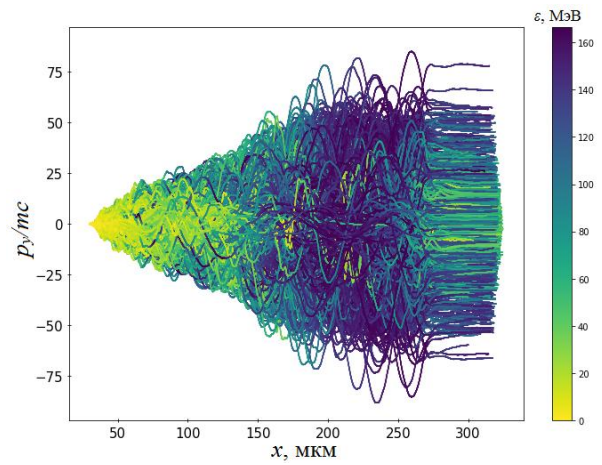


Рисунок 7.9 – Динамика  $p_y$ -компоненты импульса частицы при ее ускорении плазменной полостью внутри мишени

Генерация вторичного излучения ультррелятивистскими частицами происходит в узком конусе вдоль направления движения электрона (в отличие от нерелятивистского случая, когда вторичное излучение распространяется перпендикулярно направлению движения частицы). На рисунках 7.8 и 7.9 показана динамика импульса частицы в направлении поляризации лазерного импульса и перпендикулярно ему, соответственно. Отношение этих двух величин определяет направление движения частицы. Как уже обсуждалось ранее, взаимодействие частицы с лазерным импульсом на первоначальном этапе ускорения приводит к увеличению амплитуды осцилляций частицы вдоль направления поляризации лазерного импульса, а также к бóльшим значениям соответствующей компоненты импульса частицы (см. рисунки 7.8 и 7.9). И, как следствие, вторичное излучение в направлении поляризации лазерного импульса также испускается

под большими углами, что отвечает распределению энергии вторичного излучения, показанному на рисунке 7.7.

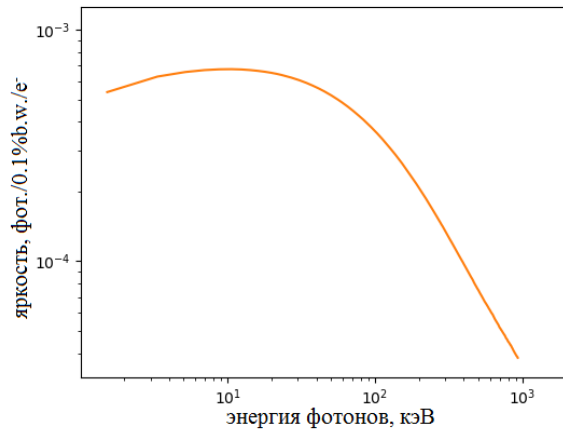


Рисунок 7.10 – Интегрированные по углу (полные) спектры фотонов синхротронного излучения для  $a_0 = 24$  и  $n_e = 0.1n_{cr}$ .

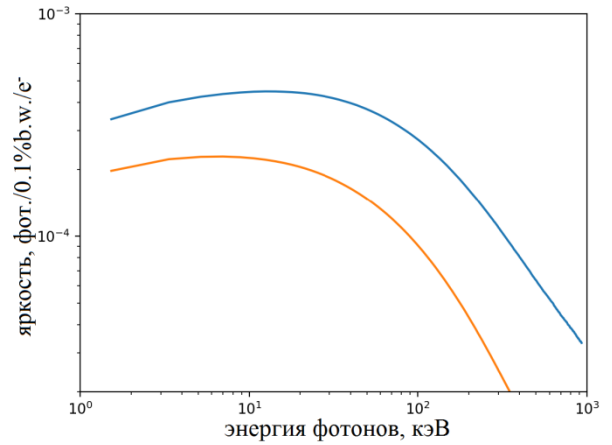


Рисунок 7.11 – Полные спектры фотонов синхротронного излучения, рассчитанные для различной их поляризации (синий цвет – вдоль поляризации лазерного импульса, оранжевый – поперек)

На рисунке 7.10 показана интегральная по углу яркость источника рентгеновского излучения. В рассматриваемом режиме samozaxvata, когда  $I \propto n_e^2$ , спектральная яркость оказывается естественным образом выше в более плотной плазме, при этом она медленнее увеличивается с интенсивностью ( $\propto I^{1/2}$ ), чем с плотностью ( $\propto n_e$ ). Аналогичное поведение наблюдается и для критической частоты  $\omega_{crit}$  (частота, при которой спектр вторичного излучения имеет резкий спад). Данную характеристику можно оценить с хорошей точностью с помощью следующего выражения [14]:

$$E_{crit} = \hbar\omega_{crit} \approx 5 \times 10^{-24} \gamma_0^2 (n_e / \text{см}^{-3}) (r_{\beta 0} / \text{мкм}) \text{кэВ}, \quad (7.4)$$

где  $\gamma_0$  и  $r_{\beta 0}$  – гамма-фактор и амплитуда бетатронных осцилляций, усредненные по распределению ускоренных частиц, образующих плато в их энергетических спектрах (с энергиями 50 – 200 МэВ для рассматриваемых лазерно-плазменных параметров, см. рисунок 7.2). Значения этих параметров равны  $\gamma_0 \approx 300$  и  $r_{\beta 0} \approx 2$  мкм соответственно, и, согласно формуле (7.4),  $E_{crit} \approx 0.15$  МэВ. Энергии фотонов вторичного излучения в этих случаях значительно превышают те, которые достигаются в стандартном режиме LWFA (см., например, [13]). Также стоит отметить, что амплитуда бетатронных осцилляций примерно пропорциональна радиусу плазменной полости, т.е. пропорциональна отношению  $(a_0/n_e)^{1/2}$  (см. формулу (7.1)). В то же время, поскольку критическая частота

хорошо масштабируется с  $\gamma_0^2 n_e$ , данное выражение может быть использовано для оценки частоты в случае произвольных параметров релятивистского режима самозахвата.

Взаимодействие электронов с лазерным импульсом, которое приводит к анизотропии распределения энергии вторичного излучения, позволяет выдвинуть гипотезу о его поляризации, так как наличие выделенного направления в динамике частиц должно приводить к наличию выделенной компоненты электрического поля вторичного излучения. На рисунке 7.11 показана яркость вторичного излучения, рассчитанная для компоненты электрического поля вдоль направления поляризации лазерного импульса (синим цветом) и в перпендикулярном направлении (оранжевым цветом). Как видно из расчетов, поле, генерируемое вдоль поляризации лазерного импульса, имеет большую плотность мощности, то есть рентгеновское излучение оказывается частично поляризованным со степенью поляризации  $P = (I_z - I_y) / (I_z + I_y) \approx 1/3$ .

С использованием траектории электронов, соответствующих заряду 7 нКл для частиц с энергией, превышающей 30 МэВ, была оценена пиковая яркость синхротронного излучения. При этом жесткие рентгеновские лучи излучались в течение примерно 75 фс (см. рисунок 7.5) из пятна размером  $\approx 4$  мкм. В этом случае пиковая яркость достигала  $1.2 \times 10^{22}$  фотонов/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0.1% b.w. при  $\hbar\omega = 100$  кэВ, что отвечает яркости современных бетатронных источников на стандартной схеме ускорения. Такая яркость значительно превосходит яркость источников бетатронного излучения на DLA-режиме [23, 164] и тормозного излучения в рассматриваемом диапазоне частот рентгеновского излучения. Хотя режим самозахвата лазерного импульса очень эффективен для генерации тормозного гамма-излучения [2], даже такой источник излучения не может конкурировать с обсуждаемым здесь синхротронным источником. Действительно, например, для рассматриваемого здесь случая  $a_0 = 24$  яркость гамма-излучения с энергией 10 МэВ была оценена как  $10^{19}$  фотонов/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0.1% b.w. [162]. В этом случае количество фотонов с энергией 100 кэВ примерно на два порядка больше, чем фотонов 10 МэВ, но расходимость рентгеновских лучей 100 кэВ в несколько раз меньше. Таким образом, яркость источника тормозного излучения с энергией фотонов 100 кэВ составляет  $< 10^{21}$  фотонов/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0.1% b.w., что более чем на порядок меньше результата, продемонстрированного здесь. Среднее количество испускаемых фотонов бетатронного излучения с энергией более 10 кэВ составляет  $N_{ph} \approx 0.64$  на один электрон, что дает общее количество таких фотонов  $3 \times 10^{10}$  и обеспечивает эффективность преобразования на уровне  $\approx 0.01$  %, а эффективность преобразования в полный килоэлектронвольтовый диапазон рентгеновских лучей оценивается в несколько десятых процента, что превышает эффективность преобразования  $\sim 10^{-5}$  для чистого режима DLA. Кроме того, для

достижения аналогичной критической частоты бетатронного излучения необходимо использовать значительно более высокую энергию лазера в DLA режиме. Так, для лазерной системы «Вулкан» (90 Дж) [B.23] критическая частота синхротронного излучения составляла около 40 кэВ, в то время как для системы «Феликс» (20 Дж) [165] всего  $\approx 5$  кэВ. В то же время на установке PEARL энергия лазерных импульсов может достигать 15 Дж, что позволит получать яркое синхротронное излучение с энергиями вплоть до нескольких сотен килоэлектронвольт при хорошей фокусировке лазерного импульса (в пятно диаметром около 4 – 5 мкм).

Для экспериментальной установки устойчивость рассматриваемого режима, соответствующая условию согласования (7.1) играет важную роль. Последние результаты [25, 26], в которых указывается зависимость энергии и заряда захваченных электронов от параметров лазерной плазмы позволяет оценить устойчивость выхода рентгеновского излучения высокой яркости. Например, уменьшение плотности плазмы на 50 % приводит к снижению энергии и заряда ускоренных высокоэнергетических электронов на (15 – 20) %. Такое же увеличение плотности приводит к аналогичному уменьшению рассматриваемых характеристик электронов. Таким образом, из выражения (7.4) следует, что 50 % дефицит плотности приводит к аналогичному (50 %) уменьшению  $E_{crit}$ , тогда как 50 % избыток плотности незначительно (на 10 %) уменьшает  $E_{crit}$ . Полученные оценки показывают высокую стабильность источника синхротронного рентгеновского излучения высокой яркости. Следовательно, яркость рентгеновского излучения, которая зависит от заряда ускоренного сгустка электронов, также хорошо устойчива относительно некоторого повышения плотности мишени. Полученные результаты согласуются с экспериментальными результатами для менее эффективного режима LWFA, обсуждаемому в [21], что подтверждает, что подобранная плотность оптимальна для эффективной генерации рентгеновского излучения. Толщина мишени также влияет на величину захваченного заряда и, следовательно, на яркость рентгеновского излучения. При уменьшении толщины мишени на 10 % по сравнению с оптимальной длиной, заряд электрона уменьшается на 5 %, что приводит к тому же  $\sim 5$  % уменьшению рентгеновской яркости. Очевидно, когда плазма удлиняется, яркость рентгеновского источника остается прежней.

Таким образом, было показано, что в режиме самозахвата релятивистски интенсивных лазерных импульсов в плазме околочритической плотности достигается рекордный выход жесткого рентгеновского излучения, с энергией фотонов в диапазоне 10 кэВ – 100 кэВ для лазерного импульса с параметрами близкими к параметрам PEARL. Такое излучение имеет узкую направленность (порядка 40 мрад) с несколько бóльшим

разбросом вдоль направления поляризации лазерного импульса и оказывается частично поляризованным ( $P \simeq 1/3$ ). Расчеты показали, что для фиксированной энергии лазерного импульса его укорочение с сохранением качества фокусировки повышает характеристики ускоренного заряда и, как следствие, вторичного излучения. Однако переход к совсем коротким длительностям (порядка 10 – 20 фс, режиму чистого LFWA) может привести к потере некоторых специфических свойств, таких как частичная поляризация рентгеновского излучения.

## **8 Расчет томсоновского источника рентгеновского излучения на основе параметров электронного пучка, полученных численно и в эксперименте на установке лазерного центра ФИАН-МГУ**

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

Для получения характеристик электронного пучка было проведено численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с профилями ионной концентрации, полученными в гидродинамическом моделировании при различных задержках. Использовался код Smilei, шаги по пространству и времени были выбраны как  $1/16$  длины волны и  $1/32$  периода лазерного поля соответственно. Была включена туннельная ионизация. Пленочная мишень состояла из углерода и водорода. Ионизация водорода и первых 4 электронов углерода происходила на фронте импульса. Внутренние оболочки углерода ионизовывались в области перетяжки, где достигалась максимальная интенсивность. Пиковая интенсивность фемтосекундного лазерного импульса составляла  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

На рисунке 8.1 приведены результаты моделирования для различных задержек между фемтосекундным и наносекундным импульсами. При задержке в 0 нс, то есть при совпадении центров импульсов, пробитие плёночной мишени не происходит, и электроны ускоряются только в плазменном факеле на задней поверхности мишени. При этом генерируется диффузный электронный пучок с небольшими энергиями до единиц МэВ. Подобный режим представляет интерес для генерации переходного терагерцового излучения при пробитии плёнки электронным пучком. Увеличение времени разлета плазмы до 2 наносекунд приводит к образованию в пленке отверстия, заполненного плазмой (рисунок 8.1б). В этой плазме лазерный импульс возбуждает волны за счёт параметрических неустойчивостей, а горячие электроны, образующиеся при их распаде, инжектируются в поля плазменного канала, где происходит их ускорение по механизму DLA [2]. Максимальная электронная концентрация, достигаемая на оси распространения лазерного импульса, после ионизации составляет десятки доли критической, что позволяет получить большой заряд электронного пучка. Энергии электронов при этом доходят до 10-15 МэВ.

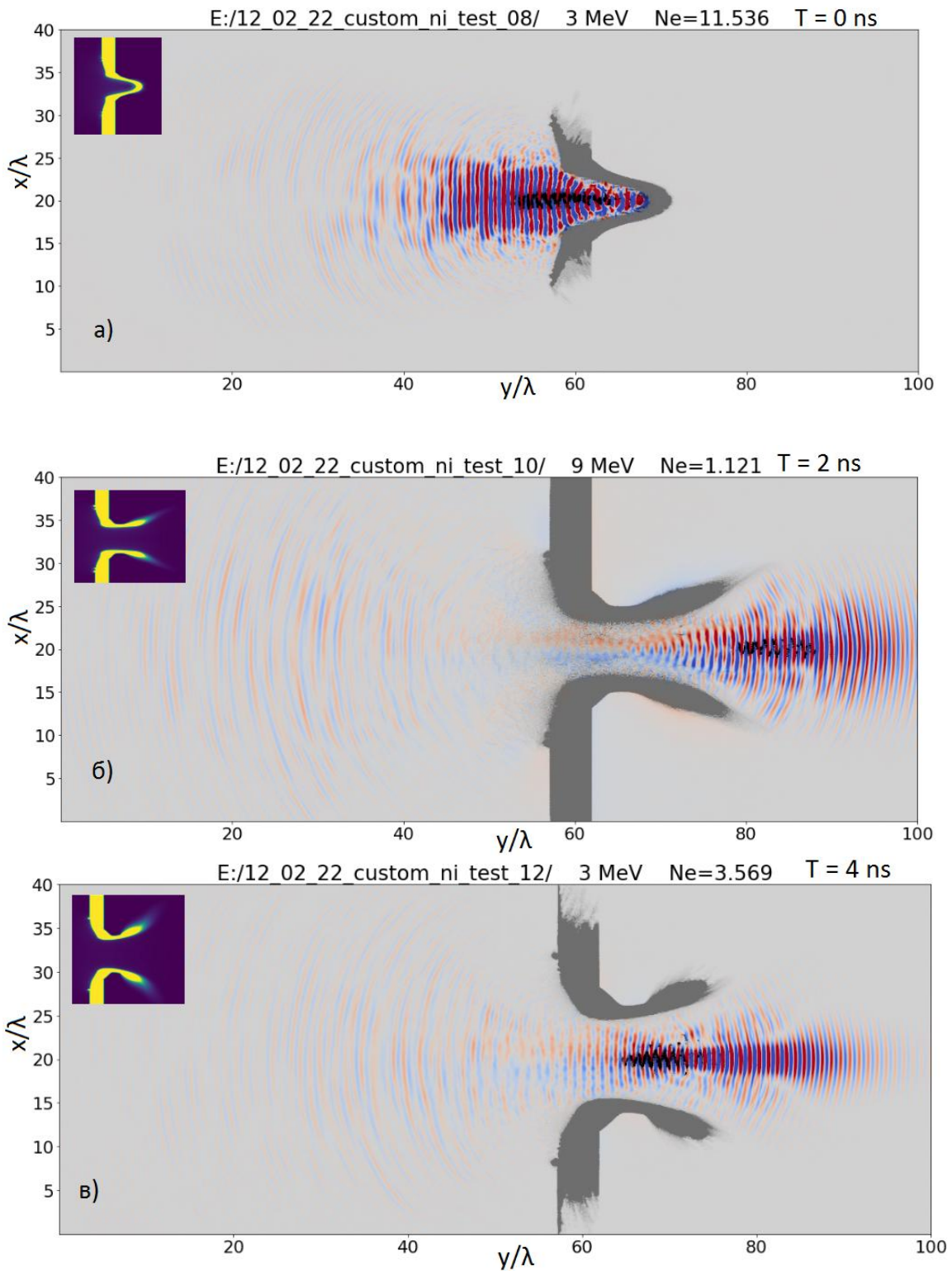


Рисунок 8.1 – Моделирование взаимодействия лазерного импульса с профилями плотности, полученными в динамическом моделировании, при различных задержках между наносекундным и фемтосекундным импульсами (а-в). Серым показана электронная концентрация, красным и синим - поле лазерного импульса, черными точками - ускоренные электроны. Вставка в верхнем левом углу - начальный профиль ионной концентрация

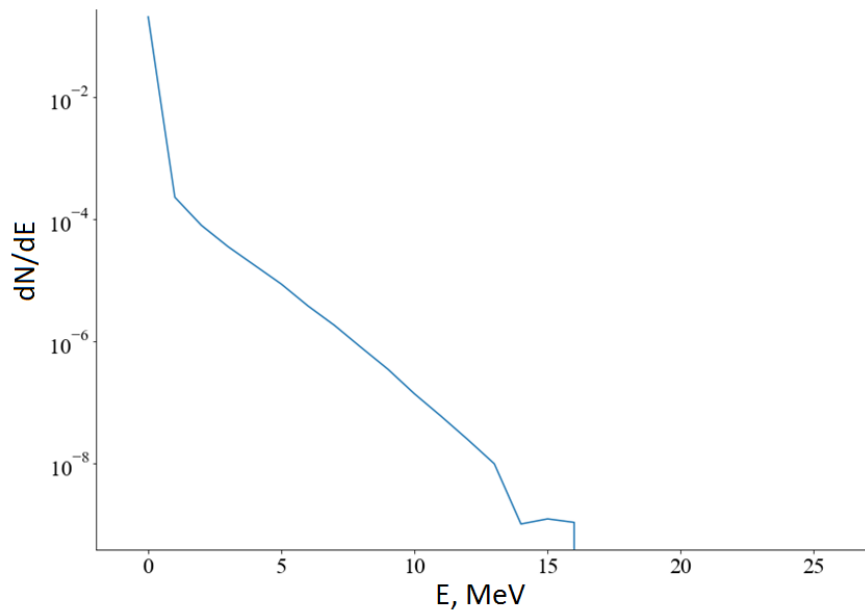


Рисунок 8.2 – Энергетический спектр электронов, полученный в численном моделировании

Спектр ускоренных электронов для рассматриваемого случая, приведенный на рисунке 8.2, является оптимальным с точки зрения эффективности инжекции электронов. Дальнейшая оптимизация может быть проведена за счёт увеличения длины ускорения. Для этого мишень облучается дополнительным лазерным импульсом с передней стороны, что позволяет получить протяженный плазменный факел на передней поверхности.

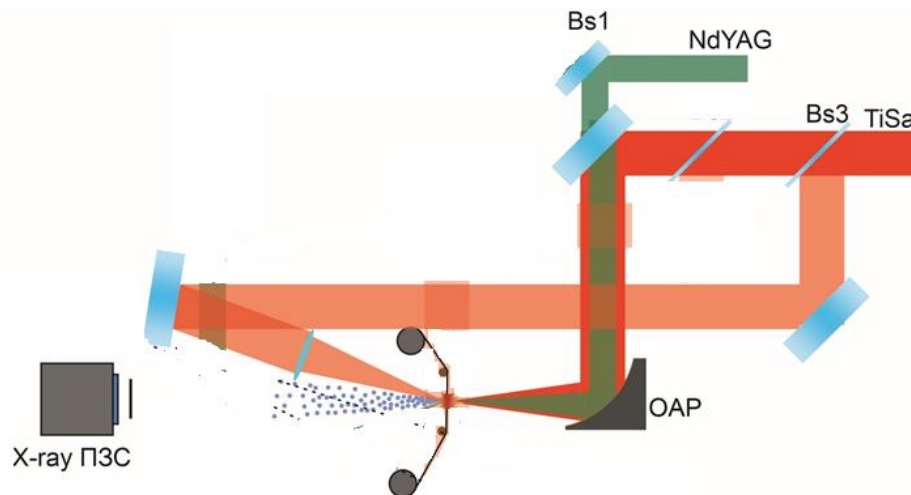


Рисунок 8.3 – Предполагаемая схема эксперимента по генерации рентгеновского излучения в обратном комптоновском рассеянии. Часть излучения фемтосекундного лазера будет направлена навстречу электронному пучку



Дальнейшее увеличение задержки между импульсами (рисунке 8.1 в, задержка в 4 нс) приводят к уменьшению концентрации электронов в плазменном факеле и уменьшению заряда и энергии пучка ускоренных электронов.

Для генерации рентгеновского излучения в обратном комптоновском рассеянии часть излучения фемтосекундного лазера будет направлена встречно электронному пучку. На рисунке 8.3 показано, как может быть изменена схема эксперимента (см. рисунок 6.2) для генерации и регистрации полученных при рассеянии рентгеновских квантов. Были проведены оценки энергий, выхода и расходимости этого рентгеновского излучения, для чего использовались характеристики электронного пучка, полученные в моделировании и эксперименте.

Заряд электронного пучка был оценён по выходу нейтронов в фотоядерной реакции в бериллии, подробнее описано в главе 6. настоящего отчета. Заряд электронов в пучке составляет  $\sim 50 \pm 20$  пКл для частиц с энергией больше 1.7 МэВ и  $\sim 10$  пКл для частиц с энергией больше 6 МэВ. При этом моделирование показывает, что максимальные энергии могут достигать значения 10-15 МэВ. Оценка на обратное комптоновское рассеяние даёт энергию рентгеновских квантов выше 1 кэВ ( $E = 4\gamma^2 \times 1.5$  [эВ],  $\gamma \approx 13$ ) при потоке квантов до  $10^6$  в телесный угол  $1/\gamma$ . Расходимость при этом будет определяться как фактором  $1/\gamma$ , так и расходимостью пучка электронов (50 мрад) и составит около 100 мрад. Поток рентгеновских квантов  $N$  может быть оценен из сечения  $\sigma$  Томпсона рассеяния  $N = N_e N_0 \sigma / (2\pi w_0^2)$ ,  $N_e$  – число электронов,  $N_0$  – число лазерных фотонов,  $w_0$  – диаметр перетяжки лазерного пучка. Для заряда 10 пКл ( $N_e = 6 \times 10^7$ ), энергии рассеиваемого лазерного импульса в 20 мДж ( $N_0 = 4 \times 10^{16}$ ) при перетяжке 5 мкм число рентгеновских фотонов окажется  $N \approx 10^6$ . Это, во-первых, допускает достаточно простые методы детектирования, а, во-вторых, представляют интерес для прикладных задач диагностики биологических препаратов (излучение 1 кэВ проникает через слой воды толщиной 10 мкм и менее). Кроме того, может быть получено  $N \approx 5 \times 10^6$  квантов с энергией 150 эВ, расходимость такого пучка будет около 250 мрад.

Чтобы оценить спектр полученного источника, нужно вычислить  $dN_\gamma/dE_\gamma$ . Полученный в численном моделировании спектр можно аппроксимировать экспонентой  $\frac{dN}{dE} = N_0 e^{-E/T}$ .

Наклон экспоненты («температура»)  $T$ , полученный в моделировании и эксперименте для наших параметров лазерного излучения составляет 1-3 МэВ. Сечение томсонавского рассеяния не зависит от энергии налетающего электрона, поэтому для получения спектра достаточно перейти от интервала  $\Delta E$  электронного пучка к  $\Delta E_\gamma$ :  $E_\gamma = 4E_0(E_\gamma/mc^2)^2$ ,  $\Delta E_\gamma = 8E_0(E_\gamma/mc^2)\Delta(E_\gamma/mc^2)$ , где  $E_0$  – энергия лазерного фотона. Тогда спектр

генерируемых рентгеновских фотонов будет иметь вид  $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \sim \frac{e^{-\frac{mc^2\sqrt{E_\gamma/4E_0}}{T}}}{\sqrt{E_\gamma}}$ . Из-за знаменателя он затухает быстрее, чем экспоненциальный спектр электронов.

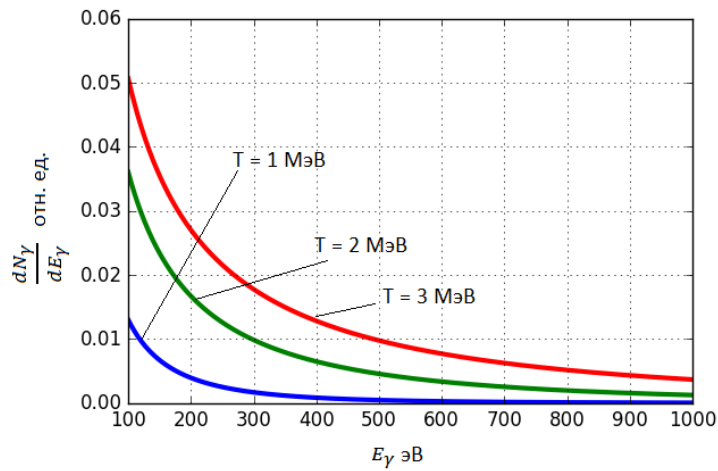


Рисунок 8.4 – Спектры рентгеновских фотонов для  $T = 1, 2$  и  $3$  МэВ

Спектры для температур электронов, достижимых на установке с мощностью лазера 1 ТВт приведены на рисунке 8.4. Совершенствование параметров такого источника будет связано с поиском методов генерации в лазерной плазме квазимонохроматических пучков электронов.

## 9 Экспериментальное исследование ускорения электронов в плазменном канале на тераваттном лазере

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

Для генерации ускоренных электронов на лазерно-плазменной установке использовался подход, в котором два импульса – основной фемтосекундный импульс релятивистской интенсивности и наносекундный предимпульс взаимодействовали с твердотельной мишенью-пленкой толщиной десятки мкм. Предимпульс, взаимодействующий с мишенью, ионизовывал ее и создавал преплазму, с которой и происходило взаимодействие основного импульса. Ранее было показано, что использование такого двухимпульсного подхода позволяет значительно увеличивать заряд и среднюю энергию генерируемых ускоренных электронов и рентгеновского излучения [7, 8]. Механизмом ускорения в таком взаимодействии является прямое лазерное ускорение электронов [8].

Ранее нами исследовалась инжекция и ускорение электронов в режиме DLA при отражении лазерного импульса ( $a_0=1.5$ ) от плотной плазмы [166]. Было показано, что плазменные волны гибридной неустойчивости ВКР-двухплазмонный распад при своем распаде генерируют электроны с энергией  $\sim mc^2$  и инжектируют их в поля отраженного лазерного импульса. При этом примерно  $\sim 10\%$  таких электронов, испытывали ускорение в плазменном канале. Вместе с тем было обнаружено, что большинство предускоряемых плазменными волнами электронов летят вглубь плотной мишени и для них набор энергии прекращается. Поэтому использование мишени, позволяющей работать на прохождение, позволяет значительно (в 5 раз) увеличить эффективность инжекции, и, соответственно, заряд пучка ускоренных электронов [8]. Такая мишень была реализована облучением лавсановой пленки толщиной  $\sim 15$  мкм наносекундным предимпульсом.

Принципиальная схема эксперимента по ускорению электронов в плазменном канале представлена на рисунке 9.1. Для проведения экспериментов использовалась 1ТВт Ti:Sa лазерная система ФИАН-МГУ (800 нм, 10 Гц, 50 мДж, 50 фс). Контраст на наносекундной временной шкале измерялся при помощи быстродействующего PIN диода и был  $10^{-8}$ , длительность наносекундного предимпульса составляла  $\sim 2$  нс. Диаметр фокусировки в вакууме составлял 3 мкм (измерен с помощью переноса изображения на ПЗС-камеру), а максимально достижимая интенсивность в вакууме составляла  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Источником контролируемого предимпульса для создания над поверхностью мишени облака преплазмы был Nd:YAG лазер (1064 нм, 10 Гц, 200 мДж, 10 нс) с интенсивностью  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Далее под фемтосекундным импульсом (фс) мы будем

подразумевать излучение Ti:Sa лазерной системы, а под наносекундным предимпульсом (нс) – излучение Nd:YAG лазера.

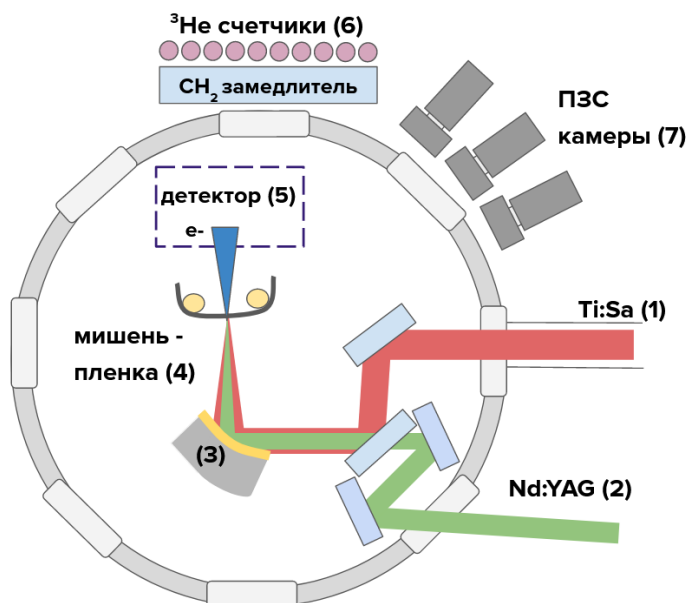


Рисунок 9.1 –Схема экспериментальной установки. 1 – Ti:Sa фемтосекундное лазерное излучение, 2 – Nd:YAG наносекундное лазерное излучение, 3 – внеосевое параболическое зеркало ( $f=10$  см), 4 – мишень-пленка толщиной 16 мкм, 5 – детектор электронного пучка, 6 – массив из  $10^3$  He-3-счетчиков и пластиковый замедлитель, 7 – ПЗС-видеокамеры с различными фильтрами

Фемтосекундное (1) и наносекундное (2) лазерное излучения заводятся в вакуумную камеру с остаточным давлением порядка не более  $10^{-2}$  Торр и фокусируются внеосевым параболическим зеркалом (3) с фокусным расстоянием 10 см на пленочную мишень из лавсана толщиной 16 мкм (4). Мишенный узел (см. рисунок 9.2) представляет собой лентопротяжный механизм (вращающаяся и холостая катушка), что позволяет сдвигать поверхность мишени после каждого лазерного выстрела, чтобы взаимодействие происходило с неповрежденной областью. Мишенный узел также устанавливался на систему моторизованных линейных позиционеров, что позволяло подстраиваться под точку фокусировки лазерных импульсов без напуска камеры. Исследовалось два угла падения:  $30^0$  и  $\sim 3^0$  (нормальное падение).

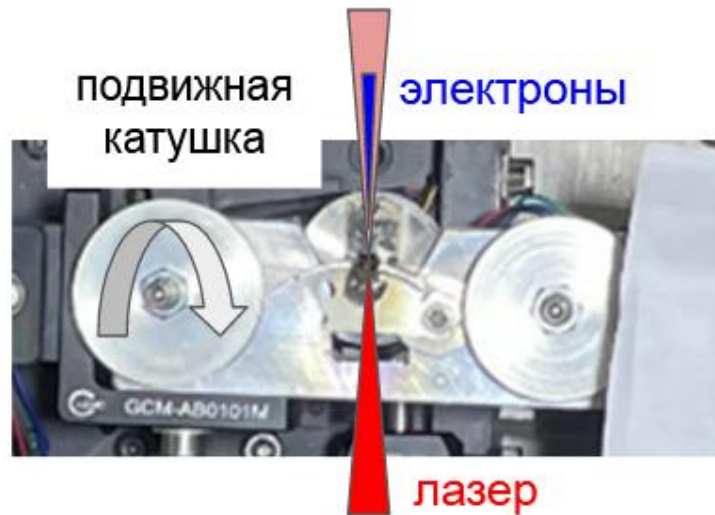


Рисунок 9.2 – Фотография мишенного узла - лентопротяжного механизма лавсановой пленки с отмеченным направления падения лазерного импульса и генерации электронов

Меняя задержку  $\Delta t_{fs-ns}$  между импульсами первого и второго лазеров в интервале от -50 нс до +10 нс с нестабильностью в 1 нс, можно менять масштаб неоднородности электронной концентрации преплазменного слоя, а также менять режим взаимодействия с мишенью с отражения на прохождение. При наших параметрах мишень становится прозрачной (то есть ее плотность  $n$  становится меньше критической плотности  $n_{cr}$ ) на задержке  $\Delta t_{fs-ns} = t_{fs} - t_{ns} = -1$  нс. Данное время задержки обусловлено толщиной мишени и интенсивностью предимпульса (и, соответственно, зависит от угла падения). В нормальном падении излучения для  $\Delta t_{fs-ns} < 1$  нс мишень прозрачна для излучения Ti:Sa лазерной системы, при этом для  $\Delta t_{fs-ns} < -8$  нс уже не наблюдается ускорения электронов в силу разреженности плазмы. Между параболическим зеркалом и мишенью также дополнительно установлена протяжка лавсановой пленки (не показана на рисунке) для защиты зеркала от «пыли» разлетающейся мишени.

Регистрация параметров пучка электронов осуществлялась широким рядом диагностик: для регистрации пространственного распределения электронного пучка использовался сцинтиллятор LANEX и CCD камера, которые устанавливались в положение (5). Перед детектором LANEX дополнительно устанавливались фильтры для отсеки по энергии - вольфрамовые пластины толщиной 390 мкм ( $E < 3$  МэВ) и 260 мкм ( $E < 2$  МэВ); для измерения энергетического спектра электронного пучка в схему (без W фильтра) добавлялась щель шириной 2 мм, вырезанная в свинцовой пластине толщиной 3 мм, и система из постоянных магнитов с индукцией поля до  $\sim 0.25$  Тл. ПЗС камерой регистрировалось пространственная форма пучка на щели по одной оси и спектр электронов по второй оси. Спектр восстанавливался исходя из расчетов траекторий

электронов в неоднородном магнитном поле отклоняющей системы; для измерения заряда электронного пучка использовался цилиндр Фарадея, также устанавливаемый в положение (5). Данный детектор представляет собой медный цилиндр с полостью внутренним диаметром 3 см и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью 1нФ. Входной фильтр и корпус детектора были заземлены. Напряжение с конденсатора поступало на усилитель с большим входным сопротивлением, расположенный непосредственно в экранированном корпусе детектора для уменьшения уровня помех, а с него передавалось на схему оцифровки; для оценки заряда пучка также использовалась разработанная ранее методика, основанная на регистрации выхода нейтронов в фотоядерных реакциях. Для этого в область детектора устанавливалась вторичная мишень (в данных экспериментах - куб из бериллия с ребром 12 см) с мишенью-конвертером из 2мм вольфрама. При прохождении электронного пучка через конвертер происходила генерация тормозного излучения, которое затем участвовало в фотоядерной реакции  $Be(\gamma, n)$  с порогом 1,7 МэВ. Нейтроны регистрировались массивом из  $10^3$   $^3He$  – счетчиков СНМ-19; для визуализации источников оптического излучения плазмы в направлении прохождения лазерных импульсов устанавливался рассеиватель (лист белой бумаги), изображение с него регистрировалось набором ПЗС-камер с использованием различных интерференционных фильтров: полосового на  $800 \pm 20$  нм для регистрации основной гармоники  $w$ , ВЧ на  $\lambda > 550$  нм для регистрации  $2w$  и  $3/2w$ .

Система сбора данных позволяла в каждом лазерном выстреле регистрировать аналоговые сигналы со всех установленных детекторов получать изображения с камер, а также управлять положениями подвижек (положение мишени, ввод-вывод в пучок ускоренных электронов различных детекторов).

Первые эксперименты по лазерно-плазменному ускорению электронов в плазменном канале проводились при угле падения излучения на мишень  $30^\circ$ . Для такого угла падения наблюдалась генерация коллимированного (расходимость  $\sim 0.1$  рад, рисунок 2.1.9.3а) электронного пучка с пространственной стабильностью  $\sim 0.3$  рад (см. рисунок 2.1.9.3е). Такая пространственная стабильность уже позволит эффективно использовать полученный пучок для экспериментов со вторичными мишенями, например, для возбуждения фотоядерных реакций. Спектр электронов хорошо аппроксимируется экспоненциальным распределением с температурой электронов  $\sim 1.4$  МэВ, что значительно превышает пондеромоторную для параметров нашего лазерного пучка ( $\sim 0.5$  МэВ). Заряд пучка составляет  $60 \pm 15$  пКл для  $E > 1$  МэВ.

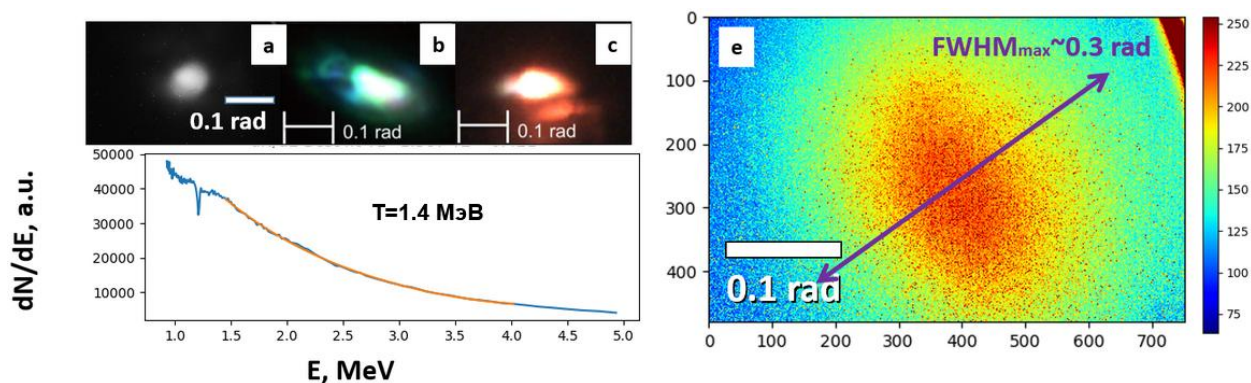


Рисунок 9.3 – Пространственное распределение электронов с энергиями  $E > 3$  МэВ (а), прошедшее излучение на частоте  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$  (b) и  $\sim\omega_0$  (c), энергетический спектр электронного пучка (d) и его пространственная стабильность (e). «Всплески» в энергетическом спектре обусловлены засветкой пикселей ПЗС-камеры рентгеновским излучением

Отметим, что прошедшее излучение на частоте основной  $\omega_0$  гармоники лазерного импульса, а также на параметрических частотах  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$  имеет расходимость значительно ниже дифракционной составляет  $\sim 0.1$  рад, т.е. сравнимо с расходимостью электронного пучка. Такое снижение расходимости подтверждает формирование в эксперименте плазменного канала, в котором происходит ускорение электронов.

При работе в нормальном падении излучения на мишень также был получен коллимированный электронный пучок (расходимость  $\sim 0.1$  рад, см. рисунок 6.5). Ранее этот пучок уже был использован для тестовых экспериментов с использованием активационной методики оценки заряда пучка. При этом его температура примерно в два раза превышает температуру для угла падения  $30^\circ$  и составляет  $\sim 2$ - $2.5$  МэВ (рисунок 6.5в). Полученный электронный пучок также более стабилен в пространстве ( $\sim 0.1$  рад вместо  $0.3$  рад для  $30^\circ$ ), что видно из рисунка 6.5а. Коллимация оптического излучения на основной гармонике  $\omega_0$  при этом сохраняется. Полный заряд полученного электронного пучка составляет  $\sim 0.14 \pm 0.02$  нКл. Заряды пучка с отсечками по энергии, полученные путем добавления W фильтров различной толщины перед детектором, составляли:  $\sim 100$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $\sim 50$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $\sim 20$  пКл ( $E > 3$  МэВ).

Видно, что все параметры электронного пучка, полученного при нормальном падении излучения на мишень, значительно лучше, чем у пучка, полученного при угле падения  $30^\circ$ . Это связано с увеличением интенсивности излучения в нормальном падении (т.к. площадь фокусировки на мишень уменьшается). Поэтому при переносе данной методики ускорения электронов в плазменном канале на иные лазерные системы данный факт должен приниматься во внимание. Также отметим, что ранее предсказанное в численном моделировании увеличение заряда пучка ускоренных электронов в  $\sim 5$  раз при

использовании режима прохождения лазерного излучения сквозь мишень было подтверждено экспериментально. Заряд увеличился с  $\sim 10$  пКл до  $\sim 50$  пКл для  $E > 2$  МэВ. Заряд электронов ( $\sim$  яркости сцинтиллятора) также линейно растет с увеличением энергии основного импульса (см. рисунок 6.6).

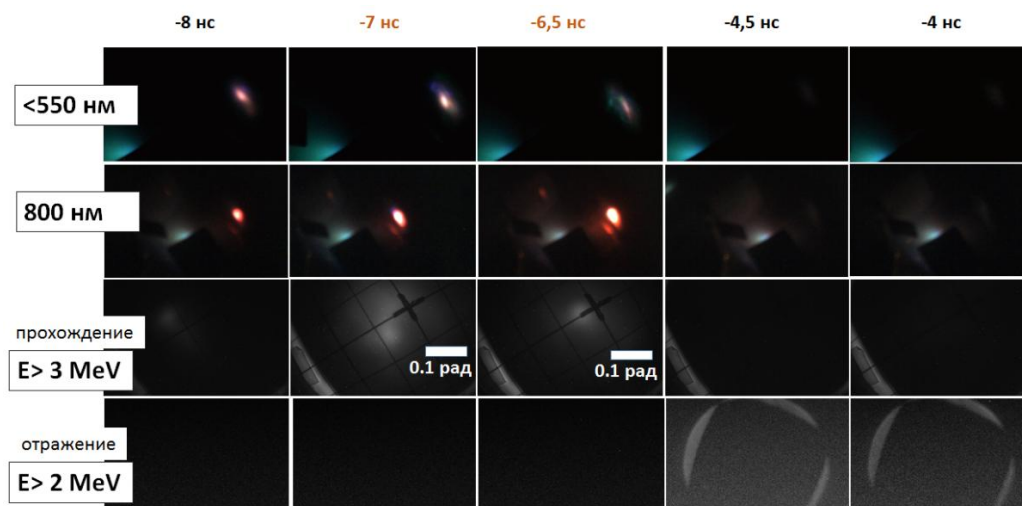


Рисунок 9.4 – Излучение плазмы на длинах волн  $< 550$  нм, прошедшее излучение на 800 нм, электроны в направлении прохождения, электроны в направлении отражения в зависимости от задержки нс-фс для угла падения излучения на мишень  $30^\circ$ . Знак «минус» у задержек соответствует приходу нс излучения до фс излучения

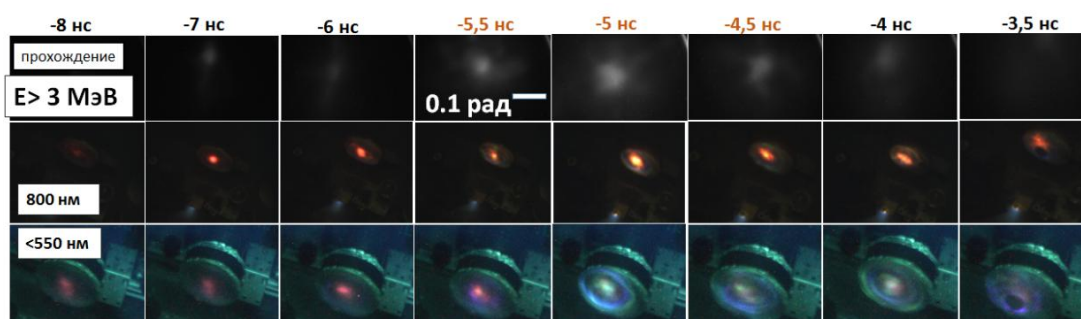


Рисунок 9.5 – Излучение плазмы на длинах волн  $< 550$  нм, прошедшее излучение на 800 нм, электроны в направлении прохождения в зависимости от задержки нс-фс для нормального падения лазерного излучения на мишень

Одним из наиболее важных параметров эксперимента при использовании искусственного предимпульса является задержка между основным импульсом и предимпульсом, т.к. она определяет плотность и характерный пространственный масштаб плазмы, с которой взаимодействует основной импульс. На рисунках 9.4 и 9.5 представлены исследования зависимости оптического излучения плазмы и пространственного распределения электронного пучка для двух различных углов



взаимодействия излучения с мишенью:  $30^\circ$  и нормального падения. Видно, что в обоих случаях электронный пучок, параметры которого обсуждались ранее, существует лишь для небольшого диапазона задержек нс-фс ( $\sim 1$  нс). При этом при угле падения  $30^\circ$  возможна генерация электронов как в направлении прохождения (в случае «больших» задержек – когда плазма становится прозрачной для основного излучения), так и в направлении отражения (для «маленьких» задержек). Наличие такого перехода позволяет, при необходимости, выбирать направление генерации электронного пучка (однако, со значительной потерей в его заряде для режима отражения). Энергия электронов, генерируемых в направлении отражения, также невелика – экспериментально на сцинтилляторе не наблюдался сигнал при установке фильтров на  $E > 2$  МэВ.

В случае нормального падения также можно отметить необычную форму оптического излучения плазмы на частоте  $2\omega_0$ , представляющую собой концентрические кольца. Данный факт объясняется тем, что генерация второй гармоники происходит на неоднородностях на стенках плазменного канала. При этом, как показано в работе [167], угол, под которым будет происходить распространение излучения  $2\omega$ , прямым образом связан с плотностью плазмы внутри канала аналогичен углу черенковского конуса.

## **10 Оптимизация мишени и характеристик рентгеновских и гамма квантов, а также диаграмм рассеяния при петаваттном уровне мощности**

Одним из ожидаемых процессов на мультипетаваттных лазерных установках [168] является пробой вакуума [169-172], т.е. лавинообразный рост электрон-позитронных пар в результате развития квантово-электродинамического (КЭД) каскада из некоторого числа начальных частиц, играющих роль затравки [169]. В процессе развития КЭД каскада рожденные электроны и позитроны ускоряются лазерным полем и в процессе своего движения излучают гамма-фотоны. Гамма-фотоны могут распадаться на электрон-позитронные пары в лазерном поле, а пары, в свою очередь, могут генерировать гамма-фотоны [173], таким образом, процесс может приобрести самоподдерживающийся характер. В процессе развития каскада генерируется значительное количество гамма-фотонов, только часть из которых распадается в области взаимодействия. Это приводит к тому, что при облучении мишени формируется поток высокоэнергичных фотонов, что позволяет использовать данный объект в качестве источника гамма-фотонов.

Свойства источника в значительной мере определяются динамикой взаимодействия, которая не в малой степени зависит от свойств затравочных частиц. Образование затравочных частиц в результате полевого рождения электрон-позитронной пары из вакуума [174-176] пока недостижимо даже на перспективных лазерных установках, поэтому необходимо использование затравочных частиц. В качестве затравки зачастую рассматривается пучок ускоренных частиц, фотонов или твердотельная мишень [177], [178], [179-184]. Безусловно, такие затравки требуют специальной оптимизации. При недостаточной энергии пучка частиц, частицы могут потерять энергию в результате генерации излучения и затравочные частицы не попадут в область сильного поля [185], [186]. Твердотельная мишень разрушается падающим импульсом, поэтому необходима оптимизация её размеров и плотности [177], [178], [184]. В нашей работе мы предлагаем использовать твердотельные мишени, хотя альтернативные методы так же могут быть рассмотрены. Кроме того, требуется оптимизация свойств лазерных систем с целью достижения желаемых параметров лазерного излучения и гамма-фотонов.

В первой части работы было исследовано влияние свойств мишени, таких как ее размер и плотность на свойства генерируемых гамма-квантов. Исследование проводилось с помощью численного моделирования. Ввиду сложности самосогласованной задачи основным инструментом исследований являлось численное моделирование с помощью PIC-кода – программы, реализующей метод частиц в ячейках и совместно решающей уравнения движения частиц и уравнения Максвелла. Для этого использовался PIC-код PICADOR [187], включающий в себя модули для учета КЭД процессов [188-190]. В серии

расчетов использовались следующие параметры. Размер расчетной области 8 мкм x 8 мкм x 8 мкм и число ячеек 512 x 512 x 512 вдоль x, y, и z. Временной шаг составлял T/100. Лазерный импульс электродипольной волны, задаваемой в 12 пучков, имел гауссову огибающую и длительность по полувысоте интенсивности 15 фс. Суммарная мощность лазерных импульсов составляла 30 ПВт. В качестве мишени рассматривалась сфера радиусом 1, 2 и 3 мкм, заполненная водородной плазмой с концентрацией от 0.001  $n_c$  до 1000  $n_c$ , где  $n_c = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$  – критическая плотность,  $\omega$  — частота лазерного поля,  $e$  — элементарный заряд, а  $m$  — масса электрона. Для длины волны 0.9 мкм, используемой в моделировании, критическое значение плотности равно  $\sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

Как было сказано ранее, свойства излучаемых гамма-фотонов определяются самосогласованной динамикой поля и плазмы, как мишени, так и рождающейся электрон-позитронной плазмы. В связи с этим для понимания дальнейших результатов, сначала рассмотрим динамику взаимодействия для различных начальных плотностей мишени. В случае не слишком больших плотностей частицы сгребаются передним фронтом импульса в центр, откуда частично уходят, а частично играют роль затравки для развития КЭД каскада. Характерные результаты моделирования для нескольких плотностей приведены на рисунке 10.1 для радиуса мишени 2 мкм. Характерные результаты для мишеней другого размера близки с поправкой на большее полное число частиц. При очень малых плотностях мишени (0.001  $n_c$ ) в процессе развития КЭД каскада плотность электрон-позитронной плазмы не достигает релятивистского критического значения, поэтому фактически каскад развивается в заданном поле, о чем говорит невозмущенное электрическое поле (см. рисунок 10.1(a)), а также структура каскада (см. рисунок 10.1(b,c)). Фотоны излучаются преимущественно вдоль оси диполя (ось z) и имеют очень узкую диаграмму направленности. При увеличении плотности мишени до 1  $n_c$  в процессе развития каскада плотность плазмы приближается к релятивистскому критическому значению, и реализуется нелинейный режим развития КЭД каскада (см. рисунок 10.1 (e-h)). При этом электрическое поле начинает возмущаться образующейся плазмой, а распределение фотонов по углу становится более широким. В распределении электронов и позитронов видна асимметрия, что также свидетельствует о самосогласованной динамике. Вместе с тем влияние плазмы на поле пока еще проявляется не очень сильно.

При увеличении плотности мишени до 100  $n_c$  поле после сжатия мишени в центр перестает проникать в область плотной плазмы и выталкивается из центра (см. рисунок 10.1(i-l)), при этом формируется плотный сгусток электронов, а каскад в значительной мере подавляется, хотя позитроны все еще могут рождаться в области взаимодействия. Фотоны также рождаются в области сильного поля, однако так как распределение

электронов стало значительно шире, распределение фотонов также уширилось по сравнению со случаем меньших плотностей.

При дальнейшем увеличении плотности мишени до  $1000 n_c$  поле перестает проникать в область плотной плазмы и не может сжать мишень в центр (см. рисунок 10.1(m-p)), при этом мишень частично сохраняет форму, позитроны практически не рождаются, а фотоны излучаются в широком диапазоне углов.

Рассмотренные особенности динамики существенным образом влияют на свойства предлагаемого источника гамма-фотонов, свойства которого в зависимости от параметров приведены на рисунке 10.2. Одним из важных свойств источника является его направленность, т.е. ширина диаграммы направленности (см. рисунок 10.2(a)). Видно, что наиболее узкая диаграмма направленности (несколько мрад) наблюдается в случае маленькой мишени при малых плотностях, что соответствует линейному режиму каскада. В дальнейшем, при увеличении, как размера мишени, так и плотности ширина диаграммы направленности становится больше, и в нелинейном режиме развития каскада достигает 20-30 мрад. При переходе в режим выталкивания поля из центральной области и подавления КЭД каскада ширина резко растет, и источник фактически теряет свои свойства направленности. Таким образом, с точки зрения максимальной направленности источника необходимо брать маленькие мишени с низкой плотностью.

Схожая зависимость наблюдается и для максимальной энергии гамма-фотонов. Максимальное значение вблизи 2 ГэВ для полной мощности 30 ПВт достигается в области малых плотностей и размеров мишеней, что объясняется тем, что при больших плотностях поле выталкивается из области плотной плазмы и его амплитуда становится меньше, что мешает эффективному ускорению электронов, и, как следствие, уменьшает максимальную энергию излучаемых фотонов.

Дальнейшие свойства будут рассмотрены для фотонов с энергией, превышающей 1 ГэВ, т.к. эта часть спектра представляет наибольший интерес. Три характеристики: полное число фотонов (см. рисунок 10.2 (c)), максимальный поток фотонов (см. рисунок 10.2 (d)) и эффективность конверсии энергии лазерного излучения в гамма фотоны (см. рисунок 10.2 (f)) имеют схожие зависимости от параметров. Это, по-видимому, объясняется тем, что в области параметров, где КЭД каскад эффективно развивается, временная зависимость потока излучаемых фотонов следует за зависимостью интенсивности от времени. В области же плотной плазмы, каскад подавляется, и полное число фотонов и поток резко падают, как следствие, падает эффективность конверсии. Оптимум достигается вблизи умеренных плотностей  $1 n_c$  и резко падает при плотностях 50-100  $n_c$ . При малых плотностях (особенно для малых мишеней) число излучающих частиц

слишком мало, чтобы получить заметное число фотонов (заметный поток фотонов и хорошую эффективность). Однако яркость источника (см. рисунок 10.2 (e)) не имеет подобного загиба при малых плотностях и (за исключение мишени радиусом 1 мкм) достигает значений, превышающих  $10^{28}$  фотонов  $\text{с}^{-1} \text{мм}^{-2} \text{мрад}^{-2}$ . Это объясняется тем, что падение потока при малых плотностях мишеней компенсируется в значительной мере уменьшением ширины диаграммы направленности.

Таким образом, для получения оптимальных свойств источника необходимо использовать достаточно маленькую мишень, не экранирующую область взаимодействия от сильного поля. Оптимальный размер и плотность – радиус 1 мкм и плотность мишени 1-10  $n_c$ .

Во второй части работы были исследованы свойства предлагаемого гамма источника в зависимости от числа пучков и параметра фокусировки лазерных импульсов. Моделирование также проводилось численным кодом PICADOR. Расчетная область представляла собой куб со стороной 4 мкм с разрешением 256 точек по каждому направлению. Пространственное распределение всех пучков задавалось в виде гауссова распределения с углом  $\theta_f$  по уровню амплитуды  $1/e$ . В численном моделировании фокусировка характеризовалась параметром  $F\# = \frac{1}{2 \tan \theta_f / 2}$ . Временная форма импульса задавалась в виде  $\sin^2$ -огнибающей с высокочастотным заполнением с длиной волны  $\lambda = 0.9$  мкм и длительностью лазерного периода  $T = 3$  фс. Длительность импульса  $\tau$  составляла 10 периодов лазерного поля. В данном разделе мы зафиксировали параметры мишени и взяли радиус мишени 0.5 мкм и умеренную плотность 1  $n_c$ . Это объясняется тем, что при данных параметрах мишени обсуждаемый источник имеет оптимальные свойства. Было рассмотрено 3 конфигурации лазерных пучков: 4 и 6 линейно поляризованных пучков, расположенных в один пояс в экваториальной плоскости, и 12 линейно поляризованных пучков, расположенных в 2 пояса, отклоненных от экваториальной плоскости на половину полного угла фокусировки  $\theta_f$ , см. рисунок 1 (b). Поляризация пучков задавалась таким образом, что в фокусе основная компонента электрического поля была направлена вдоль оси  $z$ , что соответствует электродипольной конфигурации поля. Угол фокусировки  $\theta_f$  каждого пучка менялся в диапазоне от 0.2 до 0.4, что соответствовало значениям параметра  $F\#$  от 2.45 (слабая фокусировка) до 1.2 (острая фокусировка). Максимум всех пучков достигался в общей точке фокуса в центре области моделирования. Полная мощность составляла 36 ПВт.

Динамика взаимодействия близка к обсуждаемой ранее. Первоначальное обжатие мишени приводит к тому, что электроны сначала сгребаются в центр передним фронтом

импульса, а потом большей частью покидают область взаимодействия. Оставшиеся электроны выступают в роли затравочных частиц, и по мере возрастания амплитуды в фокальной области развивается КЭД каскад, что приводит к резкому росту плотности электрон-позитронной плазмы и фотонов. Результаты моделирования для двух наборов параметров – 12-ти пучковой конфигурации с  $F\#=1.2$  и 4-х пучковой конфигурации с  $F\#=2.45$  – представлены на рисунках 10.3 и 10.4, соответственно.

Для 12-ти пучковой конфигурации, представленной на рисунке 10.3, по мере развития каскада плотность электрон-позитронной плазмы достигает релятивистского критического значения, и реализуется нелинейный режим взаимодействия. На рисунке 10.3 (а), видно, что в момент времени  $20T$  плотность плазмы приближается к  $10^{25}$ - $10^{26}$  см<sup>-3</sup>, поле вытесняется из области плотной плазмы, а амплитуда электрического поля в центре сильно проседает. При этом в фокальной области по мере изменения амплитуды формируются плазменные слои [191] или z-пинч [192], что также проявляется в структуре распределения фотонов, см. рисунок 10.3 (b, c).

В случае 4-х пучковой конфигурации, представленной на рисунке 10.4, напротив, темп роста КЭД каскада недостаточен для того, чтобы на длительности импульса плотность электрон-позитронной плазмы достигла релятивистского критического значения, и реализуется линейный режим взаимодействия. В максимуме плотность электрон-позитронной плазмы дорастает только до значений порядка начальной плотности мишени  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>, а огибающая электрического поля в центре остается невозмущенной, см. рисунок 10.4 (а). При этом более ярко выраженная пространственная неоднородность излучения приводит к развитию КЭД каскада, главным образом, вблизи оси лазерных пучков, см. рисунки 10.4 (b, c). Следует отметить, что при изменении размера и увеличении плотности мишени возможно достижение нелинейного режима и в такой конфигурации.

Угловые и энергетические характеристики близки к характеристикам, обсуждаемым в рамках оптимизации мишени: ширина распределения порядка 10 мрад, а максимальная энергия фотонов порядка 1.5-1.9 ГэВ в зависимости от конфигурации. На рисунке 10.5 (а) представлена зависимость эффективности трансформации энергии лазерного излучения в энергию фотонов в зависимости от  $F\#$  лазерного пучка для разного числа пучков при фиксированной полной мощности 36 ПВт. Видно, что при уменьшении  $F\#$  эффективность конверсии растет и выходит на насыщение, близкое к случаю идеальной дипольной волны. Для 12-ти пучков эффективность конверсии энергии в фотоны с энергией больше 1 МэВ для рассматриваемой мишени составляет порядка 40%, а в фотоны с энергией, превышающей 1 ГэВ – порядка 0.3%, см. таблицу 10.1. Меньшая

эффективность по сравнению с первой частью работы объясняется меньшим размером мишени, т.е. начальным числом затравочных частиц. В случае большого числа пучков зависимость от  $F\#$  выражена более слабо. Так, для 12-ти пучков даже для  $F\#=2.45$  эффективность конверсии в фотоны с энергией больше 1 МэВ падает всего до 27%, а для фотонов с энергией больше 1 ГэВ – до 0.21%, см. таблицу 2. Для сравнения, в случае 4-х пучковой конфигурации при переходе от  $F\#=1.2$  к  $F\#=2.45$  эффективность падает на четыре порядка, см. таблицы 10.1 и 10.2. Это может говорить о том, что системы с большим числом пучков в силу более однородного азимутального распределения поля значительно менее чувствительны к параметрам фокусировки лазерной системы по сравнению с системами с малым числом пучков, что потенциально делает их более устойчивыми. Наблюдаемая эффективность конверсии энергии в сочетании с большой мощностью системы приводит к формированию рекордных потоков фотонов до  $7 \cdot 10^{27} \text{ с}^{-1}$  для фотонов с энергией больше 1 МэВ и до  $5 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1}$  для фотонов с энергией больше 1 ГэВ, см. рисунок 10.5 (b). В сочетании с высокой направленностью данные это позволяет рассматривать предложенную систему как эффективный сверхъяркий источник высокоэнергичных фотонов.

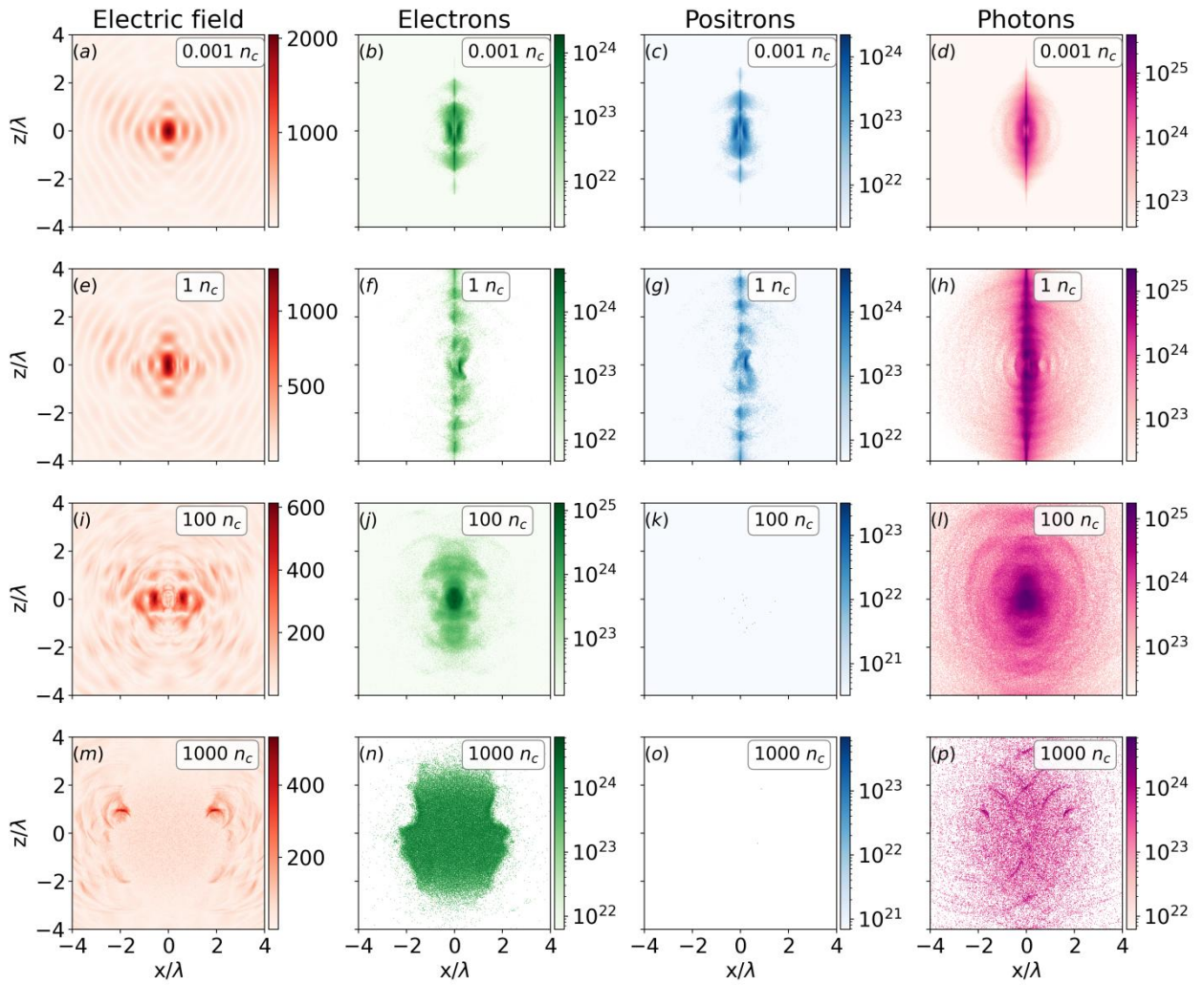


Рисунок 10.1 Распределение электрического поля (a,e,i,m) плотности электронов (b,f,j,n), позитронов (c,g,k,o) и фотонов (d,h,l,p) в сечении  $y=0$  для различных начальных плотностей мишени  $0.001 n_c$  (a,b,c,d),  $1 n_c$  (e,f,g,h),  $30 n_c$  (i,j,k,l),  $1000 n_c$  (m,n,o,p). Начальная плотность также указана на соответствующих графиках. Поле нормировано на релятивистское значение  $m c \omega / e$



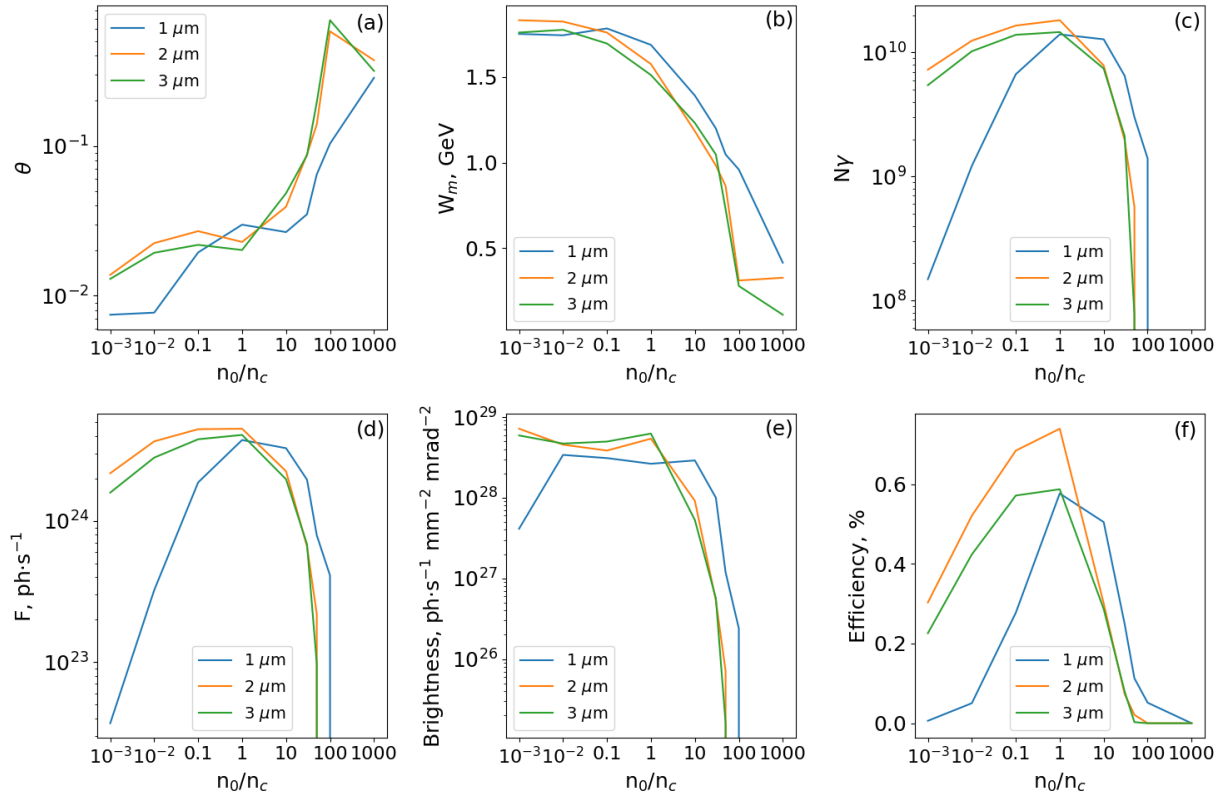


Рисунок 10.2 Свойства потока фотонов, формирующихся при облучении плазменной мишени радиусом 1, 2 и 3 мкм лазерным излучением в форме 12 пучков полной мощностью 30 ПВт и длительностью 15 фс. (а) Ширина диаграммы направленности по уровню 1/е. (б) Максимальная энергия фотонов, посчитанная по уровню 1% (фотоны выше этой границы содержат 1% общей энергии). (с) Полное число фотонов с энергией более 1 ГэВ. (д) Максимальный поток фотонов с энергией более 1 ГэВ. (е) Яркость источника фотонов с энергией более 1 ГэВ. (ф) Эффективность конверсии энергии лазерного излучения в фотоны с энергией более 1 ГэВ

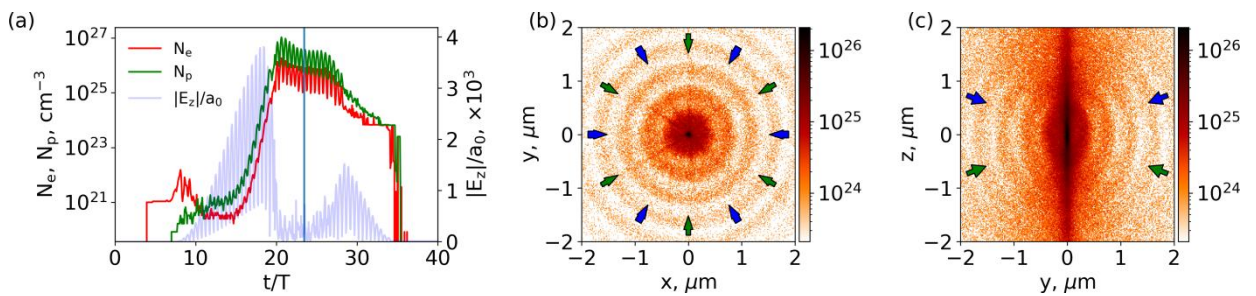


Рисунок 10.3 Динамика взаимодействия для 12-ти пучковой конфигурации полной мощностью 36 ПВт с плазменной мишенью диаметром 1 мкм и плотностью  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $F\# = 1.2$ , длительность импульса 30 фс. (а) Временная диаграмма максимальной плотности электронов  $N_e$  (красная кривая), фотонов  $N_p$  (зеленая кривая), амплитуды z-компоненты электрического поля в фокусе  $E_z$  (синяя кривая). (б,с) Распределения фотонов в сечениях (б)  $z=0$  и (с)  $x=0$  в момент времени 23 Т. Синие и зеленые стрелки показывают направление распространения пучков. Синяя вертикальная прямая на рисунке (а) определяет момент времени, в который построены сечения (б) и (с). Электрическое поле нормировано на релятивистское поле  $a_0 = \frac{mc\omega}{e}$

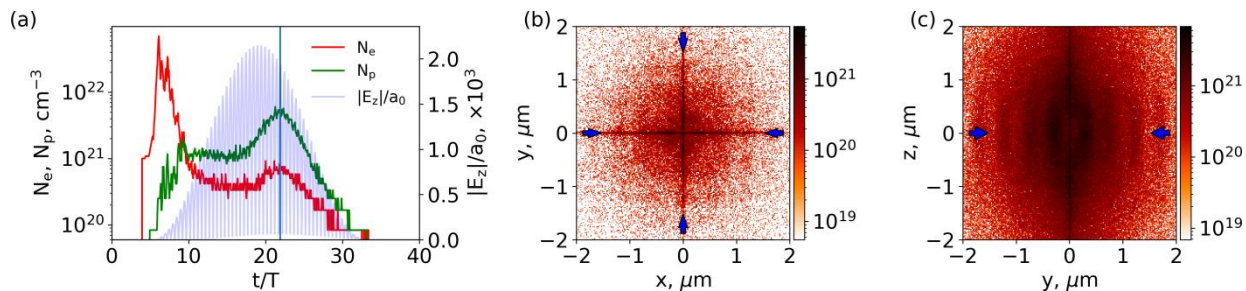


Рисунок 10.4 Динамика взаимодействия для 4-х пучковой конфигурации полной мощностью 36 ПВт с плазменной мишенью диаметром 1 мкм и плотностью  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $F\# = 2.45$ , длительность импульса 30 фс. (a) Временная диаграмма максимальной плотности электронов  $N_e$  (красная кривая), фотонов  $N_p$  (зеленая кривая), амплитуды z-компоненты электрического поля в фокусе  $E_z$  (синяя кривая). (b,c) Распределения фотонов в сечениях (b)  $z=0$  и (c)  $x=0$  в момент времени 22 Т. Легенда та же, что и на рисунке 10.3

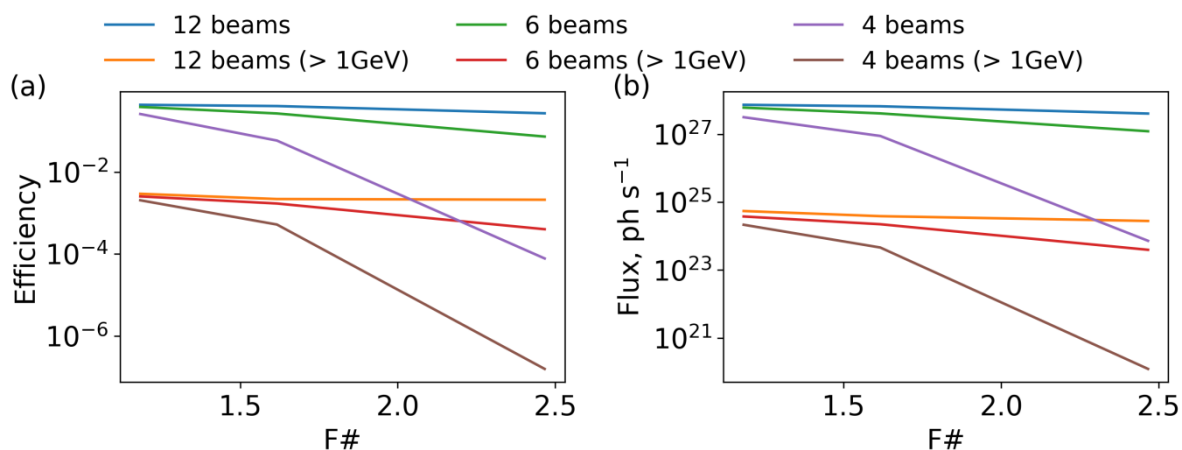


Рисунок 10.5 Зависимость (a) эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-фотонов и (b) максимального потока гамма-фотонов от  $F\#$  лазерной системы. Полная мощность лазерного излучения 36 ПВт

Таблица 10.1 - Свойства излучаемых гамма-фотонов в зависимости от числа пучков для  $F\# = 1.2$  и полной мощности 36 ПВт: эффективность конверсии энергии лазерного излучения в гамма-фотоны, максимальный поток, полное число и максимальная энергия гамма-фотонов

	Эффективность		Поток, фот $\text{с}^{-1}$		Число фотонов		$W_{\text{max}}, \text{ГэВ}$
	$> 1 \text{ МэВ}$	$> 1 \text{ ГэВ}$	$> 1 \text{ МэВ}$	$> 1 \text{ ГэВ}$	$> 1 \text{ МэВ}$	$> 1 \text{ ГэВ}$	
12 пучков	0.43	0.0029	$7.3 \cdot 10^{27}$	$5.5 \cdot 10^{24}$	$1.0 \cdot 10^{14}$	$1.7 \cdot 10^{10}$	1.63
6 пучков	0.38	0.0025	$6.1 \cdot 10^{27}$	$3.8 \cdot 10^{24}$	$8.8 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	1.51

4 пучка	0.26	0.002	$3.2 \cdot 10^{27}$	$2.2 \cdot 10^{24}$	$3.9 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{10}$	1.92
---------	------	-------	---------------------	---------------------	---------------------	---------------------	------

Таблица 10.2. Свойства излучаемых гамма-фотонов в зависимости от числа пучков для  $F\# = 2.45$  и полной мощности 36 ПВт: эффективность конверсии энергии лазерного излучения в гамма-фотоны, максимальный поток, полное число и максимальная энергия гамма-фотонов

	Эффективность		Поток, фот $s^{-1}$		Число фотонов		$W_{max}$ , ГэВ
	> 1 МэВ	> 1 ГэВ	> 1 МэВ	> 1 ГэВ	> 1 МэВ	> 1 ГэВ	
12 пучков	0.27	0.0021	$4.1 \cdot 10^{27}$	$2.8 \cdot 10^{24}$	$6.0 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{10}$	1.52
6 пучков	0.073	$4 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{27}$	$3.9 \cdot 10^{23}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^9$	1.31
4 пучка	$7.7 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$7.3 \cdot 10^{23}$	$1.2 \cdot 10^{20}$	$1.9 \cdot 10^{10}$	$3.8 \cdot 10^6$	1.51

## **11 Разработка методов управления энергетическим спектром нейтронного потока на макете нейтронного генератора**

Одним из важных вопросов в методике бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний является определение оптимального энергетического спектра нейтронного потока для каждого конкретного случая облучения биологических объектов. Проведение исследований с клеточными культурами, мелкими и крупными лабораторными животными требуют генерации нейтронных потоков с разными энергиями. Целью работ в рамках данного раздела являлась разработка методов управления энергетическим спектром нейтронного потока для проведения дальнейших биологических исследований в разных режимах. Для этого были проведены теоретические исследования эффективности систем формирования нейтронного пучка в зависимости от их целого набора параметров, материалов и геометрических размеров.

Рассмотрим систему формирования нейтронного пучка (см. рисунок 11.1). В расчетной модели рассматриваются следующие компоненты: источник нейтронов с заданным распределением по энергии и направлению излучения, охлаждающая жидкость для мишени, замедлитель и отражатель.

Опишем источник нейтронов. На дейтерийсодержащую мишень налетает пучок ионов дейтерия с энергией 100 кэВ. В результате реакции  $D(D, n)$  образуются нейтроны с энергией в диапазоне от 2.146 до 2.851 МэВ. Максимальное отклонение энергии нейтронов внутри этого диапазона от средней величины составляет 15%. В данных условиях начальный импульс иона примерно в 7 раз меньше, чем средний приобретаемый импульс нейтрона. Поэтому влияние начальной скорости иона на угловое распределение нейтронов мало. Следовательно, можно считать, что нейтроны генерируются изотропно.

Ионы дейтерия с энергией 100 кэВ проникают в твердотельную мишень на небольшую глубину (порядка нескольких мкм) до полной остановки. Следовательно, генерация нейтронов возможна в тонком приповерхностном слое. Поэтому при моделировании источника нейтронов можно пренебречь толщиной области их генерации.

Для сокращения времени расчетов заменим реальный источник нейтронов на идеализированный. Нейтронный источник представляет собой круг с радиусом, соответствующим размеру ионного пучка, налетающего на мишень. Источник излучает нейтроны с энергией 2.5 МэВ изотропно.

Кроме источника в модели рассматривается водяное охлаждение мишени, замедлитель и отражатель нейтронов. Водяное охлаждение мишени учитывается с помощью сосредоточенного элемента вблизи источника. Функция замедлителя нейтронов заключается в преобразовании исходного энергетического спектра нейтронов в тот,

который необходим для приложений (в данном случае требуется поток нейтронов в диапазоне энергий 0.5 эВ – 10 кэВ). Отражатель используется для увеличения нейтронного потока на образце за счет рассеяния нейтронов, которые вылетели в направлениях, не содержащих образец.

В данных расчетах образец имеет форму диска. С точки зрения моделирования он представляет собой область свободного пространства, в которой по результатам расчетов вычисляется средний поток нейтронов.

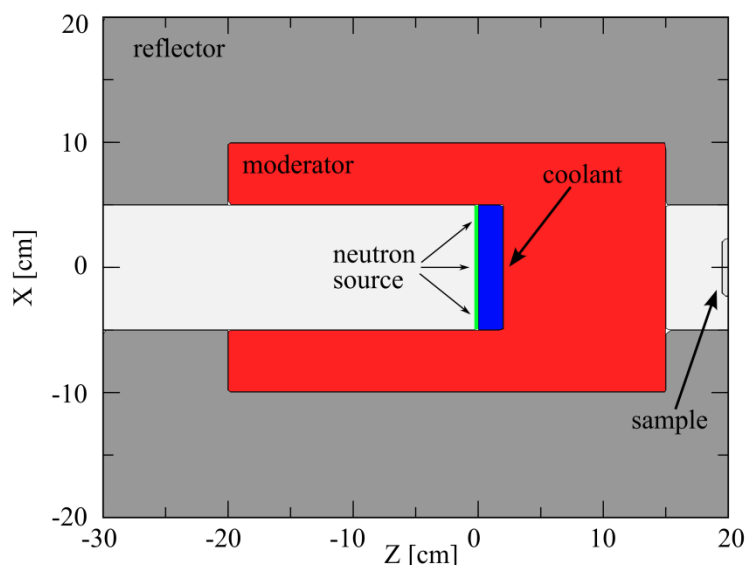


Рисунок 11.1 - Общая схема системы формирования нейтронного пучка

Далее были рассмотрены характеристики материалов, наиболее часто используемых в системах формирования нейтронных пучков для бор-нейтронозахватной терапии. Для сравнения материалов используются данные о зависимости сечения рассеяния от энергии нейтронов, которые взяты из открытой базы данных JENDL-4.0 [193].

В первую очередь были рассмотрены материалы отражателей. В качестве отражателей используют вещества с большим сечением рассеяния нейтронов. Кроме этого, важна высокая плотность расположения атомов материала. Рассмотрим в качестве материалов отражателя свинец и графит. Эффективность отражателя можно охарактеризовать длиной свободного пробега нейтронов. Для графита эта длина примерно в 1.5 раза меньше, чем для свинца (см. рисунок 11.2).

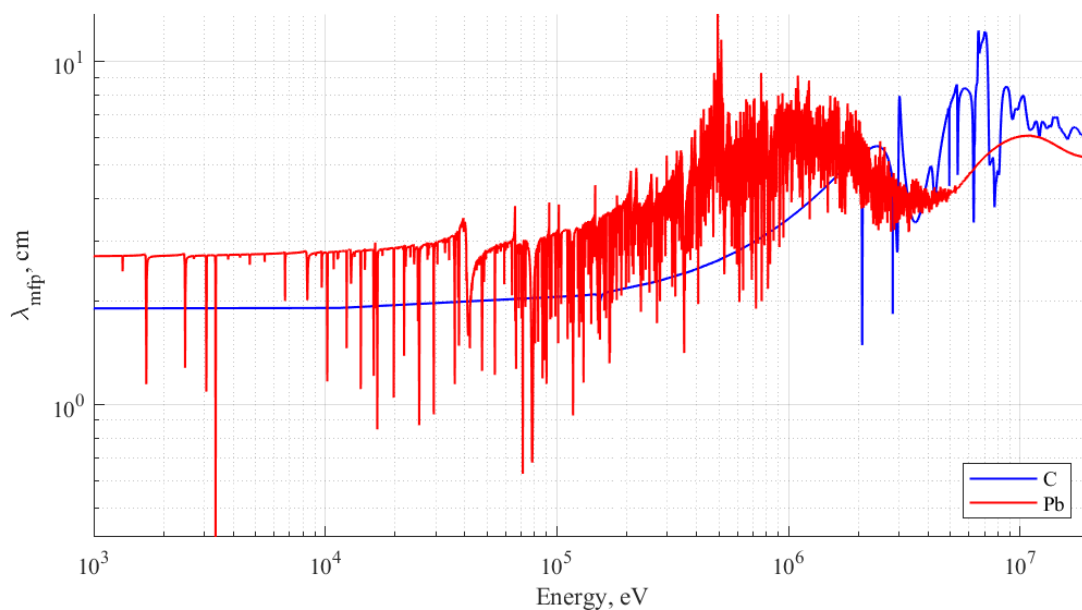


Рисунок 11.2 - Зависимость длины свободного пробега нейтронов от энергии. Рассмотрены 2 материала отражателя – свинец и графит

Далее рассмотрим материалы, используемые для изготовления замедлителя. Для формирования потока эпитепловых нейтронов необходимо эффективно замедлить быстрые нейтроны, а затем предотвратить дальнейшее уменьшение энергии.

Эффективными замедлителями являются вещества, содержащие ядра с малой атомной массой (H, D, C). Однако, в данном случае такие материалы не подходят, так как они формируют тепловой спектр (они имеют примерно одинаковое сечение рассеяния нейтронов в тепловой и эпитепловой областях). То есть, эффективность замедления нейтронов не уменьшается по мере снижения их энергии.

Следовательно, необходимы материалы, имеющие большое сечение рассеяния для быстрых и эпитепловых нейтронов и малое для тепловых. Такими свойствами обладают следующие элементы: Al, Mg, F (см. рисунок 11.3). Они имеют пики резонансного упругого рассеяния в области энергий от 20 кэВ. Стоит отдельно указать, что фтор имеет высокое сечение неупругого рассеяния нейтронов в области энергий более 100 кэВ, что позволяет эффективно замедлять нейтроны. Поэтому использование фторосодержащих материалов предпочтительно.

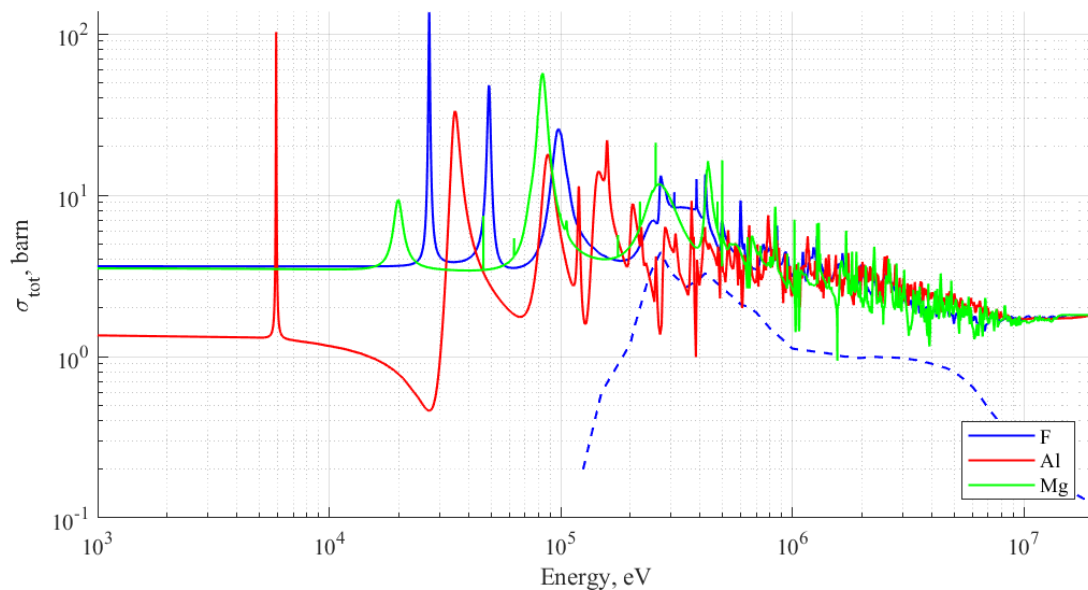


Рисунок 11.3 - Зависимость полного сечения рассеяния нейтронов от энергии показана сплошной линией. Пунктирной линией указано сечение неупругого рассеяния для фтора

Сравним спектры нейтронов в одинаковой геометрии, но для различных материалов отражателя. Графитовый отражатель дает больший поток нейтронов на образце по сравнению со свинцовым, но при этом имеет значительную тепловую компоненту, что недопустимо (см. рисунок 11.4). Поэтому в качестве отражателя выбран свинец.

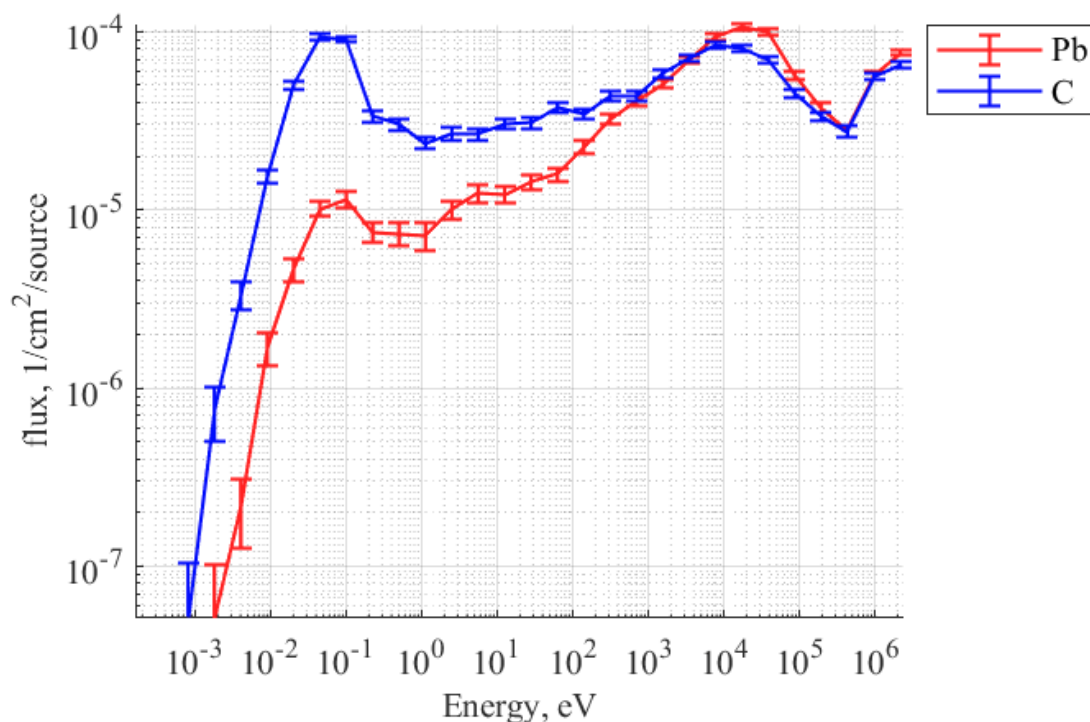


Рисунок 11.4 - Зависимость потока нейтронов (сплошная линия) и фотонов (пунктирная линия) через образец от энергии. Рассмотрены 2 материала отражателя. При этом в качестве замедлителя используется  $\text{MgF}_2$

Также проведем расчеты для различных вариантов замедлителя при фиксированной геометрии и материале отражателя (см. рисунок 11.5). Рассмотрим следующие материалы:  $C_2F_4$ ,  $MgF_2$ ,  $AlF_3$ . При этом будем использовать свинцовый отражатель.

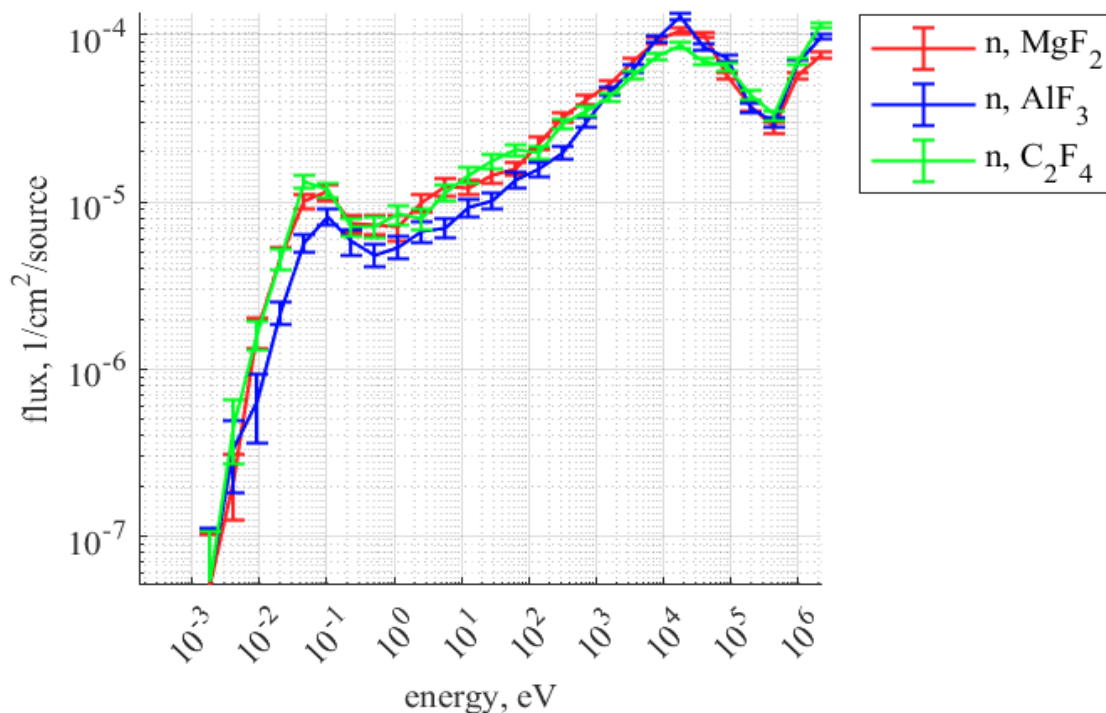


Рисунок 11.5 - Зависимость нейтронного потока от энергии для различных материалов замедлителя

Сравним потоки нейтронов в диапазоне энергий 0.5 эВ – 10 кэВ (что соответствует эпитепловому диапазону):

Материал	$C_2F_4$	$MgF_2$	$AlF_3$
Поток, $1/cm^2/source$	$3.455 \cdot 10^{-4}$	$3.881 \cdot 10^{-4}$	$3.251 \cdot 10^{-4}$

Энергетические спектры нейтронов незначительно отличаются для различных материалов, так как все они содержат фтор, который эффективно замедляет быстрые нейтроны. Замедлитель из  $C_2F_4$  имеет наибольшее содержание тепловой компоненты среди остальных вариантов, что связано с наличием углерода.

Наиболее оптимальным материалом для замедлителя является  $MgF_2$ , так как он обеспечивает наибольший интегральный нейтронный поток в эпитепловом диапазоне.



Также важным фактором является Выбор жидкости для охлаждения мишени. В качестве охлаждаемых жидкостей рассмотрим легкую и тяжелую воду. Проведем расчеты и сравним полученные спектры (см. рисунок 11.6). При использовании обычной воды нейтронный спектр имеет большую тепловую фракцию нейтронов по сравнению с охлаждением тяжелой водой, так как водород является более эффективным замедлителем по сравнению с дейтерием за счет большего сечения рассеяния и меньшей массы ядра. Следовательно, в качестве охлаждающей жидкости будет использована тяжелая вода.

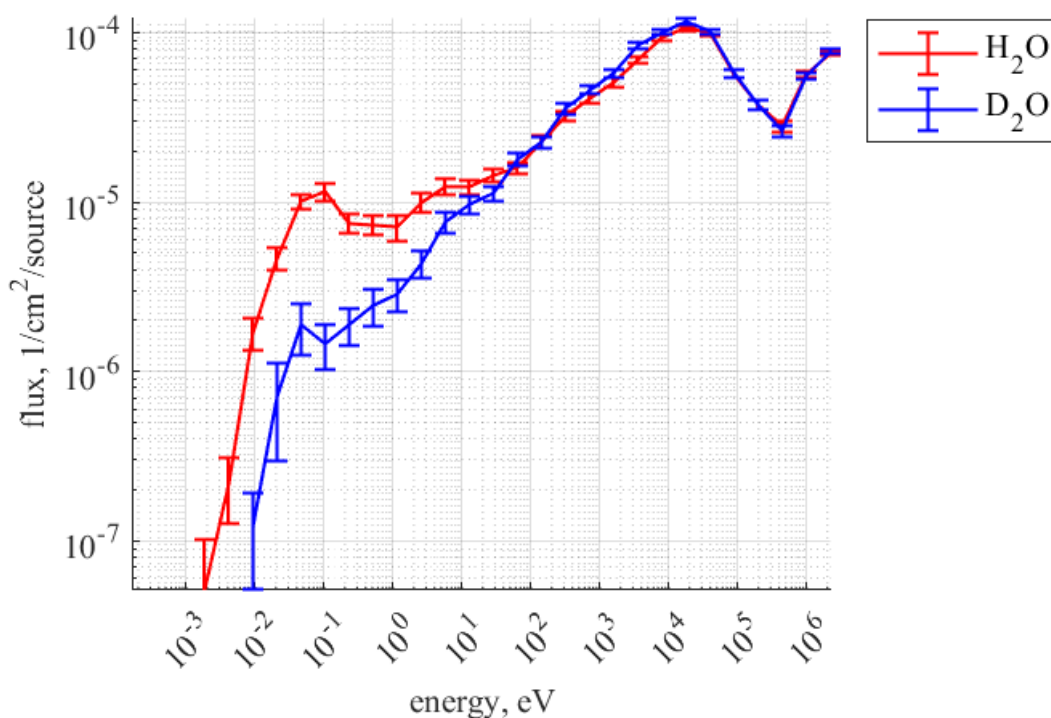


Рисунок 11.6 - Зависимость нейтронного потока от энергии для различных охлаждающих жидкостей

Таким образом, система формирования пучка состоит из свинцового отражателя, замедлителя из MgF<sub>2</sub>, а в качестве охлаждающей жидкости будет использована тяжелая вода. Следующим шагом является оптимизация геометрических параметров.

Следующим этапом работ было исследование геометрии системы формирования пучка. Целью оптимизации является максимизация эпитепловой фракции нейтронов (в диапазоне от 0.5 эВ – 10 кэВ). Геометрические размеры системы формирования нейтронного пучка являются параметрами задачи.

Есть две возможности для размещения нейтронного канала, которые имеют различную геометрию: 1) нейтронный канал располагается на оси пучка, 2) нейтронный канал располагается поперек пучка.

В первый случай характеризуется меньшим количеством параметров за счет осевой симметрии. Замедлитель и отражатель представляют собой цилиндры с осью, расположенной вдоль направления распространения ионного пучка (см. рисунок 11.7).

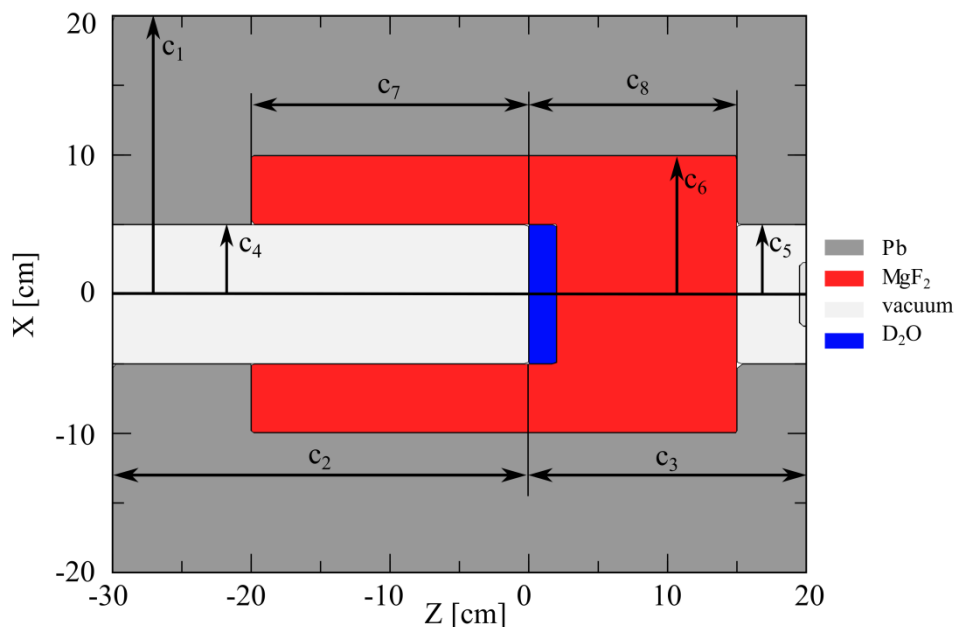


Рисунок 11.7 - Схема системы формирования пучка с указанием геометрических параметров. Ось Z является осью симметрии

Выберем в качестве начальных параметров следующие значения:  $c_1=20$  см,  $c_2=30$  см,  $c_3=20$  см,  $c_4=5$  см,  $c_5=5$  см,  $c_6=10$  см,  $c_7 = 20$  см,  $c_8=15$  см. Оптимизация геометрии производится путем сравнения потоков нейтронов различных энергетических компонент (тепловой,  $E < 0.5$  эВ, эпитепловой,  $0.5$  эВ  $< E < 10$  кэВ и быстрой  $10$  кэВ  $< E$ ). Вначале рассмотрим влияние геометрических параметров замедлителя. Увеличение его объема приводит к повышению потока эпитепловых нейтронов (при фиксированном положении образца относительно источника нейтронов). Фактором, ограничивающим размер замедлителя, является уменьшение эффективности приращения его объема при больших размерах системы.

Рассмотрим изменение параметра  $c_7$  (см. рисунок 11.8). При его увеличении поток эпитепловых нейтронов выходит на насыщение, которое начинается при  $c_7 = 12.5$  см. Поэтому примем его в качестве оптимального значения.

Определим влияние параметра  $c_8$  при фиксированном положении образца (см. рисунок 11.9). Предполагается, что образец находится снаружи системы формирования пучка. Следовательно, размер замедлителя в направлении оси Z ограничен сверху конкретным положением образца. При увеличении толщины модератора в области между

источником и образцом увеличивается поток эпитепловой компоненты нейтронов и снижается поток быстрой. Небольшое снижение потока эпитепловых нейтронов при  $c_8 > 15$  см объясняется тем, что в этом случае уменьшается толщина свинцового отражателя. Таким образом, наиболее оптимальным является полное заполнение замедлителем пространства от источника до образца, что соответствует соотношению  $c_8 = c_3$ .

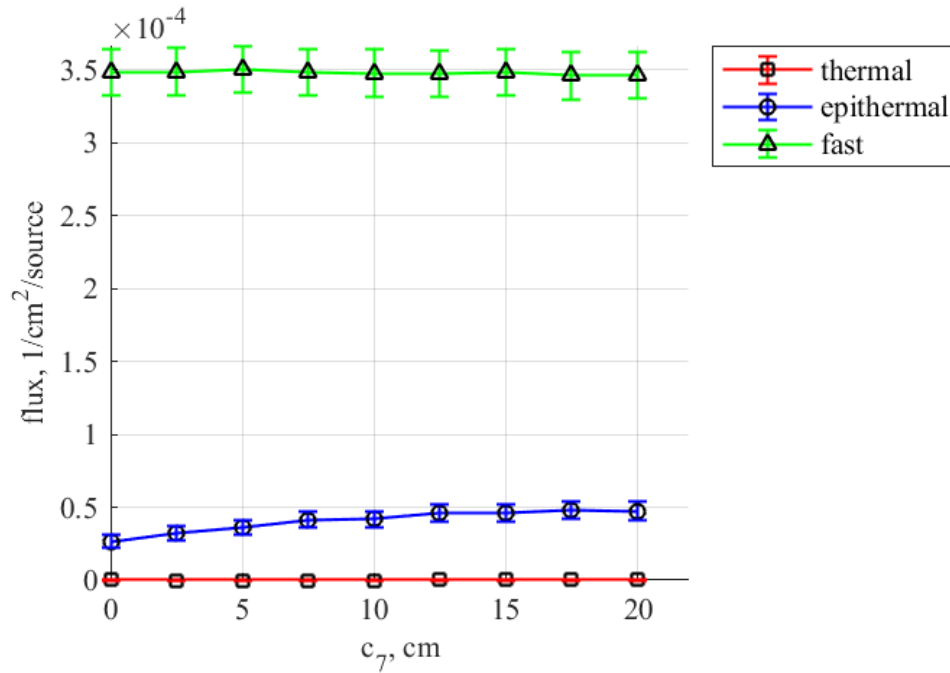


Рисунок 11.8 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_7$

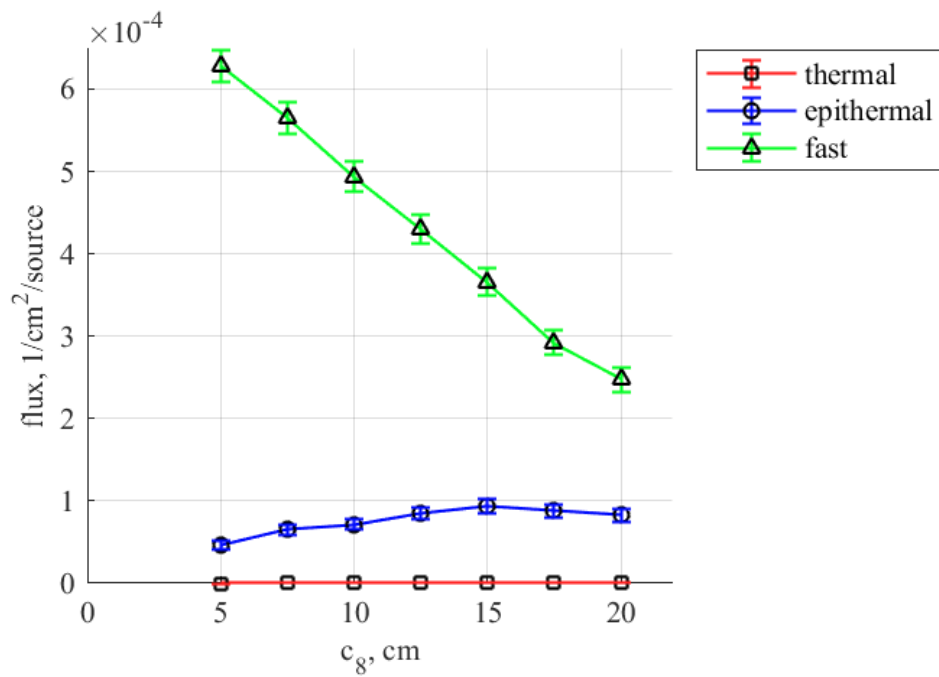


Рисунок 11.9 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_8$

Далее рассмотрим влияние радиуса замедлителя (см. рисунок 11.10). При его варьировании будем поддерживать постоянной толщину отражателя. Здесь также наблюдается насыщение потока эпитепловых нейтронов. Поэтому выберем значение параметра  $c_6$  равным 30 см.

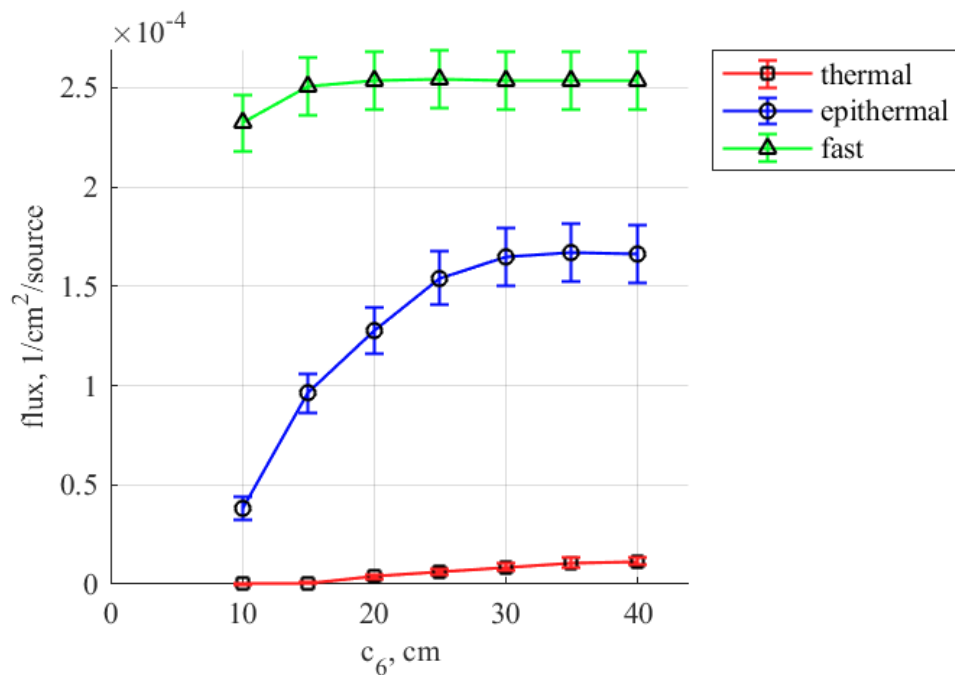


Рисунок 11.10 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_6$

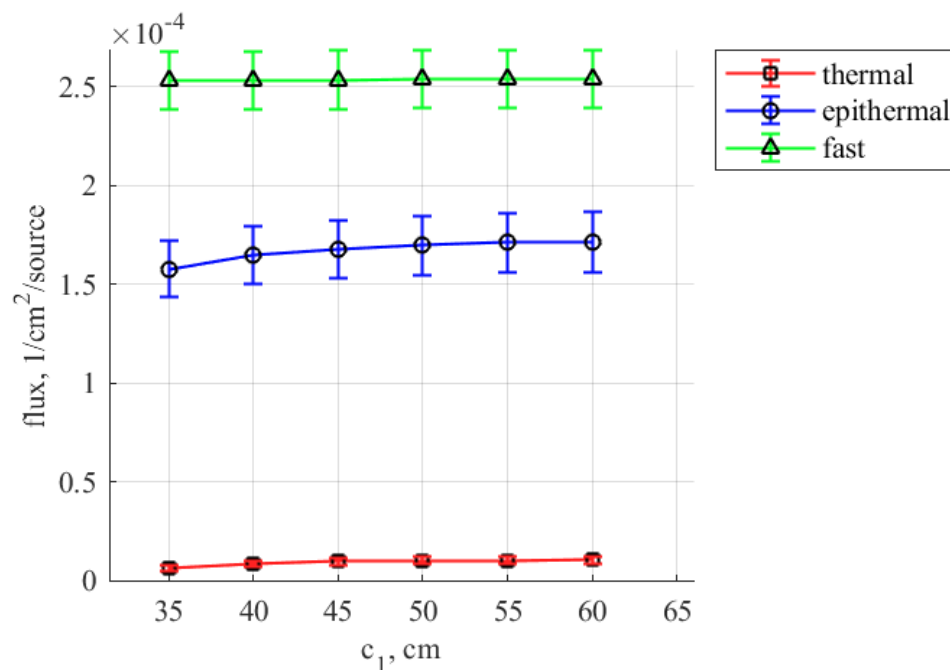


Рисунок 11.11. Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_1$

Определим оптимальную толщину отражателя нейтронов. Для этого проведем расчеты при изменении параметра  $c_1$ . Из графика на рисунке 11.11 видно, что при  $c_1 = 50$  см достигается насыщение. С учетом  $c_6 = 30$  см оптимальная толщина отражателя составляет 20 см.

Рассмотрим различные положения образца относительно нейтроногенерирующей мишени (см. рисунок 11.12а). Ранее было показано, что наиболее оптимальным является заполнение замедлителем всего свободного пространства между мишенью и образцом. Поэтому положение последнего характеризуется параметром  $c_3$  системы формирования пучка. При удалении от мишени поток нейтронов суммарно по всем энергетическим компонентам уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния. Относительное содержание быстрых нейтронов уменьшается по мере их распространения через замедлитель, а доля тепловой компоненты возрастает за счет большего числа соударений нейтронов с замедлителем (см. рисунок 11.12b). Заметим, что начиная с некоторого момента доля потока эпитепловых нейтронов по отношению к суммарному потоку тепловой и быстрой компонент не меняется. В качестве оптимального значения выберем  $c_3 = 35$  см, так как в этом случае достигается наибольший поток эпитепловых нейтронов при фиксированной доле этих нейтронов в общем потоке.

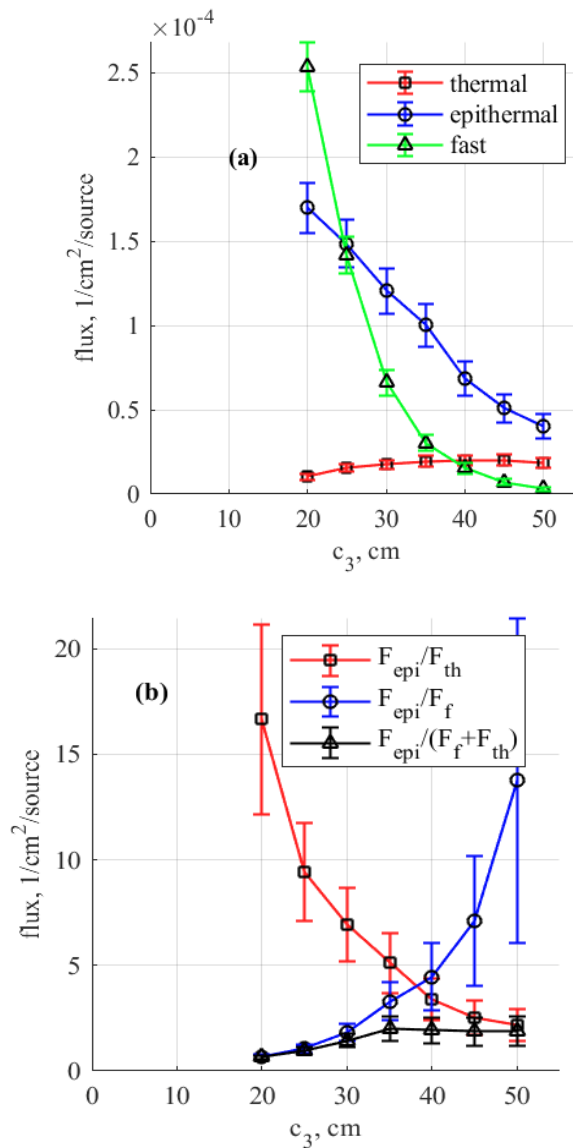


Рисунок 11.12. (а) - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_3$ . (б) – Отношение потока нейтронов эпитеплогового диапазона к потокам тепловых (красная линия), быстрых (синяя линия), а также к их суммарному потоку (черная линия) при различных значениях  $c_3$

Теперь рассмотрим случай, когда нейтронный канал располагается поперек пучка. В этом случае осевая симметрия задачи нарушается. Более удобной геометрической фигурой для описания системы формирования пучка является прямоугольный параллелепипед. Для описания модели используются параметры  $c_1 - c_{14}$  (см. рисунок 11.13).

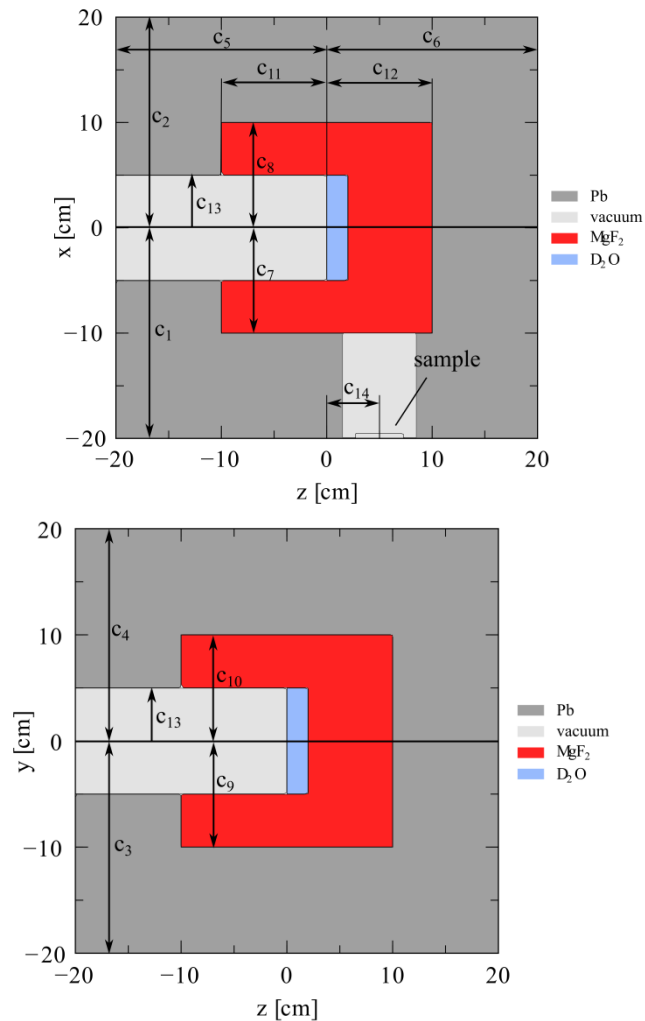


Рисунок 11.13 - Схема системы формирования нейтронного пучка с указанием геометрических размеров и материалов. Показаны сечения в плоскостях XZ ( $Y = 0$ ) и YZ ( $X = 0$ ). Образец обозначает место, в котором измеряется спектр

В этом случае задача описывается большим числом параметров, однако, можно сократить их количество, если использовать информацию, полученную в предыдущих расчетах. Известно, что оптимальная толщина отражателя равна 20 см, а также что оптимальным является полное заполнение замедлителем области пространства между источником и образцом. Следовательно, справедливы следующие соотношения между параметрами:

$$c_i = c_{i+6} + 20, i = 2, 3, \dots, 6;$$

$$c_1 = c_7.$$

Остаются следующие свободные параметры, которые будут варьироваться:  $c_7 - c_{12}$ ,  $c_{14}$ . В качестве начальной конфигурации выберем  $c_7 = 25$  см,  $c_8 = c_9 = \dots = c_{12} = 10$  см,  $c_{13} = 5$  см,  $c_{14} = 0$  см. Также исследуем влияние положения образца относительно мишени вдоль

оси  $Z$ , которое можно изменять путем варьирования параметра  $c_{14}$ . В модели есть плоскость симметрии  $Y = 0$ . Следовательно, можно положить  $c_9 = c_{10}$ .

Сначала рассмотрим влияние параметра  $c_8$  на нейтронный поток через образец (см. рисунок 11.14). На графике зависимости потока эпитепловых нейтронов наблюдается насыщение при  $c_8 = 20$  см. Это значение выберем в качестве оптимального.

Далее проведем оптимизацию по параметру  $c_9$ . (см. рисунок 11.15). При этом одновременно будет варьироваться параметр  $c_{10}$  в силу симметрии. В данном случае также поток имеет насыщение при  $c_9 = 20$  см. Поэтому в качестве оптимальных значений выберем  $c_9 = c_{10} = 20$  см.

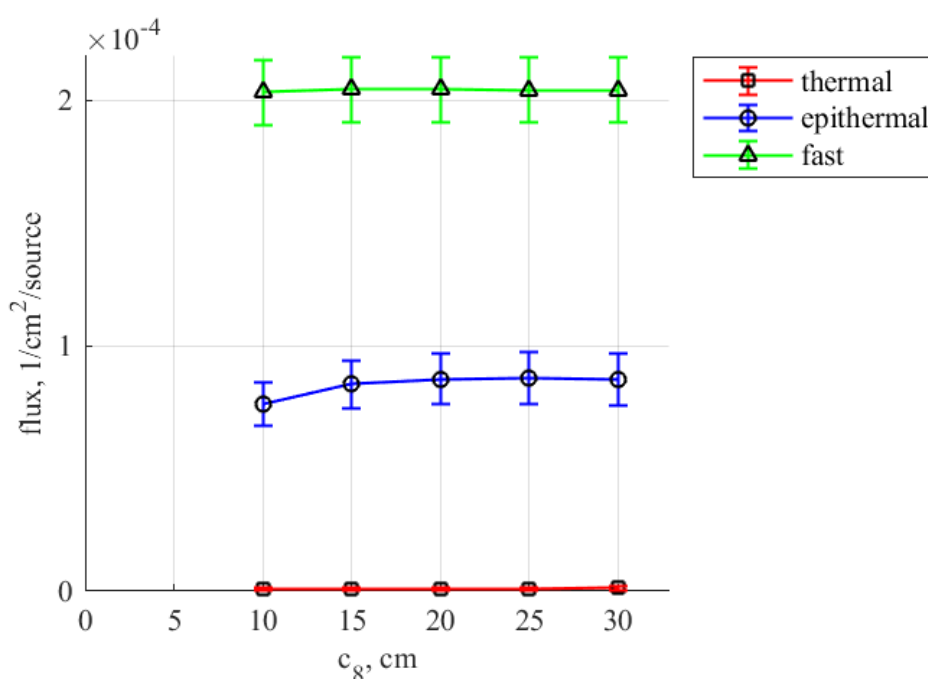


Рисунок 11.14 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_8$



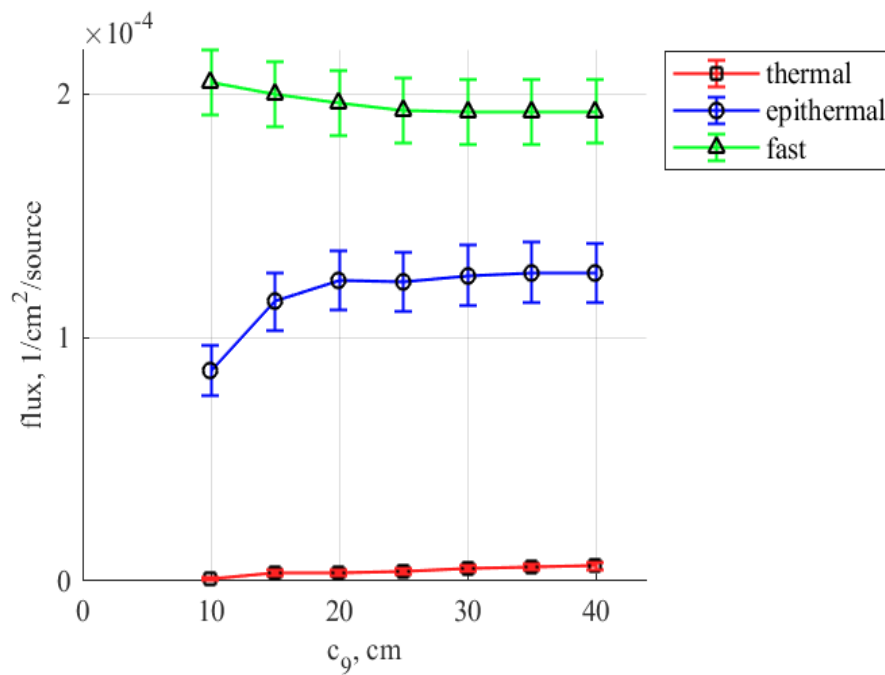


Рисунок 11.15 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_9$

Исследуем зависимость нейтронного потока от положения образца относительно мишени (параметр  $c_{14}$ ) – см. рисунок 11.16. Зависимость потока слегка несимметричная относительно нулевого положения из-за наличия канала, в котором распространяется ионный пучок. Оптимальным является небольшое смещение образца относительно нулевого положения ( $c_{14} = 5$  см), так как это позволяет снизить поток быстрых нейтронов.

Далее перейдем к варьированию параметров  $c_{11}$  и  $c_{12}$  (см. рисунок 11.17). В данном случае также наблюдается насыщение потока эпитепловых нейтронов. В качестве оптимальных значений выберем  $c_{11} = 20$  см и  $c_{12} = 20$  см.

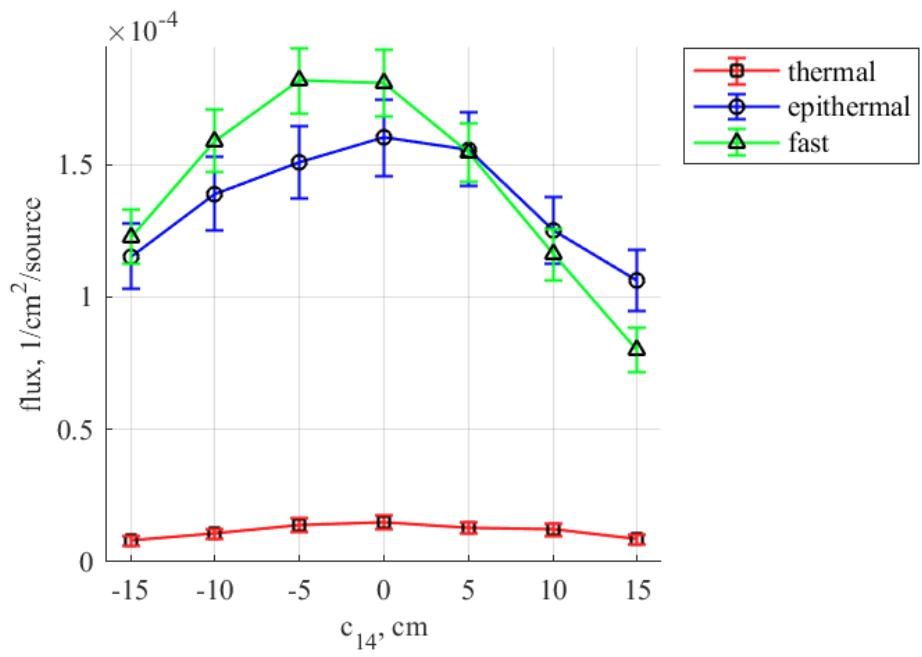


Рисунок 11.16 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_{14}$

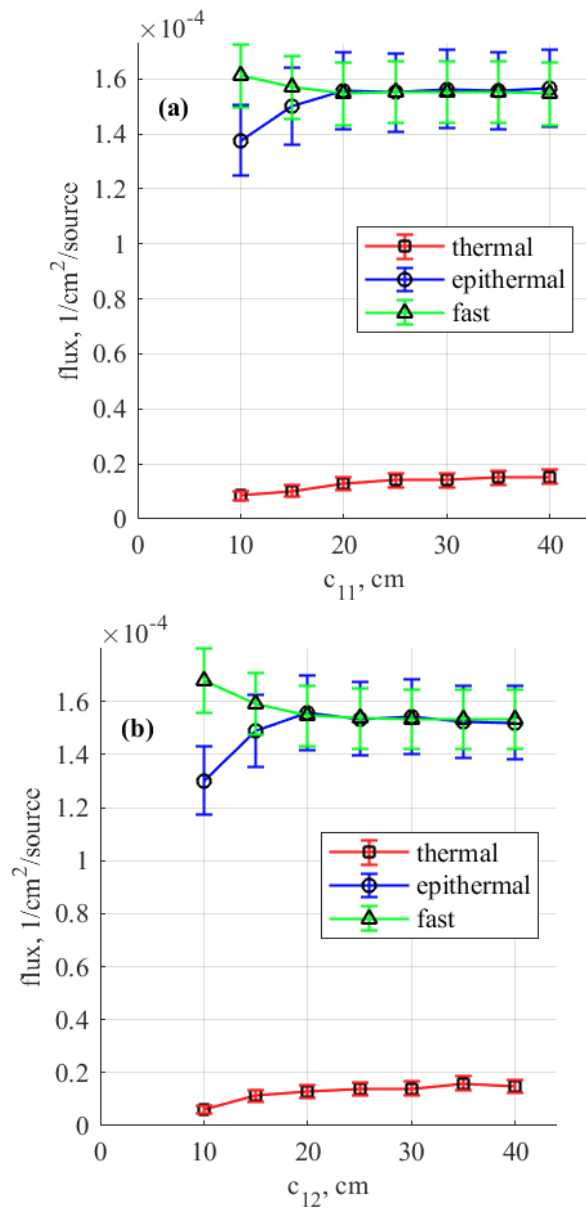


Рисунок 11.17 - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величин параметров  $c_{11}$  (a) и  $c_{12}$  (b)

Исследуем зависимость нейтронного потока от расстояния между образцом и мишенью (см. рисунок 11.18). Для этого будем варьировать параметр  $c_7$ , поддерживая при этом постоянным отношение  $c_7/c_{14}$ , то есть, сохраняя угол, под которым образец виден со стороны мишени. В этом случае при  $c_7 = 40$  см достигается наибольшее относительное содержание эпитепловой компоненты в нейтронном потоке.

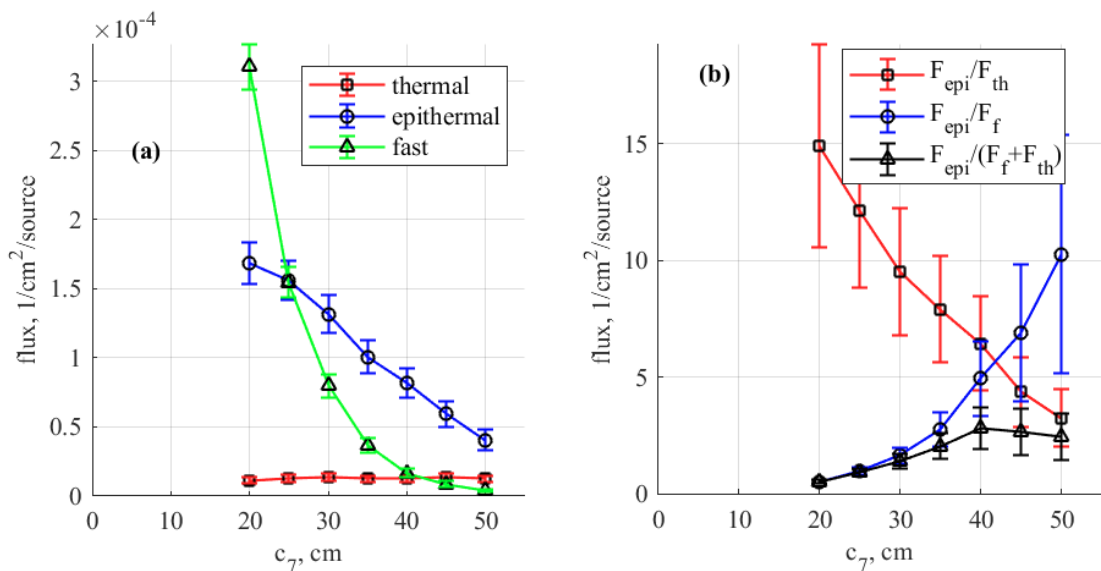


Рисунок 11.18 - (а) - Зависимость потоков нейтронов различных энергетических компонент от величины параметра  $c_7$ . (b) – Отношение потока нейтронов эпитеплового диапазона к потокам тепловых (красная линия), быстрых (синяя линия), а также к их суммарному потоку (черная линия) при различных значениях  $c_7$

По итогам расчетов были найдены оптимальные геометрические параметры системы формирования нейтронного пучка для двух случаев расположения нейтронного канала: вдоль и поперек ионного пучка. Сравним энергетические спектры нейтронного потока, полученные при одинаковом расстоянии между источником и образцом, равном 35 см, для систем замедления пучка с различным положением нейтронного канала (см. рисунок 11.19). Распределение нейтронов по энергиям для двух случаев отличается незначительно. При расположении нейтронного канала поперек направления распространения ионного пучка наблюдается немного меньшее содержание тепловых нейтронов и большее – быстрых. При этом наибольшая доля эпитепловых нейтронов для последней конфигурации составляет 73%, а для случая расположения нейтронного канала вдоль ионного пучка максимальная доля равна 66%. Пик распределения нейтронов соответствует энергии, приблизительно равной 4 кэВ, для обеих конфигураций.

Таким образом, система формирования пучка, в которой нейтронный поток выводится поперек направления распространения ионного пучка, является более предпочтительной.

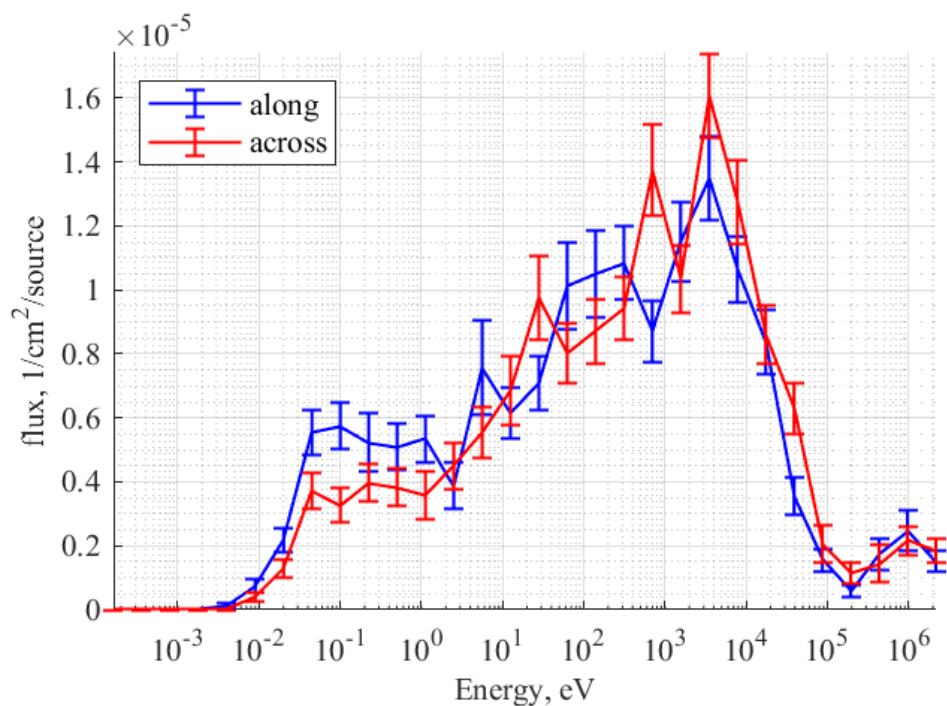


Рисунок 11.19 - Сравнение спектров нейтронного потока для случаев расположения нейтронного канала вдоль и поперек ионного пучка

В качестве основного метода управления спектром нейтронного потока будем рассматривать конфигурацию с поперечным расположением нейтронного канала относительно ионного пучка. Соответственно, в описании будут использоваться геометрические параметры, указанные на рисунок 11.13. Управление спектром нейтронного потока основано на изменении толщины замедлителя между источником и образцом. При ее увеличении нейтронный спектр сдвигается в сторону меньших энергий из-за большего количества соударений нейтронов с материалом замедлителя. Для обеспечения наибольшего нейтронного потока образец располагается вплотную к замедлителю. Поэтому при увеличении его толщины суммарный поток нейтронов уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния.

Приведем результаты расчетов распределения нейтронов по энергиям при различной толщине замедлителя, что достигается путем варьирования параметра  $s_7$  (см. рисунок 11.20).

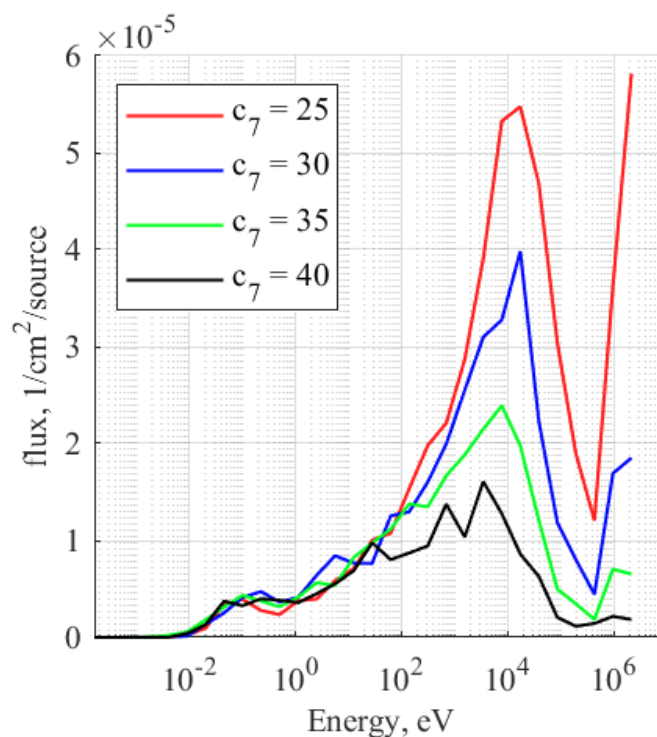


Рисунок 11.20 - Распределение нейтронов по энергиям при различных значениях параметра  $c_7$

Из рисунка 11.20 хорошо видно, что в оптимизированной геометрии варьирование параметра  $c_7$  является эффективным методом управления энергетическим спектром нейтронного потока на макете нейтронного генератора, который позволяет перераспределять соотношение между эпитепловыми и быстрыми нейтронами, что важно при облучении опухолей разного размера и на разной глубине.

## **12 Эксперименты на животных моделях по изучению биораспределения бор-содержащих препаратов для задач БНЗТ**

(ПИМУ договор № К98–12 от 16.11.2021, акт сдачи-приемки этапа №2 б/н от 15.12.2022)

Научно-исследовательские работы проводились в рамках реализации мероприятий по договору № К98-12 от 16.11.2021 года между федеральным государственным бюджетным научным учреждением «Федеральный исследовательский центр институт прикладной физики российской академии наук» (ИПФ РАН) и федеральным государственным бюджетным образовательным учреждением высшего образования «Приволжский исследовательский медицинский университет» Министерства здравоохранения Российской Федерации (ФГБОУ ВО «ПИМУ» Минздрава РФ).

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

Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть установлены непосредственно в радиотерапевтической клинике. Однако в настоящее время уже появились прототипы компактных ускорительных источников разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой [194-199]. Помимо этого, разработаны прототипы D-D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью, на исследование эффективности которых направлено настоящее исследование [200, 201].

Для проведения дальнейших исследований по изучению эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора необходима оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (ВРА), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, 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 [202, 203]. Для определения содержания изотопа  $^{10}\text{B}$  возможно применение следующих методов: быстрая гамма-спектроскопия [204-206], масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой [207, 208], альфа-радиография высокого разрешения, альфа-спектроскопия, и нейтронозахватная радиография [210, 211], вторичная нейтральная масс-спектрометрия [211], спектроскопия характеристических потерь энергии электронами

[212], масс-спектрометрия с ионной ловушкой [213]. В настоящей работе определение  $^{10}\text{B}$  проводили методом масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой в сотрудничестве с ИПТМ РАН. Кроме того, поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур.

## 12.1 Материалы и методы

### *Оборудование*

- Вертикальный ламинарно-поточный шкаф KR Biowizard Standart (Kojair Tech Oy, Финляндия),
- Система тонкой очистки воды Arium 611 DI (Sortotius, Германия),
- Высокочастотная центрифуга с охлаждением (Hermle Labor technic GmbH),
- Широкопольный микроскоп Leica DMIL (Leica, Германия),
- Аналитические весы QUINTIX224-1ORU (Sortotius, Германия)
- Система для масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой X Series 2 (Thermo Scientific, США)

### *Реактивы и расходные материалы*

- Культуральный стерильный пластик (Cat# 353934), «Corning»
- Культуральная среда «DMEM» (Cat# 11058021), ПанЭко;
- Фетальная бычья сыворотка «FBS» (Cat# 26140), «ThermoFisherScientific»;
- Дозатор объемом 10 мкл «Техно» (Cat# 4651022N), «ThermoFisherScientific»;
- Дозатор объемом 250 мкл «Техно» (Cat#4651062N), «ThermoFisherScientific»;
- Дозатор объемом 1000 мкл «Техно» (Cat# 4651082N), «ThermoFisherScientific»;
- Наконечники универсальные для дозаторов объемом 10 мкл (Cat# T-300), «Ахуген»;
- Наконечники универсальные для дозаторов объемом 200 мкл (Cat# T-200-Y-R), «Ахуген»;
- Наконечники для дозаторов объемом до 1000мкл (Cat# T-1000-B-R), «Ахуген»;
- Центрифужные пробирки объемом 15 мл (Cat# 430791), «Corning»;
- L-р-борфенилаланин, обогащенный изотопом  $^{10}\text{B} > 99,5\%$ , (Katchem, Чехия)
- Фруктоза (Sigma-Aldrich, США)
- Золетил (Virbac, Франция)
- Рометар (Биовега, Чешская Республика)



### ***Приготовление раствора борфенилаланина в молярном избытке фруктозы***

Раствор борфенилаланина (L-ВРА) в молярном избытке фруктозы готовили согласно протоколу Coderre и др [214]. Для этого готовили навеску борфенилаланина для приготовления раствора с конечной концентрацией 35 мг/мл и фруктозы из расчета соотношения L-ВРА:фруктоза = 1:1,1. Навеску L-ВРА растворяли в очищенной воде milliQ с получением мутного раствора с исходным значением рН 4,5-6. Затем с помощью 10N раствора NaOH доводили значение рН до 9-10,5. Перемешивали раствор в течение 20 минут до достижения прозрачности. Добавляли к раствору навеску фруктозы и перемешивали в течение минимум 10 минут для образования комплекса L-ВРА и фруктозы. Затем с помощью концентрированной и 1М HCl постепенно доводили рН до значения 7,4, избегая преципитации раствора. Готовый раствор использовали в день приготовления или хранили при температуре 4°C не дольше 12 дней. Перед использованием раствор фильтровали через антибактериальный фильтр с диаметром пор 0,2 мкм.

### ***Эксперименты на животных***

Исследования проводили на мышах линии BALB/c. У животных формировали подкожную опухоль путем инъекции суспензии клеток СТ26 в концентрации  $5 \cdot 10^5$  клеток в 100 мкл фосфатно-буферного раствора в область правого бедра. Далее, по достижении опухоли объема порядка 50 мм<sup>3</sup> животным вводили препарат L-ВРА в насыщенном растворе фруктозы в дозе 350 мг/кг веса.

Для забора тканей животных наркотизировали смесью Золетила в дозе 40 мг/кг и 2% Рометара в дозе 10 мг/кг с последующей эвтаназией путем дислокации шейных позвонков. Образцы тканей животных, а именно печени, почек, селезенки, кишечника, легких, опухоли, кожи, мышечной ткани и крови забирали через 1,5; 3; 6 и 24 часа после введения препарата в объеме не менее 100 мг. Образцы собрали в промаркированные пробирки и помещали на хранение в морозильную камеру при -80°C до проведения анализа. На каждой временной точке забрали образцы тканей у трех животных. По аналогичной схеме проводили анализ биораспределения в тканях животных без опухоли. Всего в исследование включено 24 животных (12 с опухолью и 12 без опухоли).

### ***Определение содержания изотопа <sup>10</sup>B методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой***

#### **Разложение образцов тканей**

Разложение образцов тканей проводили в системе автоклавного разложения с резистивным нагревом. Навески анализируемых образцов массой от 60 до 200 мг

помещали в тефлоновые реакционные емкости автоклавов и добавляли по 2 мл концентрированной азотной кислоты ( $\text{HNO}_3$  Nitric acid 65%; max 0,0000005% Hg; GR, ISO, Merk, Германия). Реакционные емкости закрывали крышками и герметизировали в титановых кожухах аналитических автоклавов. Автоклавы помещали в электронагреватель и выдерживали 20 мин при  $160^\circ\text{C}$  и 1 час при  $200^\circ\text{C}$ . После охлаждения автоклавы открывали, полученные растворы переносили в полиэтиленовые бюксы, добавляли 0,2 мл раствора, содержащего  $1 \text{ мг/дм}^3$  In и 0,05 мл раствора, содержащего  $1 \text{ мг/дм}^3$  Be (внутренние стандарты при масс-спектральных измерениях), разбавляли деионизированной водой до 20 мл. В качестве контрольных образцов в тефлоновых реакционных емкостях проводили описанные выше процедуры без образца. Конечные растворы использовали как контрольные.

### **Масс-спектральный анализ (МС-ИСП)**

Содержание  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$ , а также  $^9\text{Be}$  и  $^{115}\text{In}$  (используется как внутренние стандарты для учета временных изменений чувствительности масс-спектрометра и учета матричного эффекта) в образцах определяли методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой (X Series 2, Thermo Scientific, США). Определение проводили при следующих параметрах работы X Series 2: выходная мощность генератора – 1350 Вт; распылитель – концентрический PolyClon; распылительная камера – кварцевая охлаждаемая ( $3^\circ\text{C}$ ); расход плазмообразующего потока Ar – 13 л/мин; расход вспомогательного потока Ar – 0,89 л/мин; расход анализируемого образца – 0,8 мл/мин; разрешение – 0,8М.

Основные параметры процедуры измерения масс-спектров приведены ниже: режим работы детектора: двойной (счет импульсов и аналоговый); режим сканирования: Обзорный (Survey Scan) и по точкам (Peak Jumping).

Определение изотопов в образцах проводили с использованием внешней калибровки по градуировочным растворам (содержащих от 1 до 500 мкг/л определяемых элементов): многоэлементный стандартный раствор ICP-MS-68, растворы А (производство High-Purity Standards, США); многоэлементный стандартный раствор ICP-AM-6A (ICP Analytical Mixture, Cat.No ICP-AM-6A, производство High-Purity Standards, США), certified Reference Material “Trace Metals in Drinking Water” Standart В CRM-TMDW-B (производство High-Purity Standards, США).

Обработку масс-спектров и исходные результаты измерения интенсивности и содержания изотопов в растворах, полученных после разложения образцов, проводили с использованием программного обеспечения масс-спектрометра. Учет временных флуктуаций чувствительности спектрометра и влияния матричного эффекта на результаты определения  $^{10}\text{B}$  проводили с использованием таблиц Microsoft Excel.

## Контроль правильности проведения анализа

Для проверки правильности проведения анализа использовали стандартные образцы состава Oriental Basma Tobacco Leaves (INCT-OBTL-5) и Oriental Basma Tobacco Leaves (INCT-PVTL-6). Результаты МС-ИСП определения бора с природным распределением изотопов и аттестованные значения в стандартах приведены ниже

Элемент	INCT-OBTL-5		
	Определено		Аттестованное значение
В	34,6	34,2	33,6 ± 2,2

Элемент	INCT-PVTL-6		
	Определено		Аттестованное значение
В	32,9	33,6	33,4 ± 1,9

## 12.2 Результаты

### 12.2.1 Определение концентрации изотопа бора в биологических тканях

В ходе работы было проанализировано содержание изотопа  $^{10}\text{B}$  методом ИС масс-спектрометрии в следующих тканях животных: печень, почки, селезенка, кишечник, легкие, кожа, мышечная ткань, кровь и опухоль (при наличии). Образцы тканей забирали через 1,5, 3, 6 и 24 часа после внутривенного введения борфенилаланина. Среднее содержание  $^{10}\text{B}$  в исследуемых тканях животных с привитой опухолью приведено в таблице 1.

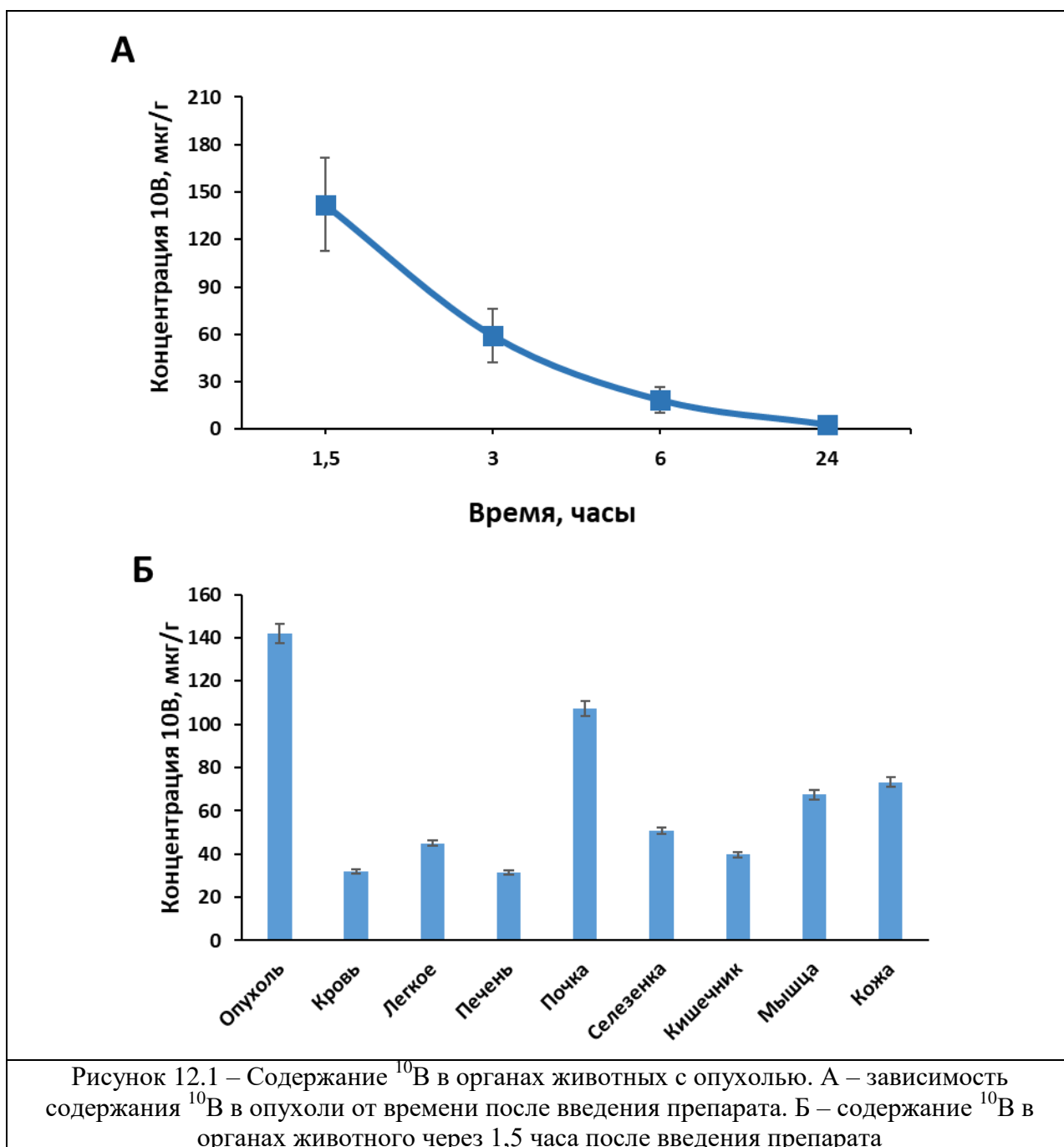
Таблица 12.1 – Содержание  $^{10}\text{B}$  в органах животных, с привитой опухолью

Орган	Содержание $^{10}\text{B}$ , мкг/г, среднее±SD			
	1,5 часа	3 часа	6 часов	24 часа
Опухоль	142,00±4,41	59,3±3,63	18,67±4,00	3,1±0,01
Легкое	45,00±1,40	18,9±1,16	6,57±1,41	<ПО*
Печень	31,50±0,98	15,13±0,93	5,33±1,14	<ПО
Почка	107,30±3,34	35,7±2,19	11,60±2,49	0,82±0,01
Селезенка	50,77±1,58	25,13±1,54	6,90±1,48	<ПО

Кишечник	39,73±1,24	30,57±1,87	7,87±1,69	0,59±0,01
Мышца	67,4±2,10	25,37±1,55	7,50±1,61	0,75±0,01
Кожа	73,17±2,27	28,70±1,76	9,70±2,08	<ПО
Кровь	32,17±1,00	16,33±1,00	4,67±1,00	<ПО

\*ПО – предел определения

На рисунке 1 представлена кривая, отражающая снижение содержания  $^{10}\text{B}$  в опухоли в зависимости от времени после введения препарата и диаграмма, отражающая содержание  $^{10}\text{B}$  в органах через 1,5 часа после введения препарата.



Таким образом, через 1,5 часа после введения ВРА контраст содержания относительно опухоли составил 4,4, а между опухолью и исследованными органами от 1,3 до 4,5 (таблица 2). При этом содержание  $^{10}\text{B}$  в опухоли значительно превышало необходимую терапевтическую концентрацию (24-35 мкг/г) [218]. Необходимая терапевтическая концентрация  $^{10}\text{B}$  в опухоли сохранялась до 3-х часов после введения препарата с поддержанием контраста накопления относительно крови 3,63 и относительно других органов 1,66 – 3,92.

Данные показатели являются одними из наиболее высоких. Так, в работе Seo et.al. для модели подкожной гетеротопической опухоли U87 (глиома человека) при внутривенном введении L-ВРА в дозе 500 мг/кг содержание  $^{10}\text{B}$  через час после инъекции составляло  $23,7 \pm 5,1$  мкг/г при контрасте накопления с кровью 2,8 [215]. Для модели DLD-1 (колоректальный рак) в забрюшинном пространстве при внутрибрюшинной инъекции L-ВРА в дозе 250 мг/кг накопление в опухоли достигало максимума к 4 часам после инъекции и составило  $123,6 \pm 29,9$  при контрасте накопления с кровью  $8,69 \pm 3,24$  [216]. В работе Yoshimura et.al. при формировании лимфомы в мозгу мыши после внутриопухолевого введения L-ВРА в дозе 24 мг/кг содержание  $^{10}\text{B}$  в опухоли составило  $9,9 \pm 1,6$  с контрастом накопления относительно крови 0,7 [217]. В работе Цыганковой и др. на модели подкожной опухоли глиомы U87 при введении L-ВРА в дозе 350 мг/кг в ретроорбитальный синус содержание  $^{10}\text{B}$  в опухоли через 2 часа после инъекции составило  $11 \pm 2$  с контрастом накопления относительно крови 1,6 [218].

Следует отметить, что наблюдалось более высокое содержание  $^{10}\text{B}$  в почках по сравнению с другими не патологическими органами, однако, по-видимому, это связано с функциональной и структурной особенностью почек как фильтрующего органа. Поскольку основную часть паренхимы составляют фильтрующие структуры: канальцы, фильтрующий аппарат (камера Боумана-Шумлянского), а также почечные лоханки, в которых скапливается первичный фильтрат, представляющий собой по сути плазму крови. Данные значения отражают не столько содержание  $^{10}\text{B}$  в тканях, сколько содержание его в жидкостях. Также относительно высокое содержание  $^{10}\text{B}$  наблюдалось в коже, что в частности, связано с активным поглощением L-ВРА меланоцитами, поскольку его химическая структура аналогична тирозину, необходимому для меланогенеза [219].

Таблица 12.2 – контраст накопления  $^{10}\text{B}$

Орган (ткань)	Опухоль/орган		Орган/кровь	
	1,5 часа	3 часа	1,5 часа	3 часа
Опухоль	1,00	1,00	4,41	3,63
Легкое	3,15	3,14	1,40	1,16

Печень	4,51	3,92	0,98	0,93
Почка	1,32	1,66	3,34	2,19
Селезенка	2,80	2,10	1,58	1,54
Кишечник	3,57	1,94	1,24	1,87
Мышца	2,11	2,34	2,10	1,55
Кожа	1,94	2,10	2,27	1,76
Кровь	4,41	3,63	1,00	1,00

Также было проведено исследование биораспределения ВРА в органах и тканях животных без опухолей. Через 1,5 часа после введения препарата содержание  $^{10}\text{В}$  в целом не отличалось от такового у животных с опухолью, однако можно отметить более медленное снижение содержания  $^{10}\text{В}$  в органах животных с опухолью.

Таблица 12.3 – Содержание  $^{10}\text{В}$  в органах животных без опухоли

Орган	Содержание $^{10}\text{В}$ , мкг/г, среднее $\pm$ SD			
	1,5 часа	3 часа	6 часов	24 часа
Легкое	45,20 $\pm$ 7,10	13,53 $\pm$ 3,04	3,73 $\pm$ 1,45	<ПО*
Печень	27,80 $\pm$ 3,97	12,05 $\pm$ 2,09	3,40 $\pm$ 1,22	<ПО
Почка	59,73 $\pm$ 4,16	28,80 $\pm$ 9,43	9,27 $\pm$ 4,37	<ПО
Селезенка	46,83 $\pm$ 1,38	19,77 $\pm$ 4,72	5,13 $\pm$ 2,18	<ПО
Кишечник	36,37 $\pm$ 5,06	14,87 $\pm$ 3,13	3,93 $\pm$ 1,27	<ПО
Мышца	39,20 $\pm$ 6,75	17,87 $\pm$ 9,21	3,10 $\pm$ 1,76	<ПО
Кожа	76,93 $\pm$ 17,24	22,00 $\pm$ 8,69	4,53 $\pm$ 2,23	<ПО
Кровь	27,37 $\pm$ 3,15	11,13 $\pm$ 1,86	3,03 $\pm$ 1,26	<ПО

\*ПО – предел определения

Таким образом, результаты анализа биораспределения L-ВРА в органах животных с привитой опухолью демонстрируют возможность начала облучения модельной опухоли через 1-1,5 часа после введения препарата, когда содержание  $^{10}\text{В}$  в опухоли составляет около 140 мкг/г и возможность проведения облучения в течение как минимум 2-х часов. При этом на протяжении всего планируемого времени облучения в опухоли будет сохраняться минимальная необходимая концентрация  $^{10}\text{В}$  для достижения терапевтического эффекта, а контраст накопления относительно крови будет поддерживаться на уровне ~4,4-3,5 раза, что позволит достичь терапевтического эффекта.

### **13 Численное моделирование генерации нейтронов в различных схемах «pitcher-catcher»**

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

В рамках задачи получение нейтронов в различных схемах питчер-кетчер было проведено сравнения нескольких схем ускорения протонов/дейтронов. Рассматривалась стандартная схема ускорения ионов полем разделения заряда в режиме направленного кулоновского взрыва с тыльной стороны ультратонкой фольги, облучаемой коротким мощным лазерным импульсом (с полной энергией 3 Дж) фемтосекундной длительности (раздел 13.1). Поскольку данная схема предполагает практически идеальный контраст лазерного импульса, трудно реализуемый на практике, естественным продолжением данных исследований было изучение ускорения ионов из мишеней с контролируемой преплазмой, создаваемой дополнительным наносекундным импульсом. Ожидается, что разлетающаяся от мишени плазма позволит эффективно ускорять значительное число электронов, которые вылетая за мишень создают поле разделения заряда, приводя к ускорению протонов с тыльной стороны мишени. Повышение эффективности ускорения протонов с использованием мишеней низкой плотности (либо с градиентом плотности на облучаемой стороне мишени или мишеней с плотностью на границе прозрачности мишени) была продемонстрирована для мощных лазерных импульсов следующего поколения с мощностью в  $\sim 10$  ПВт (раздел 13.2). Были проведены несколько серий гидродинамических расчетов, позволяющих оценить размер и характерный градиент разлетающегося факела в зависимости от параметров наносекундного лазерного импульса/предымпulses (раздел 13.3). Также было исследовано ускорение протонов и дейтронов в радиальном направлении при распространении релятивистского лазерного импульса в прозрачной, но достаточно плотной (с плотностью порядка критической) плазме. В этом случае, помимо лазерного импульса ультракороткой фемтосекундной длительности рассматривались также лазерные импульсы длительностью 0.5 пс и 2 пс, имеющие значительно более высокие энергии. Было обнаружено, что с ростом длительности и энергии лазерного импульса растет и эффективность ускорения ионов в радиальном направлении, а также коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов/дейтронов (см. раздел 13.4).

Полученные в различных расчетах пучки протонов/дейтронов направлялись в мишень конвертер (“catcher”), где инициировали ядерные реакции с производством нейтронов (раздел 13.5).

### 13.1 Лазерное ускорение протонов/дейтронов из тонких фольг

На первом этапе была проведена серия трехмерных расчетов воздействия фемтосекундного лазерного импульса на тонкие фольги посредством кода МАНДОР, который ранее использовался для описания и объяснения экспериментальных результатов по ускорению ионов, с целью определения оптимальной толщины ультратонкой пластиковой фольги, приводящей к генерации ионов с максимальными энергиями. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с полной энергией порядка 3 Дж и с гауссовскими продольным и поперечным распределениями интенсивности. Длительность импульса по полувысоте составляла 30 фс (с отсечкой по интенсивности на уровне 140 фс), а пятно фокусировки было выбрано 10 мкм. Эти параметры соответствовали максимальному значению стандартной безразмерной амплитуды поля  $a_0 = 7.9$ . Зависимость энергии пучка протонов и их заряда от толщины мишени представлена на рисунке 13.1, где хорошо видно, что существует оптимальное значение толщины мишени.

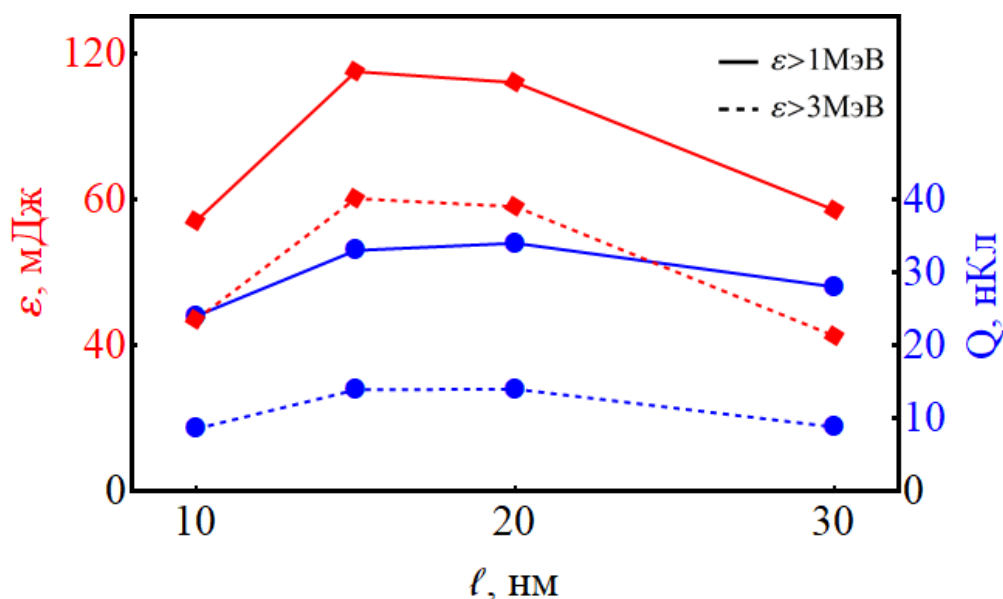


Рисунок 13.1 – Зависимость энергии (мДж – показана красным цветом) и максимального заряда (нКл – показана синим цветом) пучка протонов с энергией свыше 1 МэВ (сплошные кривые) и энергий свыше 3 МэВ (пунктирные кривые) от толщины  $\text{CH}_2$  фольги

Это оптимальное значение хорошо согласуется с условие прозрачности, при котором коэффициент прохождения совпадает с коэффициентом отражения и определяемом для нормального падения лазерного излучения как  $\frac{l}{\lambda} = \frac{a_0 n_c}{\pi n_e}$ , что для используемых в моделировании параметров дает  $l = 0.013\lambda$ . Проведенные расчеты



предсказывают генерацию примерно  $2 \times 10^{11}$  протонов с энергией больше 1 МэВ за один лазерный выстрел, что отвечает максимальному заряду пучка ускоренных протонов (см. синюю линию на рисунке 13.1.) порядка 30-35 нКл. Полная энергия пучка ускоренных протонов составляет 110 мДж (см. красную линию на рисунке 13.1), что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов на уровне 3.5%. Использование CD мишеней вместо CH пластика приводит к ускорению ионов дейтерия. Спектр ускоренных дейтронов слабо отличается от спектра ускоренных протонов. Он также имеет экспоненциальный вид с той же характерной температурой в 2.7 МэВ. В то же время полное число ускоренных дейтронов оказывается заметно меньше числа ускоренных протонов (в 3.6 раза) и составляет  $5.5 \times 10^{10}$  частиц. Это сказывается на эффективности использования ускоренного пучка дейтронов для ядерных реакций. Дейтроны (с энергией больше 1 МэВ) имеют малую расходимость и летят в основном по нормали к мишени. Полная энергия пучка ускоренных дейтронов (с энергией больше 1 МэВ) составляет порядка 30 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии порядка  $\sim 1\%$ .

Сравнительно низкая эффективность ускорения дейтронов из твердотельной пластиковой мишени может быть объяснена следующим образом. В случае использования твердотельных пленочных CH/CD мишеней ускорение ионов определяется полем разделения заряда, создаваемым на тыльной стороне мишени лазерно-нагретыми электронами. Это поле слабо зависит от ионного состава мишени. Эффективность ускорения ионной компоненты определяется отношением заряда к массе ( $Z/M$ ), которое минимально для протонов. Именно поэтому протоны набирают максимальные скорости и первыми покидают мишень, приводя к сильному ослаблению поля позади себя (в силу закона сохранения энергии) и малой эффективности ускорения углеродной компоненты. Дейтроны же ускоряются вместе с ионами углерода с одинаковой эффективностью (так как имеют практически одинаковое отношение  $Z/M$ ). Имея примерно одинаковый коэффициент конверсии в обе ионные компоненты для обеих мишеней, дейтроны проигрывают в эффективности ускорения протонам, так как для CD мишени значительно больше энергии уходит в углеродную компоненту.

Таким образом, воздействие лазерного импульса достаточно умеренной энергии на ультратонкие фольги позволяет получать значительное число ускоренных протонов с характерной энергией  $\sim 3$  МэВ, что дает возможность их использования для возбуждения ядерных реакций. Вместе с тем практическая реализация данного режима требует практически идеального контраста лазерного импульса, подавляющего образование преплазмы на пикосекундном временном масштабе, что является все еще трудно-решаемой задачей для большинства лазерных систем.

### 13.2 Возможность увеличения эффективности ускорения протонов с использованием мишеней низкой плотности

Для демонстрации возможности увеличения энергии протонов с использованием мишеней с контролируемой преплазмой на облучаемой стороне проведены многопараметрические расчеты, предсказывающие оптимальный размер преплазмы для получения протонов с максимально достижимыми энергиями. Также проведено сравнение классической схемы ускорения протонов полем разделения зарядов со схемой ускорения ионов «медленным» светом из мишеней околокритической плотности [32, 33]. Оптимизационные расчеты были проведены в двухмерной геометрии, а затем для оптимального размера преплазмы был проведен трехмерный расчет. Для моделирования использовался кинетический численный код МАНДОР, реализующий метод «частица-в-ячейке» (PIC). Размер области моделирования составлял  $140\lambda \times 50\lambda$  с пространственными шагами  $0.01\lambda$  и  $0.05\lambda$  в продольном (x, вдоль направления распространения лазерного импульса) и поперечном (y) направлениях соответственно. Вектор поляризации лазерного импульса был направлен вдоль оси y. В качестве мишени использовался слой преплазмы, толщиной 80 мкм с экспоненциальным профилем плотности  $n_e e^{-x/L}$ , прилегающей с облучаемой стороны к фольге, толщиной 1 мкм. С тыльной стороны фольги имелся дополнительный водородосодержащий слой, толщиной 0.2 мкм, моделирующий присутствующую там органическую примесь. Плотность преплазмы увеличивалась от  $0.05 n_c$  до  $1-30 n_c$  (первая серия расчетов) и от  $0.01 n_c$  до  $5-30 n_c$  (вторая серия расчетов), что отвечало изменению характерного градиента,  $L$ , от 10 мкм до 30 мкм. Плотность фольги составляла  $100 n_c$ , а плотность дополнительного слоя, состоящего из электронов и протонов,  $n_c$ . Тяжелые ионы преплазмы и фольги предполагались неподвижными. Число частиц в ячейке менялось от 4 частиц в преплазме до 50 частиц каждого сорта в дополнительном слое. Лазерный импульс длительностью 25 фс с безразмерной амплитудой поля  $a_0=120$  (что отвечает интенсивности  $2 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> для длины волны  $\lambda=1$  мкм) фокусировался на профиль плотности преплазмы в пятно размером  $8 \lambda$  (определяемом по полной ширине импульса на полувысоте по интенсивности). Трехмерные расчеты проводились для тех же параметров лазерного импульса, но в несколько меньшей расчетной области, размер которой составлял  $100\lambda \times 30\lambda \times 30\lambda$  для расчета с оптимальной преплазмой и  $40\lambda \times 30\lambda \times 30$  в случае расчёта ускорения ионов из мишени околокритической плотности. Размер мишени с околокритической плотностью менялся от  $4 \lambda$  до  $10 \lambda$ , а плотность изменялась от  $20 n_c$  до  $36 n_c$ . Рассматривалась  $\text{CH}_2$  мишень, состоящая из электронов, полностью ионизованных ионов углерода и протонов.

Для каждого сорта (электроны и два сорта ионов) использовалась 1 расчетная частица в ячейке.

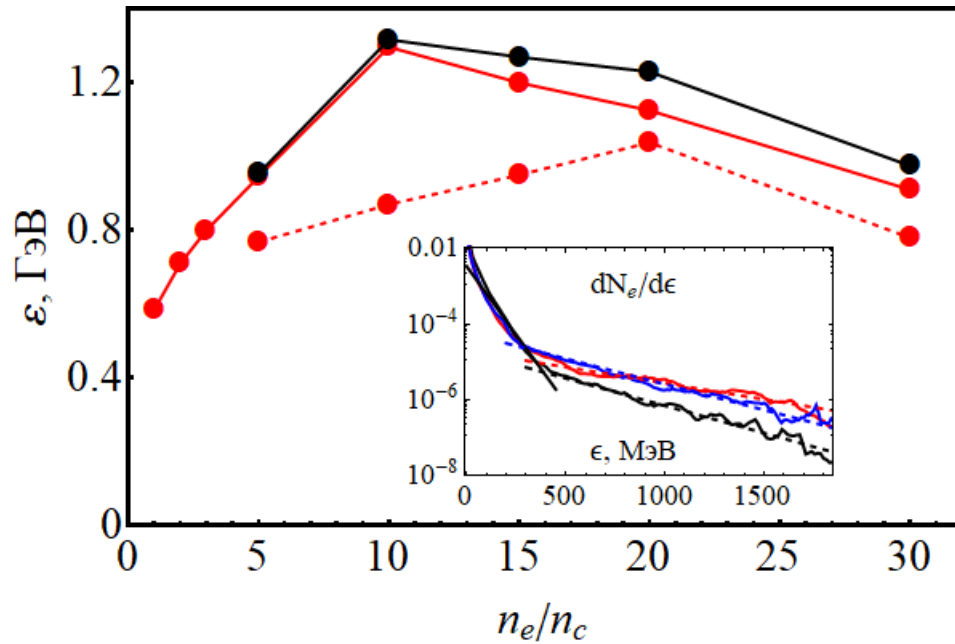


Рисунок 13.2 – Зависимость максимальной энергии протонов от величины максимальной плотности преплазмы при ее минимальном значении  $0.05 n_c$  (сплошные кривые) и  $0.01 n_c$  (пунктирная кривая). Красные кривые отвечают фокусировки импульса на начало преплазмы, а черная кривая соответствует фокусировки на фольгу. На вставке показаны спектры электронов (обезразмеренные на полное число частиц) в момент времени 310 фс для  $5 n_c$  (черная кривая),  $10 n_c$  (красная кривая) и  $20 n_c$  (синяя кривая). Сплошная черная линия отвечает пондеромоторному скейлингу, а пунктирные линии - соответствующим температурам горячих электронов (см. текст)

Результаты оптимизации ускорения ионов по энергии в зависимости от размеров преплазмы приведены на рисунке 13.2. Проведенные расчеты показывают существование оптимального профиля плотности преплазмы, который позволяет наиболее эффективно нагревать электроны и приводит к ускорению протонов с тыльной стороны мишени до максимальных энергий. Оптимальный профиль плотности преплазмы отвечает экспоненциальному спадаю плотности от  $10 n_c$  с характерным градиентом  $L \approx 15$  мкм. При этом для этого случая точка фокусировки основного лазерного импульса на профиль плотности разлетающейся преплазмы оказывается не существенной (ср. черную и красную кривые на рисунке 13.2). Полученная зависимость коррелирует с температурой горячих электронов, которая возрастает с 300 МэВ для  $5 n_c$  до 500 МэВ для оптимального профиля ( $10 n_c$ ) а затем падает до 320 МэВ для  $20 n_c$  (см. вставку на рисунке 13.2). Заметим, что полученные значения температуры оказываются много больше пондеромоторного скейлинга,  $T_e = a_0 m_e c^2 \approx 60$  МэВ, который описывает промежуточную часть электронного спектра (показан черной прямой на вставке на рисунке 13.2),

практически не меняющуюся при изменении профиля преплазмы. Максимальная энергия протонов, предсказываемая двухмерными расчетами на уровне 1.3 ГэВ, оказывается ожидаемо больше результатов трехмерного расчета, проведенного для оптимальных условий и приводящего к энергии протонов порядка 0.8 ГэВ (подобное расхождение результатов трехмерных и двухмерных расчетов обсуждалось в работе [227]). Полное число протонов с энергией больше 100 МэВ составляет  $5 \times 10^{11}$  частиц, их полная энергия оказывается порядка 20 Дж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных высокоэнергетических протонов ~6%.

Исследование ускорения протонов из мишеней с околоритической плотностью не требовало модельного ограничения размерности задачи и было основано на результатах трехмерных расчетов, которые являются менее ресурсозатратными по сравнению с предыдущим случаем вследствие меньших продольных размеров мишени. Для каждой величины плотности мишени была найдена ее оптимальная толщина, приводящая к ускорению протонов до максимальной энергии.

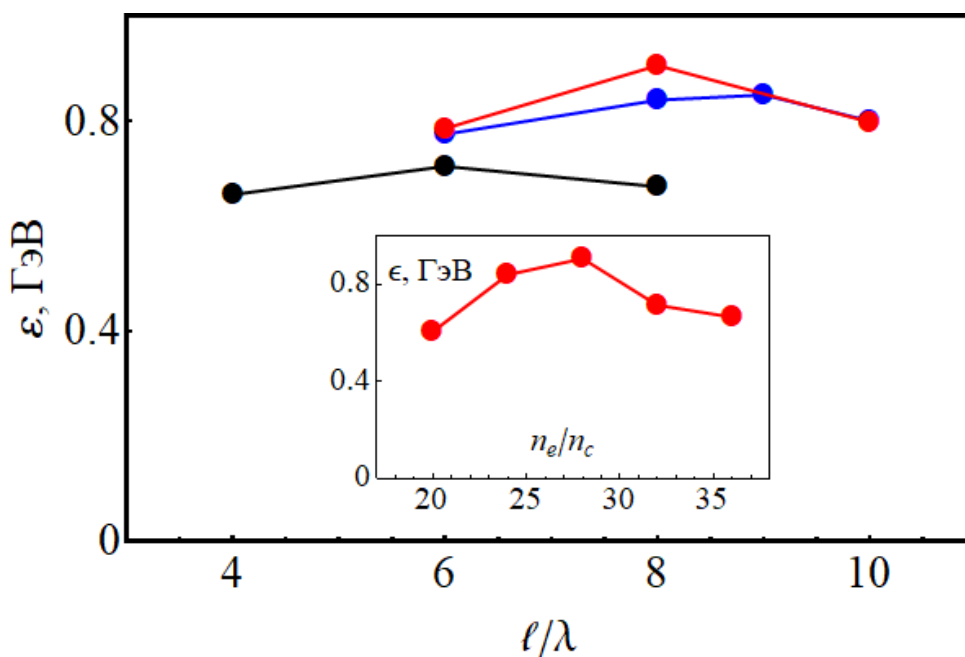


Рисунок 13.3 – Зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени при ее плотности  $24 n_c$  (синяя кривая),  $28 n_c$  (красная кривая) и  $32 n_c$  (черная кривая). На вставке показана зависимость максимальной энергии протон от плотности мишени при ее оптимальной толщине

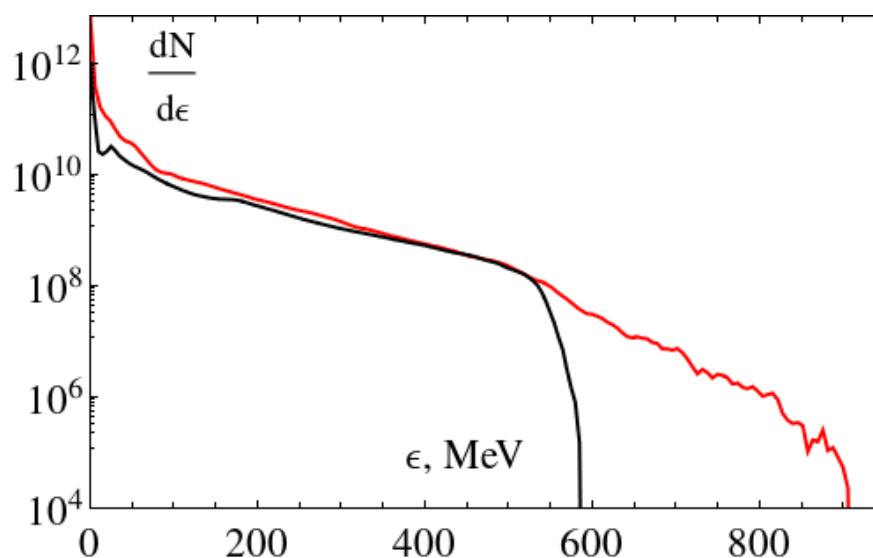


Рисунок 13.4 – Спектр протонов, ускоренных импульсом с  $a_0=120$  из мишени с плотностью  $28 n_c$  и толщиной 8 мкм (красная кривая) по сравнению со спектром протонов, ускоренных из ультратонкой фольги оптимальной толщины 200 нм (черная кривая)

Результаты расчетов приведены на рисунке 13.3. Для оптимальных мишеней с плотностью  $(25-30) n_c$  и толщиной 6-9 мкм максимальная энергия ускоренных протонов находится на уровне 0.8-0.9 ГэВ. Полученный спектр протонов демонстрирует экспоненциальное падение с характерной температурой 105 МэВ в диапазоне энергий от 90 МэВ до 500 МэВ, порядка 30 МэВ при меньших энергиях и 50 МэВ при больших энергиях (см. рисунок 13.4). Ускоренные протоны с энергией больше 100 МэВ (полное число порядка  $10^{12}$  частиц) уносят энергию порядка 32 Дж, что дает коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию этих энергетичных протонов на уровне 9%. При этом, ускорение протонов из ультратонких фольг оптимальной толщины приводит к меньшему числу энергетичных протонов и меньшим максимальным энергиям (ср. красную и черную кривые на рисунке 13.4).

Таким образом, на примере ускорения ионов коротким лазерным импульсом рекордной мощности (порядка 10 ПВт) показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности на облучаемой стороне позволяет поднять энергию протонов по сравнению со случаем использования тонкой фольги и достичь энергии протонов порядка 0.8 ГэВ, что сопоставимо с той, которая характерна для случая ускорения протонов из оптимальной околосубкритической мишени в режиме синхронизированного ускорения ионов «медленным» светом. Такие высокоэнергетичные протоны могут эффективно возбуждать ядерные реакции в мишени-конвертере и использоваться для получения большого числа нейтронов за один выстрел.

### 13.3 Гидродинамическое моделирование разлета мишени под действием наносекундного импульса

Для обоснования возможности получения оптимального профиля преплазмы при облучении твердотельной мишени наносекундным импульсом была проведена серия гидродинамических расчетов, позволяющих изучить динамику изменения плотности разлетающейся мишени. Расчеты проводились кодом FRONT [228], решающим систему уравнений двух-температурной гидродинамики с учетом обратнотормозного нагрева лазерным импульсом, электрон-ионных столкновений и нелокальной (или классической с коэффициентов ограничения теплового потока) электронной теплопроводности. Уравнения гидродинамики дополнялись уравнениями состояния, которые учитывают переменную степень ионизации среды. Расчёт ионизации проводился в приближения Саха. В расчетах использовалась алюминиевая мишень. Помимо серии одномерных расчетов с различными длительностями (от 0.5 нс до 5 нс) и интенсивностями (от  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов были проведены двухмерные расчеты в цилиндрической геометрии, для которых использовалась алюминиевая или титановая мишень с постоянной ионизацией. В этих двухмерных расчетах интенсивность лазерного импульса длительностью 2 нс менялась от  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, а пятно фокусировки составляло 10 мкм (определяемом по полной ширине импульса на полувывсоте по интенсивности).

Сначала была проведена серия одномерных расчетов, предсказывающих формирование низкоплотного (с плотностью ниже 0.1-0.2 критических плотностей) плазменного облака, которое на момент окончания лазерного импульса (5 нс) начинается примерно на расстоянии 200-600 мкм от мишени и его размер достигает до 3-4 мм. Характерная величина градиента, описывающего профиль низкоплотного хвоста плазменного факела, зависит только от величины плотности энергии облучаемого лазерного импульса и выходит на насыщение (порядка 2 мм) при плотности энергии больше или порядка  $10^3$  Дж/см<sup>2</sup>.

Также был проведен ряд двухмерных расчетов в цилиндрической геометрии, описывающий трехмерный осесимметричный разлет плазменного факела на фронте мишени. Проведенные расчеты демонстрируют, что ударная волна за время порядка 5 нс с начала прихода импульса (во время прихода максимума интенсивности на мишень) проходит расстояние порядка 10 мкм вглубь алюминиевой мишени при интенсивности  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> или порядка 20 мкм при интенсивности  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. Рис. 6.5а).

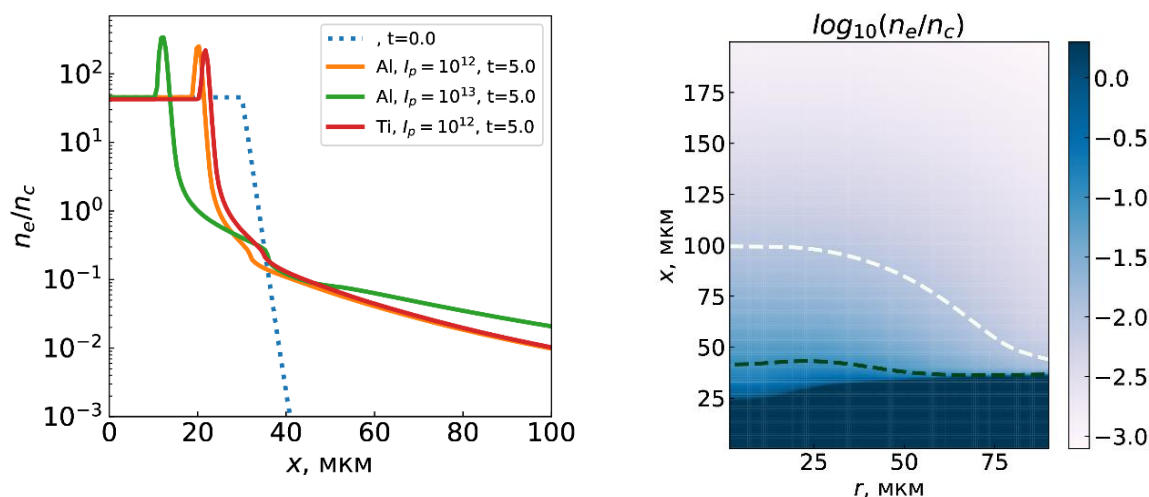


Рисунок 13.5 – Профиль плотности плазмы вдоль оси лазерного импульса в момент времени 5 нс (левая панель), при облучении алюминиевой мишени импульсом с интенсивностью  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (желтая кривая) и  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (зеленая кривая) и титановой мишени импульсом с интенсивностью  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (красная кривая). Штриховая синяя линия показывает начальный профиль плотности. На правой панели показан двухмерный разлет алюминиевой мишени при воздействии на нее лазерного импульса с интенсивностью  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Штриховые линии показывают уровни плотности плазмы  $0.1 n_c$  (черная) и  $0.01 n_c$  (белая)

Использование титановой мишени вместо алюминиевой несколько уменьшает (на 1-2 мкм) глубину проникновения ударной волны. В радиальном направлении плазма разлетается на расстояние, много большее пятна фокусировки (см. рисунке 13.5б). В результате внутри пятна фокусировки образуется кратер (канал) шириной больше пятна фокусировки (радиус порядка 20 мкм) и глубиной порядка 10-30 мкм, заполненный плазмой. Характерный градиент плотности плазмы в центре канала в районе критической плотности меняется по мере воздействия лазерного импульса и разлета плазмы. В момент прихода максимума интенсивности на мишень он составляет порядка 3 мкм (при интенсивности  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) и 7 мкм (при интенсивности  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). Масштаб неоднородности преплазмы несколько возрастает по мере ее разлета, но наиболее сильно зависит от интенсивности предимпульса. Так повышение интенсивности предимпульса до  $5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к характерному пространственному градиенту в области критической плотности к моменту прихода максимума импульса на мишень порядка 13 мкм, что соответствует величине оптимального градиента. Однако для такой интенсивности предимпульса желательно использовать мишени толщиной не менее 30 мкм, чтобы не разрушить ее тыльную сторону.

Подводя итог, отметим, что проведенные гидродинамические расчеты с искусственно применяемым низкоинтенсивным лазером предсказывают формирование

кратера на фронтальной стороне мишени при облучении металлических мишеней толщиной в десятки-сотни микрон лазерным импульсом длительностью в несколько наносекунд и интенсивностью превосходящей  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Кратер заполнен образующейся плазмой с параметрами, близкими к оптимальным, обеспечивающей эффективный нагрев электронов и последующее ускорение протонов основным мощным фемтосекундным импульсом.

#### **13.4 Моделирование радиального ускорения протонов/дейтронов из мишеней низкой плотности**

Основная идея использования низкоплотных мишеней состоит в эффективном радиальном ускорении ионов вдоль всего плазменного канала, создаваемого мощным лазерным импульсом [31]. В этой связи, требуется нахождение оптимальных плотностей лазерных мишеней для ускорения как можно большего числа протонов/дейтронов до МэВ-ных энергий, достаточных для преодоления кулоновского потенциала ядер мишени, в несколько МэВ (десятков МэВ). Ниже проведено моделирование воздействия на низкоплотные мишени не только фемтосекундного лазерного импульса джоулевой энергии, но и более энергетичных суб-пикосекундных и пикосекундных импульсов.

В рамках данной схемы в случае использования фс лазерного импульса с энергией в 5 Дж для получения протонов с энергиями в несколько МэВ, необходимыми для возбуждения ядерных реакций, требуется достаточно острая фокусировка импульса (в пятно микронного масштаба) для повышения его пиковой интенсивности. Именно, было проверено, что фокусировка фемтосекундного лазерного импульса в пятно размером  $10 \lambda$  не позволяет получать радиально-ускоренные протоны с необходимыми энергиями. Острая фокусировка фс-импульса делает вполне возможным проведение трехмерных расчетов с необходимой точностью. В то же время, проведение подобных трехмерных расчетов для более длительных лазерных импульсов, суб-пикосекундной и выше длительности, оказывается невозможным из-за ограниченных численных ресурсов даже для суперкомпьютера. По этой причине, для таких длительностей мы ограничились проведением серии двумерных расчетов. В этом случае, для пересчета всех характеристик ионов принималось, что их распределение поперечно симметрично и характерный размер в игнорируемом направлении отвечает размеру пятна фокусировки. Все расчеты в данной разделе проводились коммерческим кодом VSIM (VORPAL), который неоднократно использовался для описания широкого круга плазменных экспериментов

Проведенные расчеты показывают, что, в целом, спектр ускоренных ионов, МэВной энергии слабо зависит от плотности мишени, хотя энергия отсечки



незначительно растет с увеличением плотности. Средняя энергия протонов с энергией большей 1~МэВ, определенная как отношение полной энергии ускоренных ионов к их числу, растет с увеличением плотности мишени от 1.8~МэВ (для  $n_e = 0.3 n_c$ ) до 2.4~МэВ (для  $n_e = (1.5 - 2) n_c$ ), в то время как полное число ускоренных протонов падает от  $2.6 \times 10^{11}$  (для  $n_e = 0.3 n_c$ ) до  $1.1 \times 10^{11}$  (для  $n_e = 2 n_c$ ). Отметим, что наиболее быстрые протоны, с энергией больше 3~МэВ, имеют практически одинаковую среднюю энергию (4.2~МэВ) для всех мишеней с различной плотностью, а их полное число имеет слабо выраженный максимум для мишеней с критической плотностью,  $n_e = n_c$ . Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в протоны с энергией свыше 1 МэВ составляет 0.7–1.4% и 0.3–0.5% в более высокоэнергетичные протоны, с энергией свыше 3~МэВ, т. е. в ту группу частиц, которая способна наиболее эффективно инициировать ядерные реакции. Подводя итог, отметим, что эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов из мишеней низкой плотности коротким фемтосекундным лазерным импульсом не превышает 1.4% и достигается для оптимальной плотности мишени порядка критической плотности,  $n_e \sim n_c$ . При этом, полное число протонов с энергией свыше 1~МэВ, вылетевших поперек направлению распространения лазерного импульса, составляет  $\sim 3 \times 10^{11}$  частиц (максимальный заряд достигает соответственно 40 нКл), что сравнимо со случаем ускорения протонов из тонких фольг. Однако их средняя энергия оказывается на уровне 2 МэВ, а энергия отсечки не превосходит 7 МэВ, что значительно меньше, чем в случае ускорения протонов из тонких фольг. Именно, малая средняя энергия протонов приводит к относительно малому коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных ионов. Сравнительно слабая эффективность ускорения ионов в поперечном направлении может быть связана с достаточно короткой длительностью самого лазерного импульса, когда за время прохождения лазерного импульса ионы не успевают набрать максимальную возможную энергию. Последнее связано с сильным падением поля разделения заряда после окончания импульса вследствие возвратных, нейтрализующих электронов.

При увеличении длительности импульса до 500 фс и его энергии до 30 Дж спектры ускоренных в радиальном направлении протонов имеют экспоненциальный вид с характерной температурой порядка 2 МэВ. В ходе расчетов было установлено, что при увеличении плотности мишени увеличивается доля протонов с более высокими энергиями, в то время как суммарный заряд ускоренных частиц падает (см. рисунке 13.6). Последний эффект можно связать с частичным незначительным отражением релятивистски интенсивного лазерного импульса (от границы мишень-вакуум и/или из-за развития неустойчивости вынужденного комбинационного рассеяния).

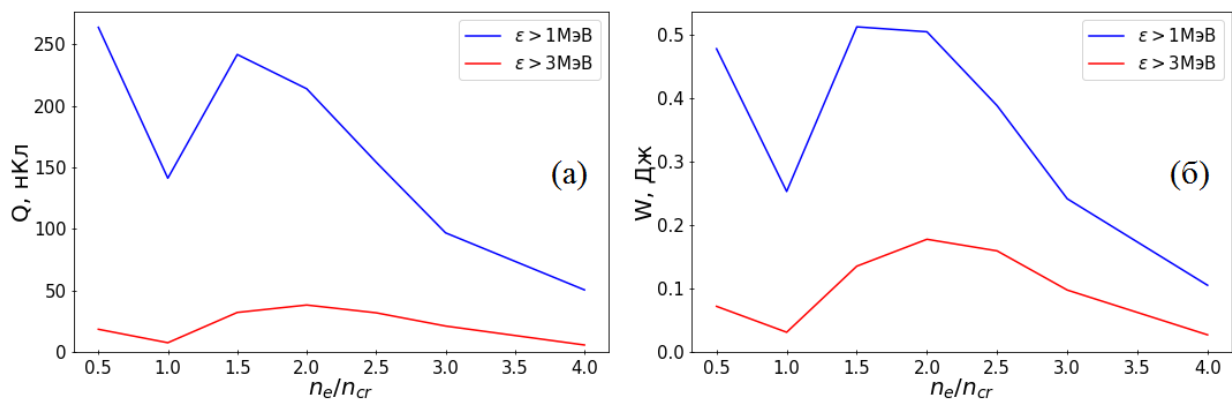


Рисунок 13.6 – Зависимость максимального заряда (нКл) протонов с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергией свыше 3 МэВ (красные кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б), от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 30 Дж и длительностью 0.5 пс

Полное число ускоренных протонов с энергией больше 3 МэВ довольно слабо зависит от плотности мишени (рисунке 13.6а), а их средняя энергия и полная энергия имеют выраженный максимум при  $n_e \sim 2.5 n_c$  (рисунке 13.6б). Именно мишени с плотностью  $n_e \sim (2- 2.5) n_c$  являются оптимальными для ускорения максимального числа протонов до максимальных энергий пикосекундным (длительностью 0.5 пс) лазерным импульсом с энергией 30 Дж.

Полная энергия протонного пучка составляет порядка 0.5 Дж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов на уровне 1.7%, что несколько выше, чем в случае использования ультракороткого лазерного импульса. Отметим, что несмотря на меньшие значения интенсивности и мощности лазерного импульса (по сравнению с предыдущим случаем короткого 30 фс лазерного импульса), максимальная энергия протонов, ускоренных в поперечном направлении оказывается примерно в два раза больше и составляет 14–15 МэВ (для оптимальной плотности мишени), а их общее число более чем на порядок превосходит число протонов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом. Все это позволяет надеяться на увеличения выхода нейтронов в результате ядерных реакций инициируемых генерируемыми пучками протонов, по сравнению с предыдущим случаем.

В случае воздействия на мишень лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс значение плотности мишени  $n_e = n_c$  является оптимальным для ускорения протонов/дейтронов. Средняя энергия ускоренных протонов меняется незначительно с увеличением плотности и составляет порядка 3 МэВ. При этом, большое число ускоренных в радиальном направлении протонов (заряд достигает 14 мкКл, позволяет достичь достаточно большой полной энергии ускоренного пучка (порядка 50

Дж) и высокого коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов на уровне 10%, что приближается к известным рекордным значениям для лазерного ускорения ионов. Здесь стоит заметить, что полученные результаты основаны на двухмерных расчетах, которые, как правило, завышают эффективность ускорения ионов на 20–50%. Отметим, что эффективность ускорения дейтронов не уступает эффективности ускорения протонов в рассматриваемом режиме длинного лазерного импульса (ср. пунктирные и сплошные линии на рисунке 13.7).

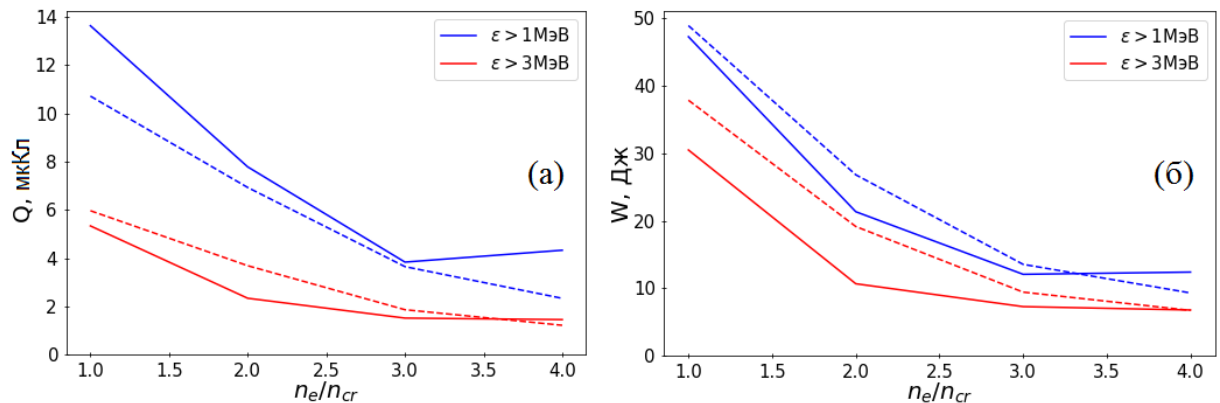


Рисунок 13.7 – Зависимость заряда (нКл) ускоренных протонов (сплошные кривые) и дейтронов (пунктирные кривые) с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергий свыше 3 МэВ (красные кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б) от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс

Таким образом, увеличение длительности (и энергетике) лазерного импульса позволяет значительно увеличить эффективность ускорения ионов из мишеней околоскритической плотности в поперечном направлении, что позволяет приблизиться к практическому осуществлению сценария ядерного «реактора» на основе лазерного ускорения ионов [31]. С ростом длительности лазерного импульса эффективность конверсии энергии лазера в энергию ускоренных протонов растет с 1.4 % для 30 фс импульса и 1.7% для 0.5 пс импульса до ~10% для 2 пс импульса. При этом, однако, речь идет о лазерах более высокой энергии. Характерные величины конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов сопоставимы с экспериментальными результатами, типично меняющимися от долей процентов до десяти процентов в зависимости от энергии лазерного импульса, геометрии облучения и используемой мишени [229], а полученный в моделировании рост эффективности ускорения протонов с увеличением энергии лазерного импульса также наблюдался в ряде экспериментов [230].

### 13.5 Расчет выхода нейтронов

С целью определения максимального числа генерируемых нейтронов и нахождения наиболее эффективной схемы для создания лазерного источника нейтронов было проведено моделирование взаимодействия полученных пучков протонов или дейтронов с дополнительной мишенью-конвертером с использованием Монте-Карло кода GEANT4.

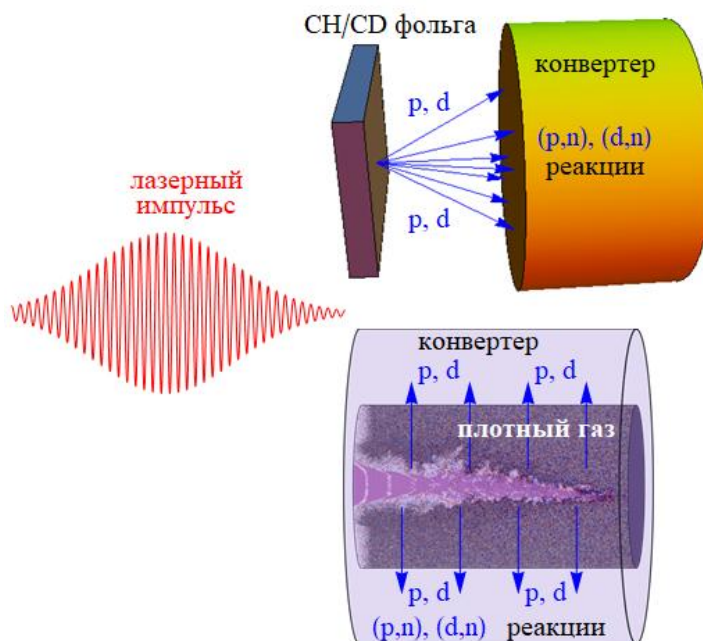


Рисунок 13.8 – Схема получения нейтронов в результате ядерных реакций, инициируемых лазерно-ускоренными протонами/дейтронами

Для пучков ионов, ускоренных лазерным импульсом с энергией 3 Дж из тонких фольг, мишень-конвертер представляла собой цилиндр из изотопа лития  ${}^7\text{Li}$ , толщиной 4 см и радиусом 7.5 см, расположенный сразу за лазерной мишенью, в то время как для случая радиального ускорения ионов из мишеней низкой плотности конвертер из того же изотопа лития  ${}^7\text{Li}$  располагался вокруг лазерной мишени (см. рисунок 13.8).

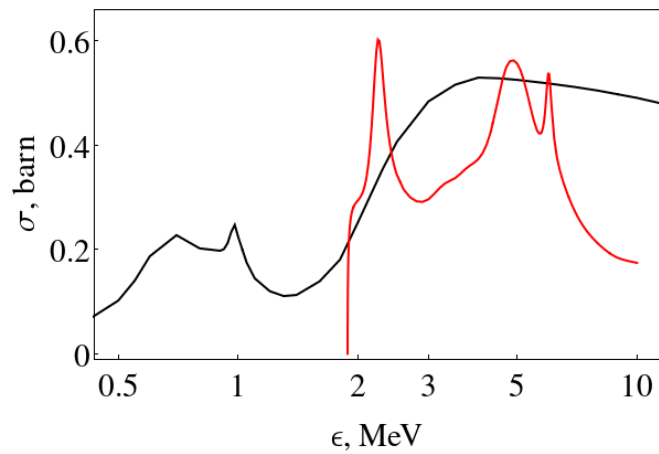


Рисунок 13.9 – Зависимость ядерных сечений реакций производства нейтронов из изотопа лития  ${}^7\text{Li}$  от энергии налетающих протонов (красная кривая) и дейтронов (черная кривая)

Проведенные расчеты показывают, что использование протонов, ускоренных коротким 30 фс лазерным импульсом с энергией 3 Дж из тонкой фольги оптимальной толщины, позволяет получить  $2 \times 10^8$  нейтронов за один выстрел. При этом, использование пучка дейтронов приводит к падению числа нейтронов почти на порядок. Это связано в основном с низкой эффективностью ускорения дейтронов из тонких фольг, а также, особенностью сечений рассматриваемых ядерных реакций,  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ . В случае использования пучка протонов в реакции участвуют только протоны с энергией больше 1.8 МэВ, вследствие порогового характера сечения реакции. Однако абсолютная величина сечения для средней энергии ионов 2-3 МэВ оказывается выше для протонов, чем для дейтронов (см. рисунок 13.9). Поэтому, если основной вклад в реакцию идет от низкоэнергетичных частиц, можно ожидать, что дейтроны, участвующие в реакции, не имеющей ярко-выраженного порога, будут давать основной вклад. При наличии значительного числа энергетичных ионов (с энергией порядка 2 МэВ), протоны не будут уступать в числе ядерных продуктов, что и реализуется в случае ускорения ионов из тонких фольг.

Спектр получаемых нейтронов (показанный на рисунке 13.10) имеет максимум вблизи 200 кэВ и плато до 2 МэВ, внутри которого содержится половина всех генерируемых нейтронов. Высокоэнергетичная часть спектра (от 2 МэВ до 10 МэВ) имеет экспоненциальный вид с характерной температурой в 1.7 МэВ (показана черной пунктирной линией на рисунке 13.10). Полная энергия нейтронов отвечает 0.8 мкДж, что соответствует конверсии энергии лазерного излучения в энергию нейтронов на уровне  $3 \times 10^{-6}$ .

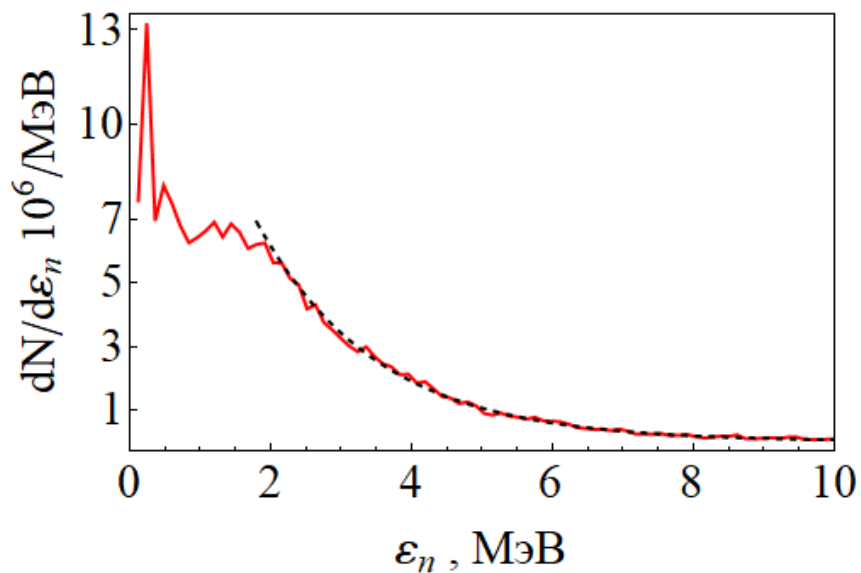


Рисунок 13.10 – Спектр нейтронов, получаемых при воздействии протонов, ускоренных лазерным импульсом в 3 Дж из тонкой фольги, на литиевый конвертер

Обратная ситуация возникает при ускорении протонов/дейтронов из мишеней оклокритической плотности в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом (с энергией 5 Дж). В этом случае дейтроны дают основной вклад в производство нейтронов, позволяя набирать  $5 \times 10^7$  нейтронов за один выстрел ( $\sim 10^7$  нейтронов на Дж вложенной энергии). Данная схема оказывается наименее эффективной для производства нейтронов. Увеличение длительности лазерного импульса за счет роста его энергии позволяет несколько увеличить эффективность производства нейтронов. Так, использование пучков протонов, ускоренных в радиальном направлении лазерным импульсом с энергией 30 Дж и длительностью 500 фс, позволяет получать  $4 \times 10^8$  нейтронов за один лазерный выстрел ( $\sim 1.3 \times 10^7$  нейтронов на Дж вложенной энергии). Увеличение энергетики лазерного импульса до 500 Дж позволяет набирать  $5.7 \times 10^9$  нейтронов с использованием пучка ускоренных протонов. Ускоренные этим лазерным импульсом пучки дейтронов дают  $2.3 \times 10^{10}$  нейтронов за один выстрел, что дает эффективность производства нейтронов на Дж вложенной энергии ( $4.6 \times 10^7$  нейтронов на Дж), сравнимую со случаем использования ультратонких фольг, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом ( $6 \times 10^7$  нейтронов на Дж). Генерируемые нейтроны имеют спадающий экспоненциальный спектр с энергией, меняющейся от нескольких кэВ до 20–30 МэВ, и средней характерной энергией порядка 2–4 МэВ.

Использование мощных лазерных систем следующего поколения позволит получать рекордное число нейтронов за один выстрел, что обуславливается большим числом и высокой энергией генерируемых пучков протонов. Проведенное кодом GEANT4

моделирование взаимодействия пучка протонов, ускоренных из мишени оптимальной плотности и толщины лазерным импульсом с  $a_0=120$ , с танталовой мишень-конвертером толщиной 2 см предсказывает генерацию  $2 \times 10^{11}$  нейтронов за один лазерный выстрел. При этом, спектр нейтронов за мишенью-конвертером хорошо аппроксимируется двухтемпературным распределением следующего вида

$$\frac{dN_n}{d\varepsilon_n} = N_1 e^{-\frac{\varepsilon_n}{T_1}} + N_2 e^{-\frac{\varepsilon_n}{T_2}}, \quad (13.1)$$

где  $N_1 \approx 6 \times 10^{10}$ ,  $T_1 \approx 3$  МэВ,  $N_2 \approx 3 \times 10^8$  и  $T_2 \approx 60$  МэВ. При этом, в обоих случаях большинство нейтронов летит по направлению падающего пучка заряженных частиц – за мишень с угловой расходимостью порядка  $40^\circ$ – $50^\circ$ , что качественно отличается от случая фотоядерного производства нейтронов  $\sim 1$  ПВт лазерным импульсом [В.2].

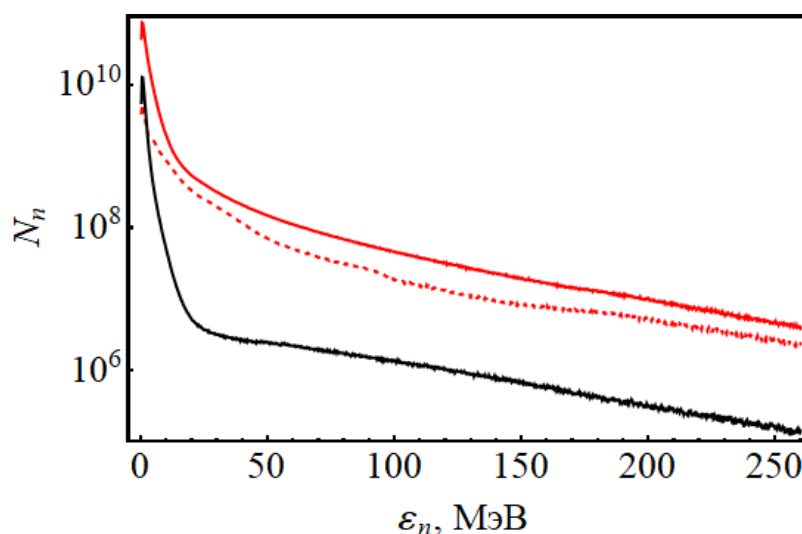


Рисунок 13.11 – Спектры нейтронов за танталовой мишенью-конвертером, полученные при её облучении лазерно-ускоренными пучками электронов или протонов (сплошные черная и красная кривые, соответственно). Красной пунктирной линией показан спектр нейтронов, полученной при облучении пучком протонов мишени-конвертера из бериллия, толщиной 2 см

Стоит отметить, что используемая тяжелая Та мишень-конвертер выглядит оптимальной для генерации нейтронов полученным высокоэнергетичным пучком протонов, имеющим достаточно много частиц с энергией больше 30 МэВ, которая является пороговой для реакции производства нейтронов из танталовой мишени. Так, использование Ве конвертера (толщиной 2 см) приводит к падению выхода нейтронов примерно в 5 раз (ср. пунктирные и сплошные красные кривые на рисунке 13.11).

Представляется интересным сравнение метода получения нейтронов с помощью ускорения ионов с фотоядерным каналом, основанным на эффективном ускорении электронов и конвертации их энергии в гамма-излучение. Для этого использовался пучок

электронов, ускоренный лазерным импульсом той энергии в режиме релятивистского самозахвата (см. главу 2.1.21) с зарядом 150 нКл и энергией до 2.1 ГэВ (учитывались только электроны с энергией больше 30 МэВ), направляемый на тот же танталовый конвертер толщиной 2 см. Фотоядерные методы производства нейтронов связаны с возбуждением гигантского дипольного резонанса, вблизи которого сечения фотоядерных реакций существенно возрастает. Как правило, резонансные энергии лежат в области 10-20 МэВ и растут с падением атомного номера вещества мишени-конвертера. Для используемого танталового конвертера ускоренный пучок электронов вызывает цепочку реакций с рождением примерно  $10^{11}$  фотоядерных нейтронов внутри мишени. Однако только пятая часть из появившихся нейтронов покидает мишень, формируя двухтемпературный экспоненциальный спектр (см. рисунке 13.11), который может быть приблизительно описан тем же выражением (1) с  $N_1 \approx 10^{10}$ ,  $T_1 \approx 2$  МэВ,  $N_2 \approx 4.5 \times 10^6$  и  $T_2 \approx 75$  МэВ.

Таким образом, в рассматриваемом случае производства нейтронов мощными лазерными импульсами следующего поколения преимущество использования пучка протонов выглядит наиболее ярко (ср. черную и красную кривые на рисунке 13.11). С использованием ускоренных протонов из той же мишени конвертера можно получить за мишенью на порядок больше нейтронов ( $2 \times 10^{11}$  по сравнению с  $2 \times 10^{10}$  для фотоядерного канала). Предсказываемые потоки нейтронов более чем на порядок превосходят полученные к настоящему моменту с помощью лазеров [29]. Вследствие очень короткой длительности нейтронной вспышки и высокого в ней числа частиц, яркий нейтронный источник нейтронов представляет интерес для изучения и диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, а также плотной плазмы и вещества в экстремальных условиях. Импульсный источник лазерно-ускоренных нейтронов, который может быть получен только с применением мульти-ПВт лазерных комплексов, также может быть применен для фундаментальных исследований в области ядерной физики.



## 14 Проведение первичного эксперимента по прямому лазерному ускорению электронов в мишенях пониженной плотности

Первичный эксперимент по исследованию прямого лазерного ускорения электронов в твердотельных мишенях пониженной плотности был проведен на базе субпетаваттного лазерного комплекса PEARL.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 14.1. Излучение из оптического компрессора через транспортное зеркало поступало в вакуумную мишенную камеру. В ней оно фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с эффективным фокусным расстоянием 760 мм в пятно диаметром 6 мкм по уровню  $1/e^2$ , что дает интенсивность в перетяжке до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> при энергии до 15 Дж и длительности импульса порядка 50 фс. Центральная длина волны лазерных импульсов 910 нм.

Для предварительной ионизации мишеней использовались наносекундные импульсы с апертурой 45 мм. Энергия импульсов фиксировалась на уровне 3.5 Дж при длительности порядка 1.2 нс. Импульсы фокусировались линзой 750 мм на мишень под углом 25 градусов к нормали мишени. Задержка прихода фс-импульса в точку взаимодействия регулировалась линией задержки в пределах 0 - 20 нс, при этом осуществлялся контроль задержки при помощи ГГц осциллографа с быстрым диодом.

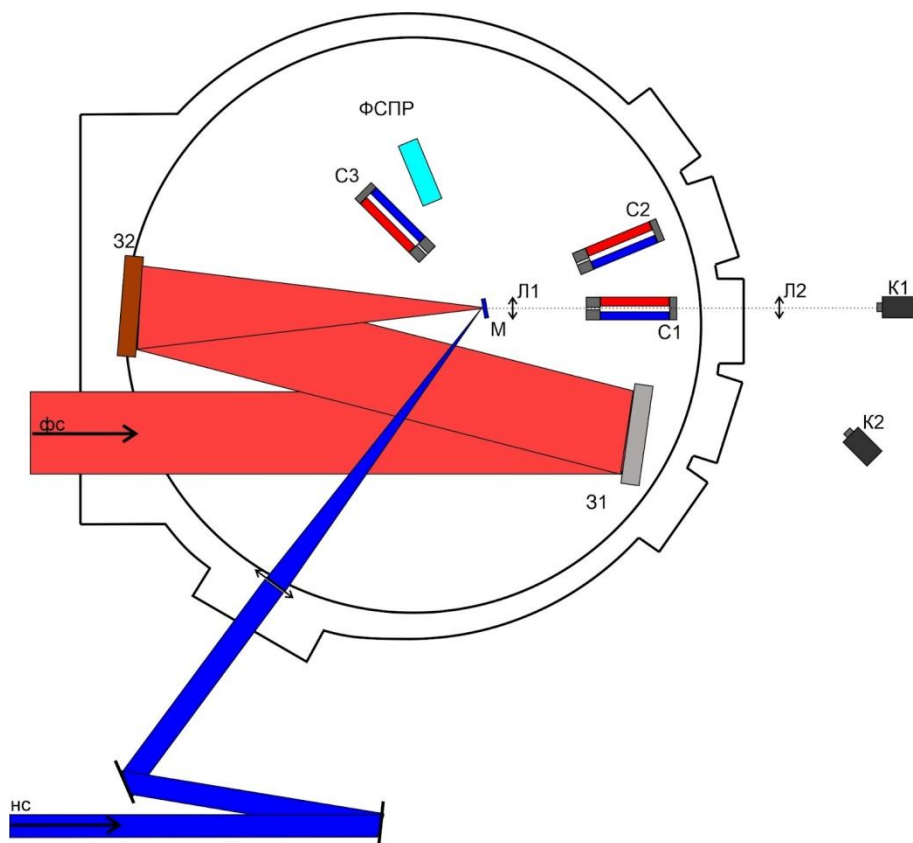


Рисунок 14.1 - Схема экспериментальной установки: 31 - транспортное зеркало, 32 - параболическое зеркало, М - мишень, Л1 и Л2 - линзы, М - дипольный магнит

электронного спектрометра, IP - изображающая пластина, BC - “тормозная пушка”, K1 - камера оптимизации фокального пятна, K2 - камера наведения, ФСПР - ФСПР диагностика

В качестве мишеней использовались специально изготовленные пеноподобные низкоплотные аэрогели из триацетата целлюлозы ( $C_{12}H_{16}O_8$ ) [1], смонтированные внутри шайб из меди (рисунок 14.2), “пены” имели плотность 2 - 5 мг/см<sup>3</sup> и толщину 200 - 500 мкм. Подобные мишени позволяют получать плазму с высокой степенью однородности вдоль распространения лазерного импульса и электронной концентрацией ниже критической для несущей длины волны лазера PEARL 910 нм. Данные пористые мишени оптически прозрачны и имеют квазиоднородную структуру на масштабах больших 1 мкм. Мишень имеет пористую структуру с порами, имеющими характерный размер 1–2 мкм, и волокнами толщиной 0,1 мкм и длиной 1 мкм (рисунок 14.3) плотностью примерно 0,1 г/см<sup>3</sup>. Флуктуации плотности на площади фокального пятна  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup> не превышают 0,5 %. Объемная плотность 2 мг/см<sup>3</sup> пены соответствует  $1,7 \times 10^{20}$  атомов см<sup>-3</sup>, а средний заряд ионов  $Z_{cp} = 4,2$ . Полная ионизация всех атомов пены будет соответствовать электронной плотности  $7 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что немного ниже критической плотности ( $10^{21}$  см<sup>-3</sup>) для основной длины волны лазера PEARL ( $\lambda = 0,910$  мкм).

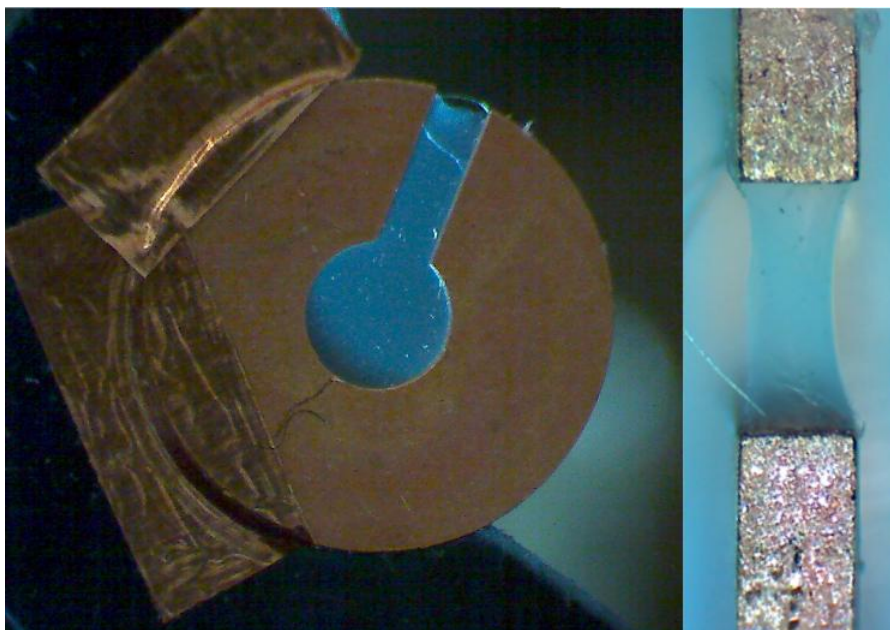


Рисунок 14.2 - Характерный вид низкоплотной мишени. Внешний диаметр шайбы 8 мм, внутренний 2.5 мм.

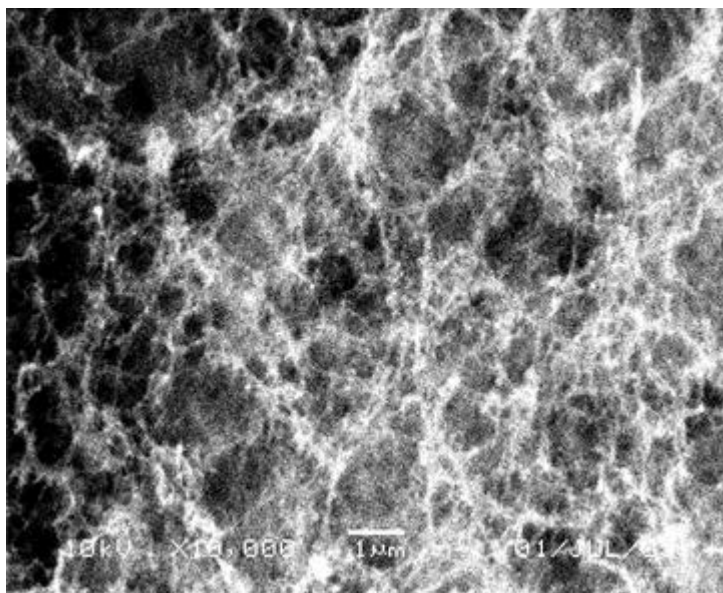


Рисунок 14.3 - Микрофотография структуры низкоплотной мишени.

Для повышения эффективности ускорения электронов необходимо добиться полной ионизации пористой мишени и лучшей степени однородности плазмы, в которую попадает мощный фемтосекундный импульс. Это достигается подбором основных условий и параметров, таких как плотность и толщина пористых мишеней, интенсивность (энергия) наносекундного предимпульса, а также величина задержки между предимпульсом и основным фемтосекундным импульсом. Дело в том, что когда наносекундный импульс фокусируется на пористую мишень в приповерхностном слое пены толщиной около 100 нм [232] создается преплазма с плотностью порядка  $0,1 \text{ г/см}^3$  ( $N_e = 8 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). Устанавливать минимальную задержку (менее 1 нс) неэффективно, поскольку до тех пор, пока созданная преплазма не расширится в поры и ее плотность не достигнет докритического значения, лазерное излучение не будет распространяться вглубь мишени. Для решения данной проблемы, необходимо чтобы фемтосекундный лазерный импульс падал на полностью ионизованную пористую мишень. Для этого нужно гарантировать, что скорость волны ионизации превосходила ионно-звуковую скорость. Скорость волны ионизации растет с увеличением интенсивности наносекундного импульса и уменьшением плотности пены [233]. Оценки, аналогичные оценкам из работы [233], показывают, что с оптимально подобранной плотностью пен  $2 - 5 \text{ мг/см}^3$  полная ионизация мишени происходит за характерное время 1.5 нс. При оценке характерной скорости ионного звука 100 км/с за времена 1.5 нс первично-ионизованные слои мишени разлетаются на расстояния, не превосходящие 150 мкм. На пространственных масштабах типичных толщин пористых мишеней 300 - 500 мкм данным разлетом можно пренебречь (см. пункт 23). Помимо ионизации, для повышения эффективности ускорения электронов

необходимо добиться лучшей степени однородности плазмы, в которой распространяется мощный фемтосекундный импульс. Экспериментально это достигалось подбором времени задержки между наносекундным и фемтосекундным импульсом от 1.5 до 10 нс.

В эксперименте важно точно свести в пространстве два лазерных импульса, а также точно поместить мишень, прозрачную для центральной длины волны в точку сведения импульсов. Для этого использовалась острая игла с острием микронного размера и несколько дополнительных диагностик, состоящие из линз и оптических КМОП-камер. Первая диагностика (линзы Л1 и Л2, а также камера К1 на рисунке 14.1) необходима для оптимизации фокального пятна для достижения наилучшего качества фокусировки и совмещения иглы с фокальным пятном. Вторая диагностика, устройство которой аналогично первой (не показана на рисунке 14.1) необходима для совмещения перетяжки нс-импульса с иглой. Затем на место иглы помещалась мишень по наблюдению перекрытия перетяжки [234].

Для диагностики нагретых и ускоренных электронов и протонов использовались три идентичных магнитных спектрометра С1, С2 и С3 (рисунок 14.1). Топология спектрометров показана на рисунке 14.4. Магнитное поле направлено таким образом, что электроны отклоняются вверх (пунктирная линия рисунка 14.4), а положительно заряженные частицы - вниз (штрих-пунктирная линия рис. 14.4). В спектрометре располагаются изображающие пластины сверху (рисунок 14.4 (3) для регистрации электронов с энергиями 1-100 МэВ), снизу (рисунок 14.4 (4) для регистрации протонов 1 кэВ - 5 МэВ). Однородное магнитное поле с индукцией 0.99 Тл создается плоскими магнитами (рис. 14.4 (6)) с размерами 100\*30\*10 мм, расположенными на расстоянии 5 мм и помещенными в магнитопровод из стали. На входе в спектрометр установлена щель из вольфрама (рисунок 14.4 (2)) с шириной 1 мм. Перед щелью для уменьшения шумовой засветки установлен коллиматор из свинца (рисунок 14.4 (1)) толщиной 20 мм и диаметром отверстия 2 мм.

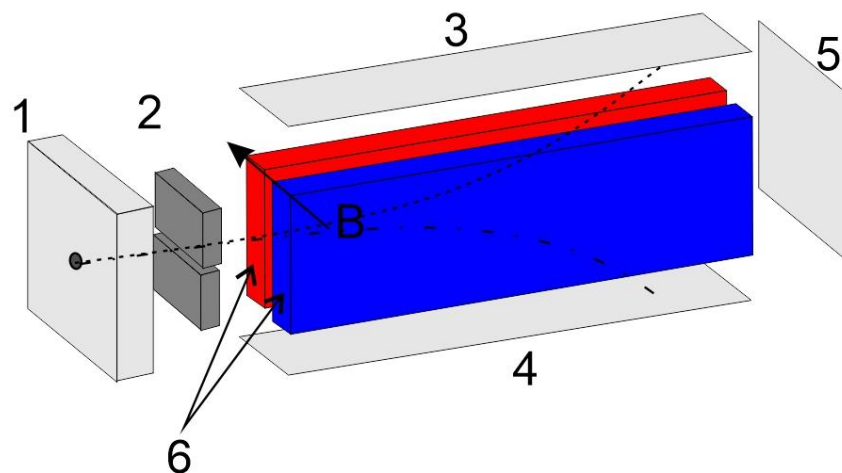


Рисунок 14.4 - Топология магнитного спектрометра: 1 - коллиматор из свинца, 2 - цель из вольфрама, 3 - электронная IP, 4 - протонная IP, 5 - задняя IP для регистрации высоких энергий, 6 - плоские магниты. Магнитопровод на рисунке не показан.

Для диагностики эффективности взаимодействия и определения параметров преобладающей части плазмы использовался фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСР) [235], позволяющий регистрировать характеристическое излучение ионов плазмы в эксперименте. Спектрометр устанавливался с передней стороны мишени под углом 45 градусов для максимального обзора регистрируемой плазмы и взаимодействия.

Первичные экспериментальные данные, полученные в ходе представленной серии, приведены в приложении в документе “Протокол экспериментальных исследований параметров преплазмы от параметров предимпульса”.

В ходе экспериментальной сессии была произведена оптимизация задержки между нс-импульсом, предварительно ионизирующим мишень, и основным фс-импульсом. При этом были проведены выстрелы с разной плотностью мишеней при разных задержках, а также калибровочные выстрелы без предварительной ионизации мишеней (см. Протокол экспериментальных исследований параметров преплазмы от параметров предимпульса).

В эксперименте измерялись спектры электронов по свечению IP магнитных спектрометров. Измеренные спектры аппроксимировались одно- и двухтемпературными Максвелловскими распределениями. При оптимизации целевым параметром была температура электронов и их максимальная энергия.

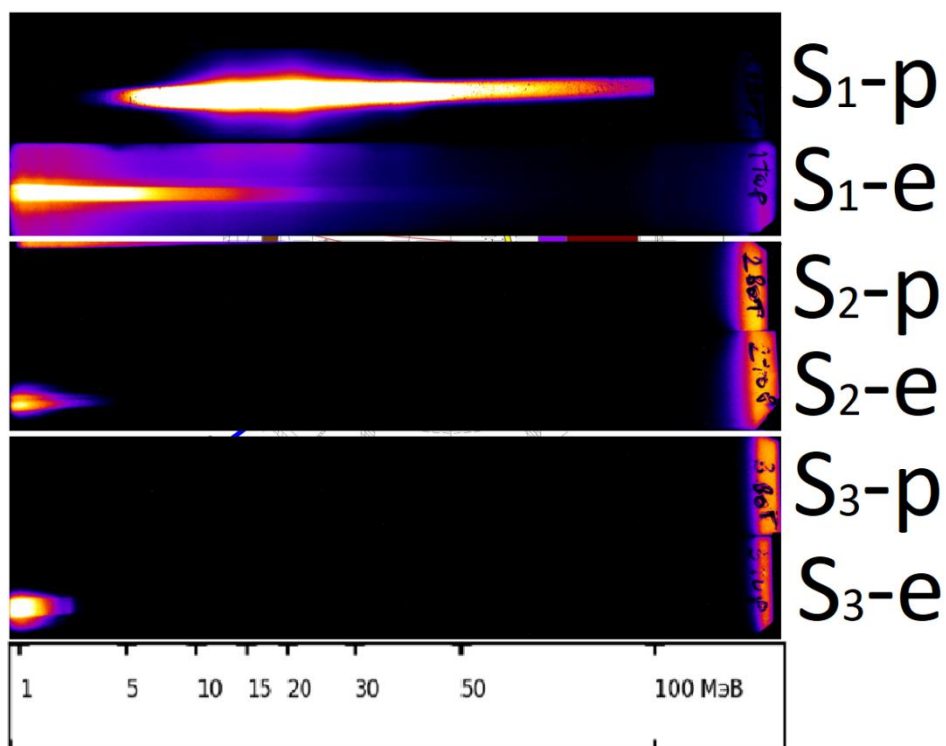


Рисунок 14.5 - Характерный вид первичных экспериментальных данных с магнитных спектрометров. S1 - спектрометр С1, S2 - спектрометр С2, S3 - спектрометр С3. Шкала энергий в МэВ построена для электронных IP, электронные IP обозначены “е”, протонные IP обозначены “р”. Нормировка яркости условная.

На рисунке 14.5 приведен характерный вид первичных экспериментальных данных с магнитных спектрометров. Из рисунка видно, что наибольший электронный сигнал и наибольшая максимальная энергия электронов наблюдается в направлении распространения фс-импульса. В этом же направлении наблюдаются протоны. В других направлениях протонного сигнала не наблюдается. На рисунках 14.6, 14.7 приведено сравнение электронных сигналов при разной задержке.

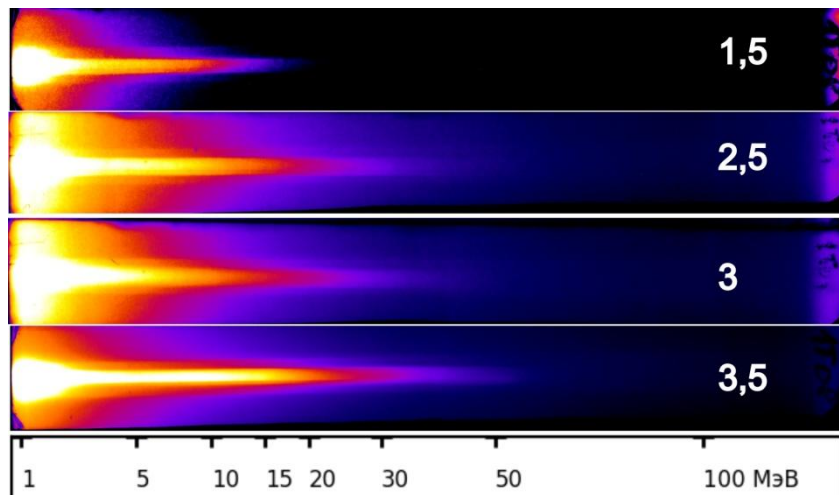


Рисунок 14.6 - Сканы электронных IP спектрометра С1 для мишеней с плотностью 2 мг/см<sup>3</sup> в зависимости от задержки нс-импульса. Соответствующее значение задержки указано в правой части рисунка в нс. Нормировка яркости условная.

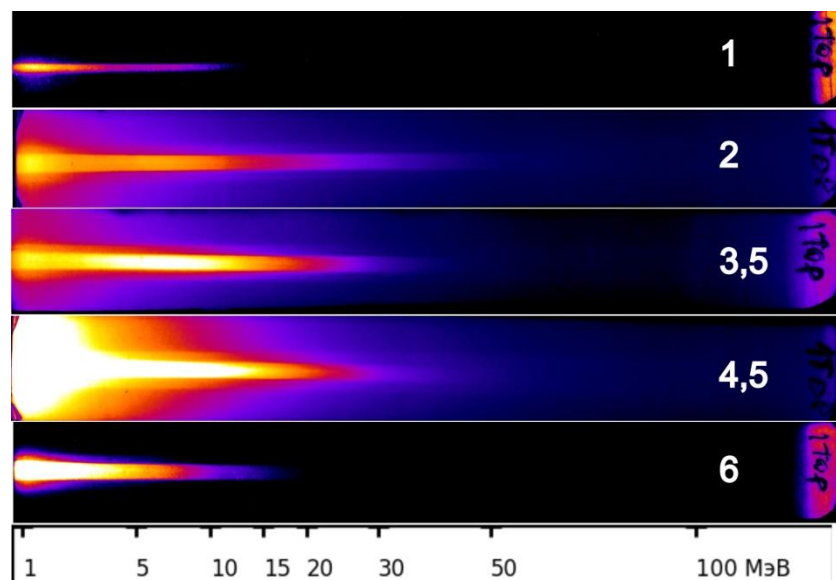


Рисунок 14.7 - Сканы электронных IP спектрометра С1 для мишеней с плотностью 3 мг/см<sup>3</sup> в зависимости от задержки нс-импульса. Соответствующее значение задержки указано в правой части рисунка в нс. Нормировка яркости условная.

Из рисунков видно, что оптимальное значение задержки между нс- и фс-импульсами находится в диапазоне 2 - 3.5 нс.

Часть выстрелов была проведена с накоплением сигнала с нескольких близких по параметрам низкоплотных мишеней. Такой подход значительно увеличивает точность определения электронных температур. На рисунке 14.8 показан спектр пучка электронов для мишени с плотностью 2 мг/см<sup>3</sup> при задержке 3 нс.

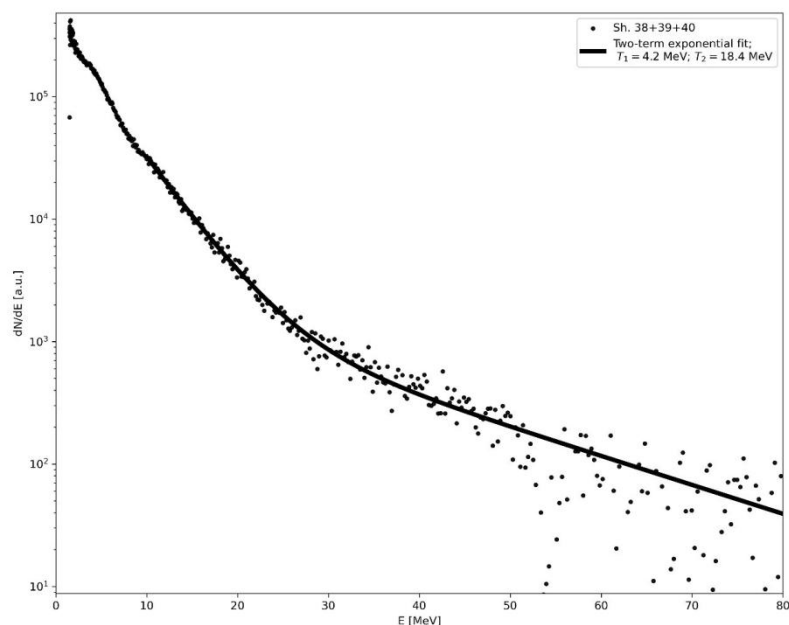


Рисунок 14.8 - Накопленный за 3 выстрела спектр электронов для оптимальной задержки для низкоплотной мишени плотностью 2 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 375, 450 и 500 мкм. Проведена аппроксимация двух-температурным распределением.

Таким образом получены следующие первичные результаты:

- собрана экспериментальная схема, включающая диагностику фокального пятна, спектрометры ускоренных электронов, а также диагностика хаарктеристического излучения плазмы;
- разработана и опробирована оригинальная методика наведения на мишень с помощью острия субмикронного размера;
- проведены первичные эксперименты, в которых получены первичные экспериментальные данные со всех диагностик;
- проведено исследование зависимости спектров тепловых электронов от задержки нспредымпулса и при отсутствии предымпулса;
- при апроксимации спектра, полученного при оптимальной задержки преимпульса, показано наличие низкотемпературной компоненты с температурой 4.2 МэВ и высокотемпературной компоненты с температурой 18.4 МэВ, которая превышает низкую температуру более чем в 4 раза.



## **15 Создание спектрометра МР и ЭУФ излучения. Создание макета микроскопа для имиджинга лазерного факела**

Излучение бетатронного источника обладает довольно широким спектром от единиц эВ до десятков кэВ (в зависимости от параметров лазерного импульса и профиля концентрации прозрачной плазмы) [236]. Интенсивность и спектральные характеристики источника является важной информацией для понимания физики процесса генерации бетатронного излучения. С другой стороны, известно, что соответствующая структура электронного пучка на выходе из области взаимодействия может быть довольно сложной. Например, в работе [237] показано, что в зависимости от соотношения  $P/P_{cr}$  (отношение мощности лазерного импульса к критической мощности для релятивистской самофокусировки), электронные пучки могут быть как единичными, так и “кластеризованными”. В связи с этим большой интерес представляет непосредственный имиджинг источника, который предоставит информацию о его тонкой пространственной структуре и позволит получить новые знания о физике взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом.

В связи с этим в рамках проекта были разработаны приборы для диагностики излучения бетатронного источника в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах длин волн.

### **Спектрометр МР и ЭУФ излучения**

На базе разработанного на первом этапе выполнения проекта макета зеркального спектрометра создан универсальный лабораторный прибор – спектрометр МР и ЭУФ излучения, обеспечивающий спектральное разрешение ( $\delta\lambda$ ) 0,15-1,0 нм в диапазоне длин волн 7-30 нм.

Прибор работает по схеме, представленной на рисунке 15.1.

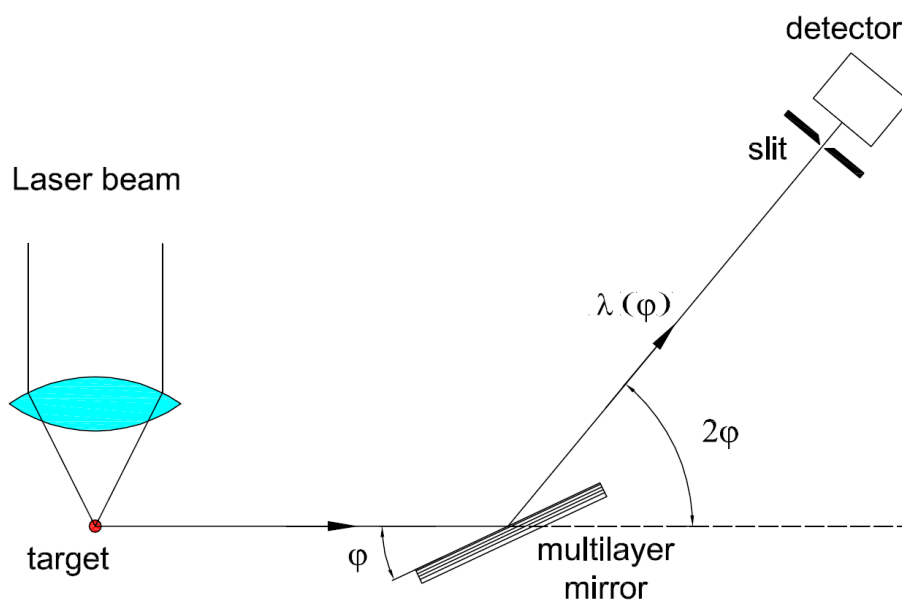


Рисунок 15.1 – Схема спектрометра МР и ЭУФ излучения

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° до 75°. 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 φ детектор поворачивался на угол 2φ. 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 (1).

$$2d \cdot \sin(\varphi) = m \cdot \lambda, \quad (1)$$

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.

Была разработана ЭКД спектрометра МР и ЭУФ излучения (РАВМ.201159.101). Сборочный чертеж спектрометра представлен на рисунке 15.1.



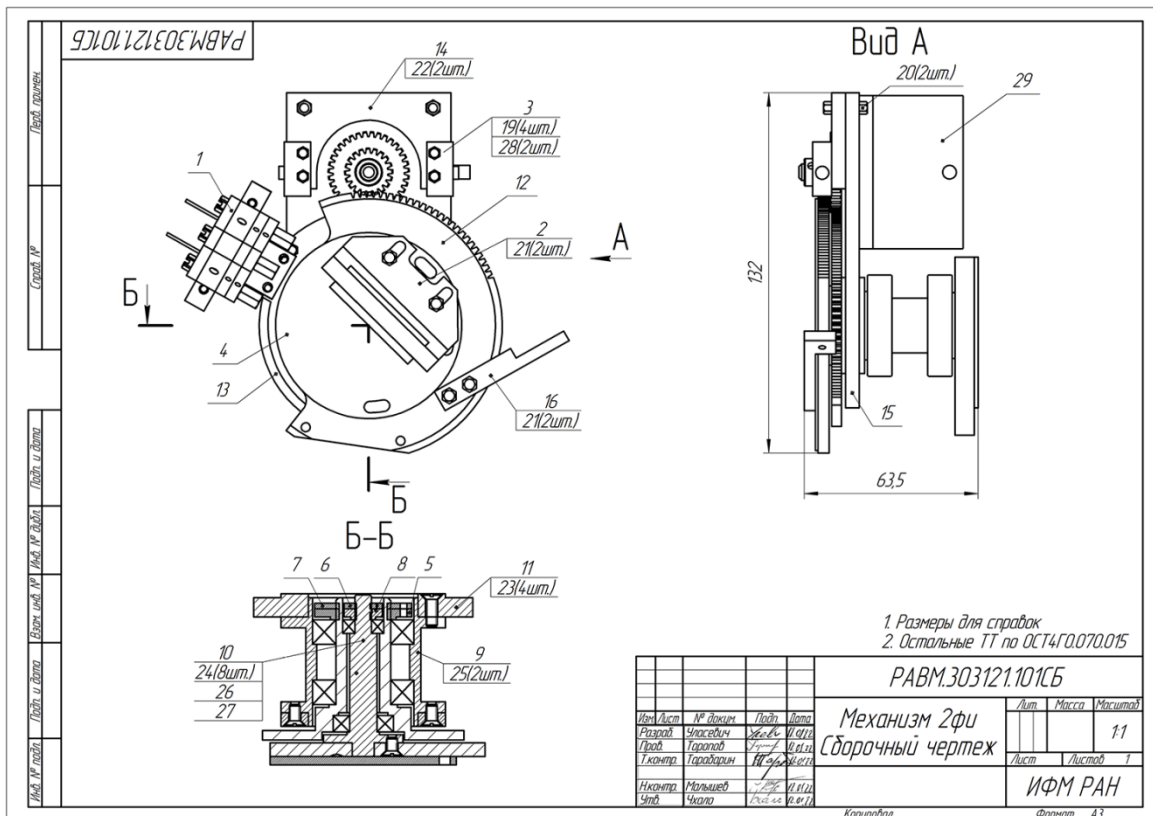


Рисунок 15.3 – Сборочный чертёж поворотного столика спектрометра МР и ЭУФ излучения

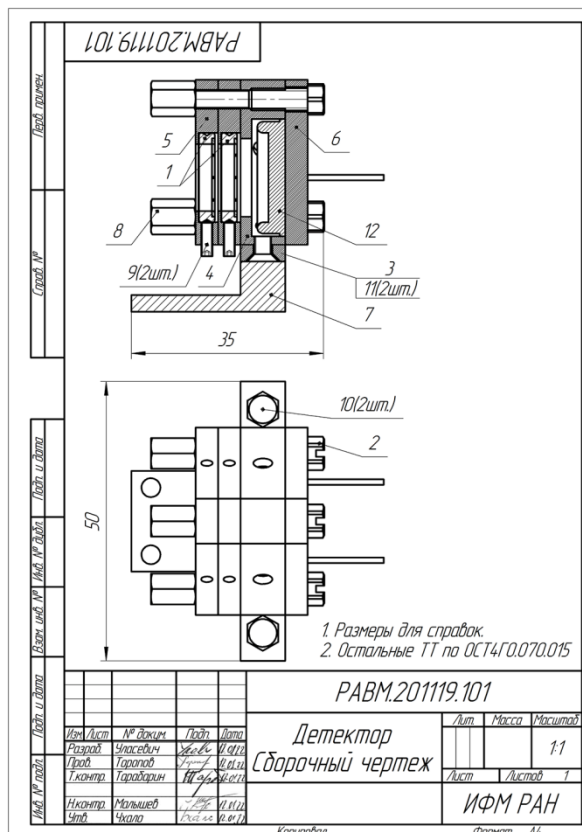


Рисунок 15.4 – Сборочный чертёж узла детектора спектрометра МР и ЭУФ излучения. Основные элементы: 1 – фильтр; 12 – детектор (фотодиод SPD-100UV)

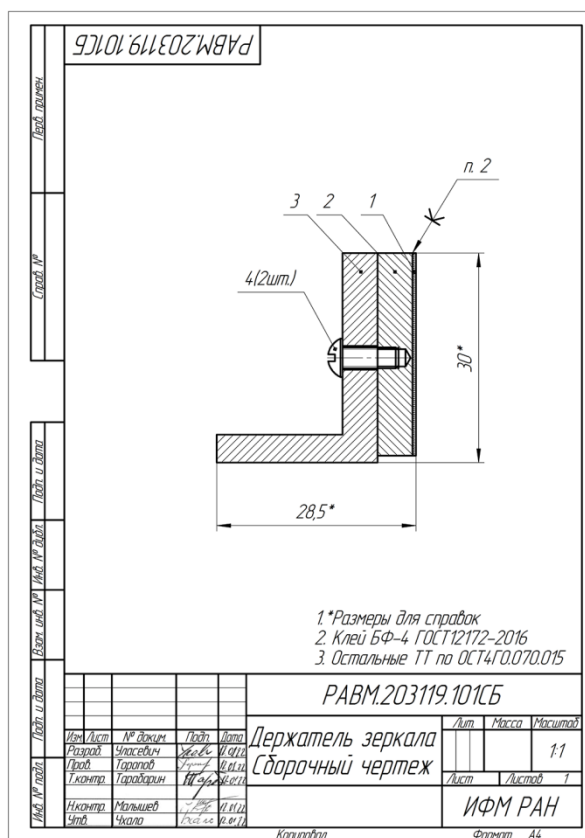


Рисунок 15.5 – Сборочный чертёж держателя рентгеновского зеркала спектрометра МР и ЭУФ излучения

Перекрыть спектральный диапазон в длинах волн от 7 до 30 нм удалось за счет разделения его на 3 части: 1.  $\lambda=7-12$  нм; 2.  $\lambda=11-18$  нм и 3.  $\lambda=17-30$  нм. Для каждого поддиапазона была рассчитана, синтезирована и исследована многослойная структура. Оптимизация проводилась не только из соображений получения высоких коэффициентов отражения в заданном интервале длин волн, но также и обеспечения удовлетворительного спектрального разрешения (не хуже 1 нм). Таким образом, удалось синтезировать 3 структуры:

1. Зеркало Mo/W4C ( $\Delta\lambda=7-12$  нм) с периодом  $d=6,5$  нм.
2. Зеркало Mo/Be ( $\Delta\lambda=11-18$  нм) с периодом  $d=9,8$  нм.
3. Зеркало Be/Si/Al ( $\Delta\lambda=17-30$  нм) с периодом  $d=18,2$  нм.

Все три структуры были исследованы на Курчатовском источнике синхротронного излучения “КИСИ Курчатов” (Станция “ФАЗА”). По результатам исследования методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (энергия квантов  $E=12$  кэВ) были восстановлены структурные параметры зеркал и с помощью фитирования кривых отражения в программе Multifitting [238] рассчитаны спектральные характеристики в рабочем диапазоне длин волн. На рисунках 15.6-15.8 представлены угловые зависимости

отражения рентгеновского излучения с энергией 12 кэВ от структур Mo/W<sub>4</sub>C, Mo/Be и Be/Si/Al соответственно.

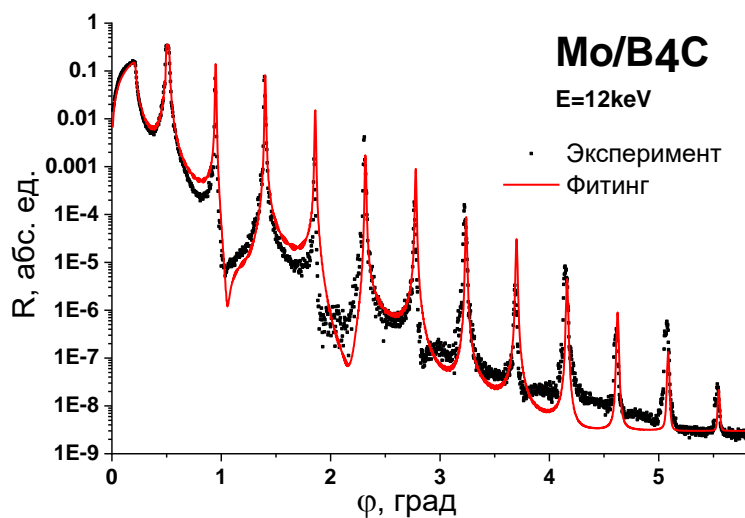


Рисунок 15.6 – Экспериментальная и теоретическая зависимости зеркального отражения рентгеновского излучения с энергией E=12,0 кэВ от угла скольжения для МРЗ Мо/W<sub>4</sub>C

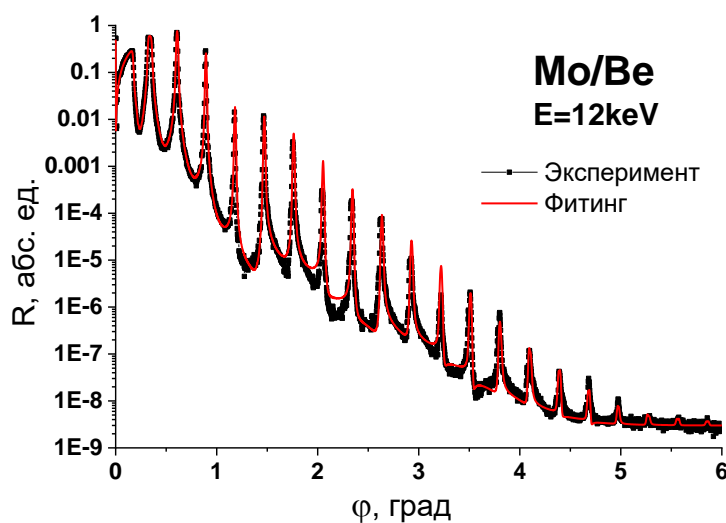


Рисунок 15.7 – Экспериментальная и теоретическая зависимости зеркального отражения рентгеновского излучения с энергией E=12,0 кэВ от угла скольжения для МРЗ Мо/Be

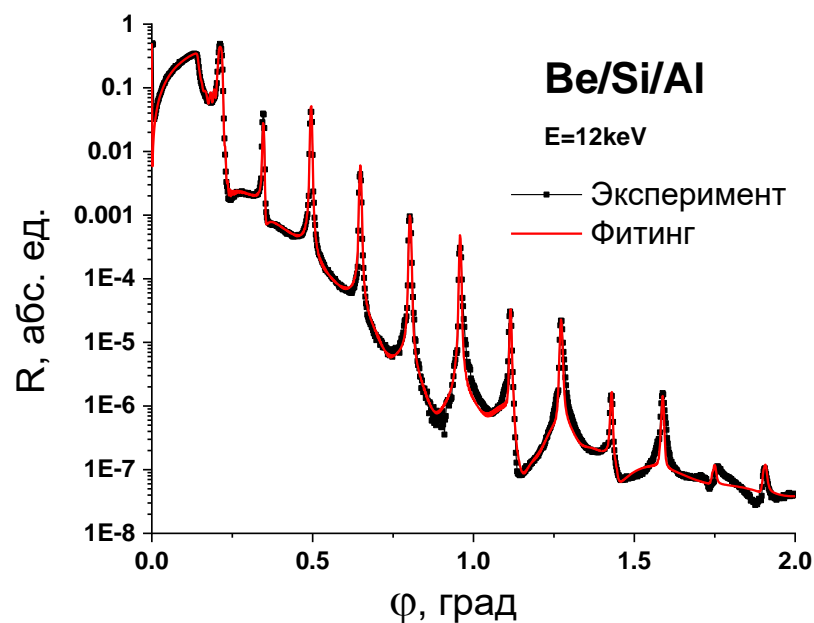


Рисунок 15.8 – Экспериментальная и теоретическая зависимости зеркального отражения рентгеновского излучения с энергией  $E=12,0$  кэВ от угла скольжения для МРЗ Be/Si/Al

По данным рефлектометрических измерений на энергии излучения 12 кэВ были определены структурные параметры многослойных рентгеновских зеркал (см. таблицу 1).

Таблица 15.1 – Структурные параметры МРЗ спектрометра

Структуры	Число периодов	Толщина периода, нм	Толщина слоя, нм	Ширина переходной области, нм
Mo/B4C	60	6,50	B4C – 3,9	$\sigma(\text{Mo-on-B4C}) - 0,46$
			Mo – 2,6	$\sigma(\text{B4C-on-Mo}) - 0,29$
Mo/Be	50	9,83	Be – 7,5	$\sigma(\text{Mo-on-Be}) - 0,7$
			Mo – 2,34	$\sigma(\text{Be-on-Mo}) - 0,29$
Be/Si/Al	40	18,2	Al – 9,80	$\sigma(\text{Be-on-Al}) - 0,80$
			Si – 1,0	$\sigma(\text{Al-on-Si}) - 0,60$
			Be – 7,40	$\sigma(\text{Si-on-Be}) - 0,80$

Таким образом, были определены структурные параметры на все дисперсионные элементы, обозначенных выше поддиапазонов длин волн. Для каждого зеркала в программе Multifitting была рассчитана градуировочная кривая (зависимость отраженной длины волны от угла падения излучения), которая в свою очередь была проверена на нескольких длинах волн внутри рабочего диапазона с помощью лабораторного рентгеновского рефлектометра на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ-500 [239]. Градуировочные кривые, кривые спектральной зависимости спектрального разрешения (полуширина брэгговского максимума на полувысоте) и

угловые зависимости зеркального отражения излучения ( $R(\varphi)$ ) на некоторых линиях характеристического излучения для всех трех структур представлены на рис.9-17.

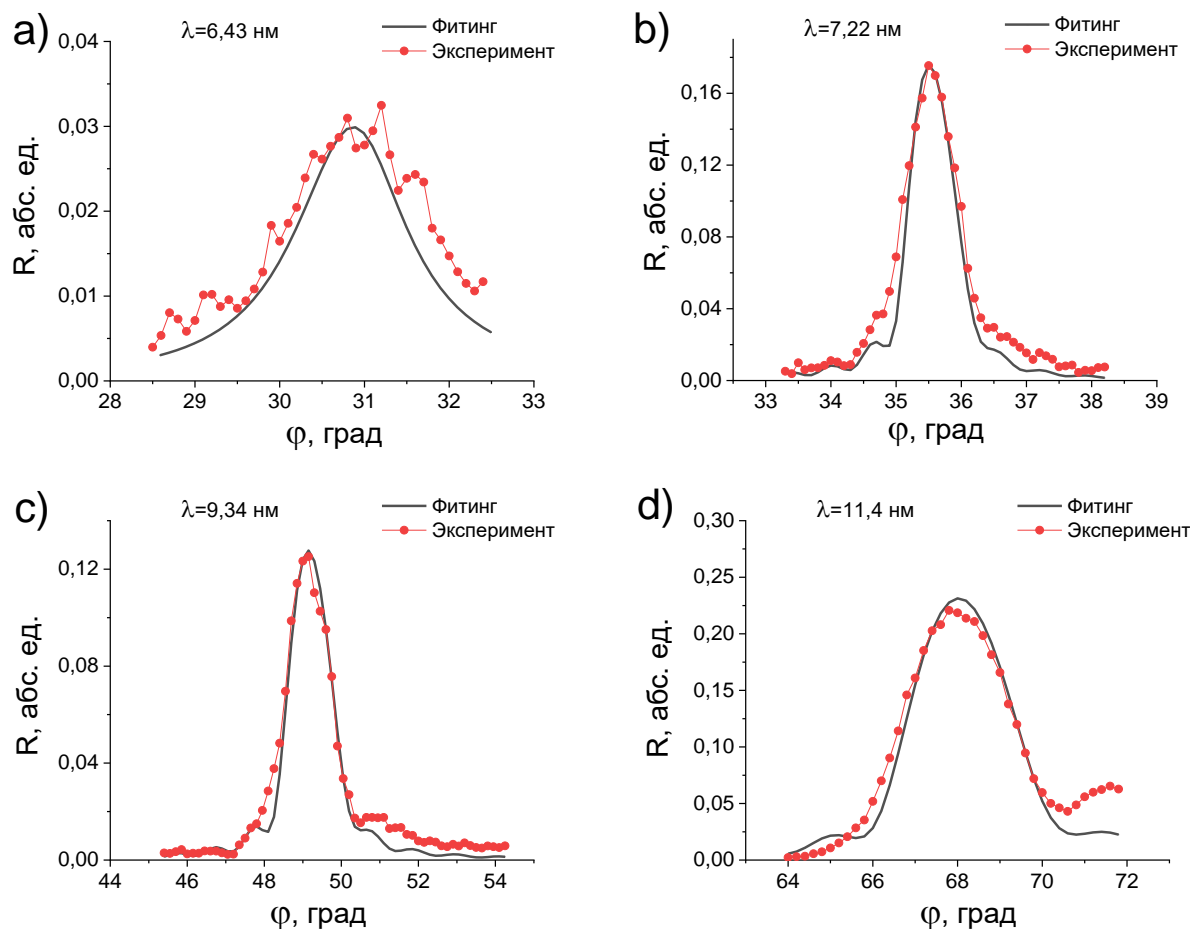


Рисунок 15.9 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=6,43$  нм (а),  $\lambda=7,22$  нм (б),  $\lambda=9,34$  нм (с),  $\lambda=11,4$  нм (д). Точки - результаты измерений, сплошная линия - результат моделирования

С учетом представленных выше измерений в программе Multifitting была построена градуировочная кривая соотношения угла Брэгговского отражения многослойного зеркала Mo/B4C с периодом  $d=6,5$  нм длине волны рентгеновского излучения в диапазоне ( $\lambda=6,5-12,0$  нм) (рисунок 15.9).



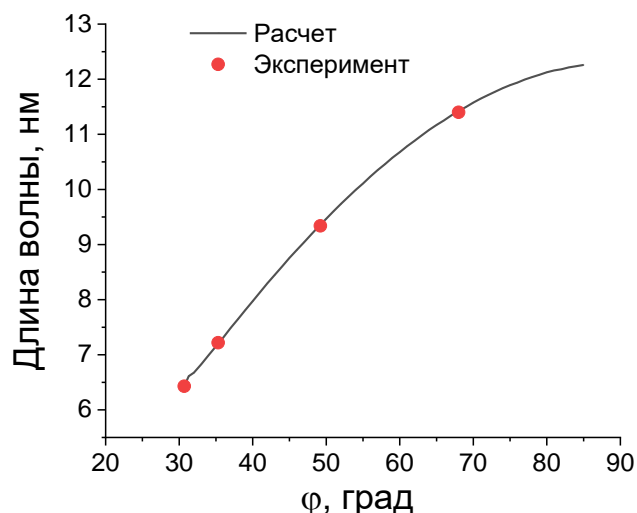


Рисунок 15.10 – Градуировочная кривая для зеркала Мо/В4С

Спектральная ширина пика отражения полувысоте определялась из моделирования экспериментальных угловых кривых, полученных на рефлектометре на базе рентгеновского спектрометра монохроматора РСМ-500.

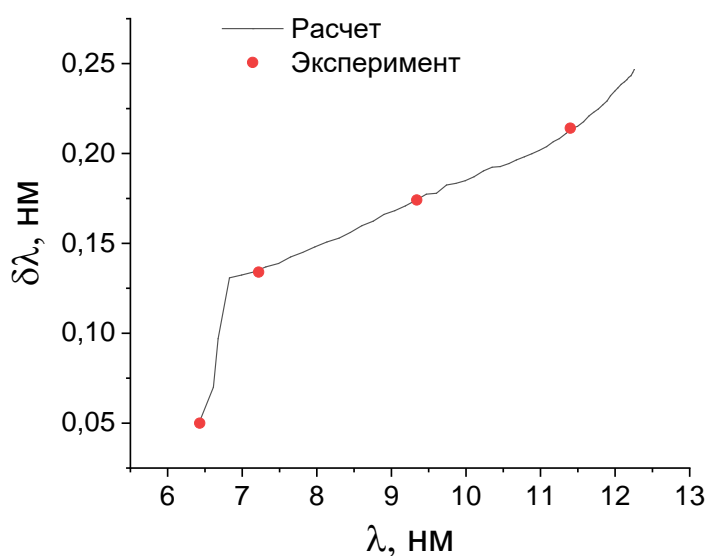


Рисунок 15.11 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Мо/В4С от длины волны. Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией - расчет в программе Multifitting

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.

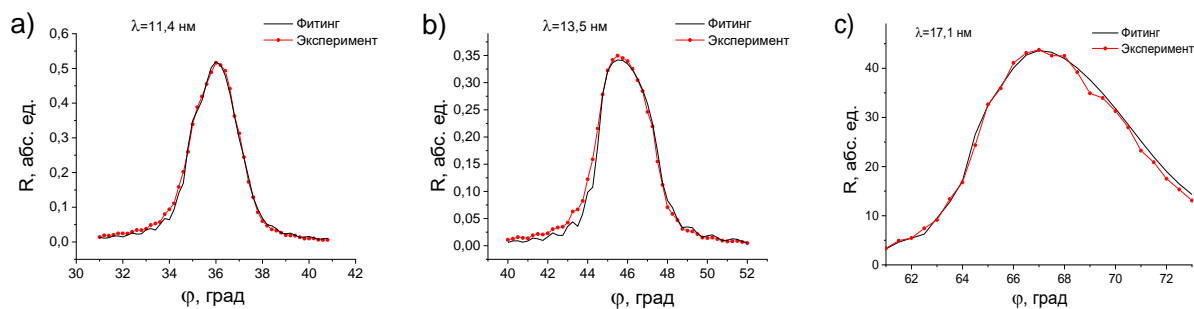


Рисунок 15.12 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=11,4$  нм (а),  $\lambda=13,5$  нм (b) и  $\lambda=17,1$  нм (с). Точки - результаты измерений, сплошная линия - результат моделирования

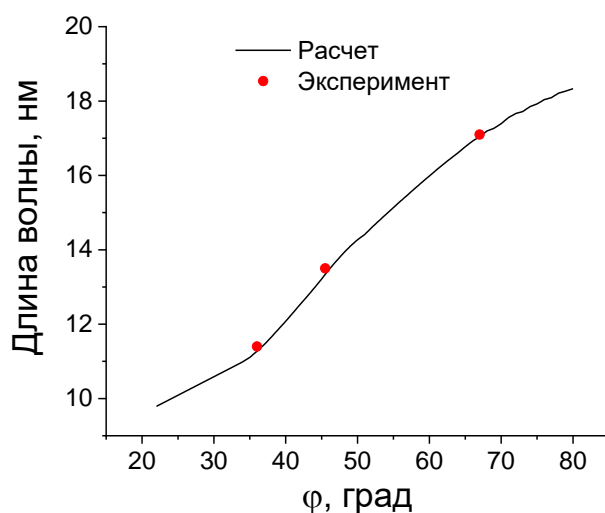


Рисунок 15.13 – Градуировочная кривая для зеркала Мо/Ве

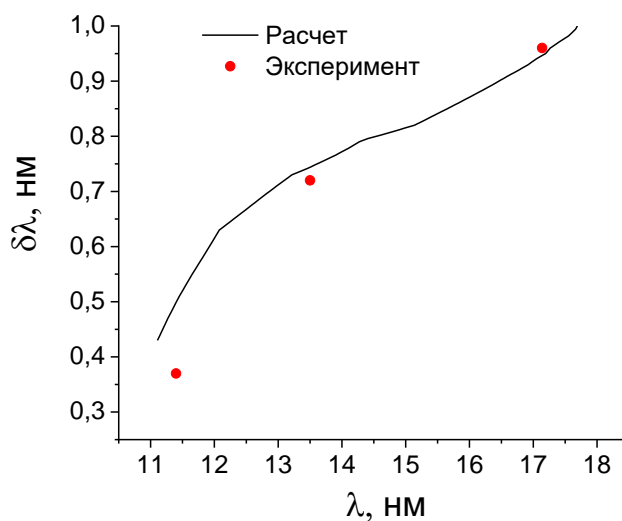


Рисунок 15.14 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Мо/Ве от длины волны. Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией - расчет в программе Multifitting

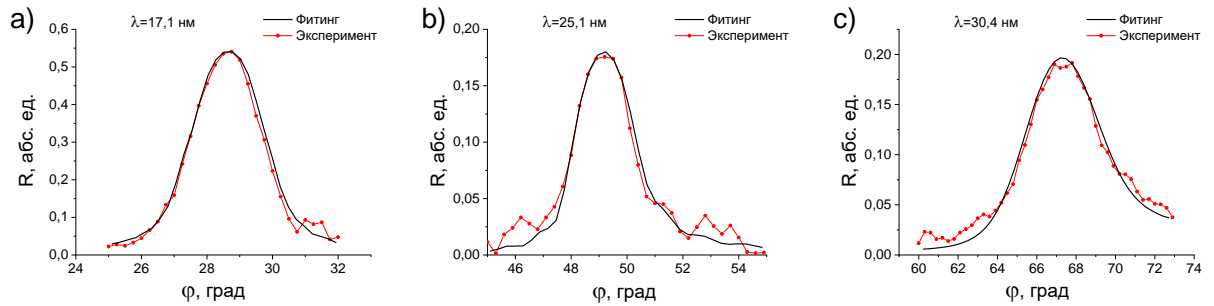


Рисунок 15.15 – Зависимость  $R(\varphi)$ , на длинах волн  $\lambda=17,1$  нм (а),  $\lambda=25,1$  нм (b) и  $\lambda=30,4$  нм (с). Точки - результаты измерений, сплошная линия - результат моделирования

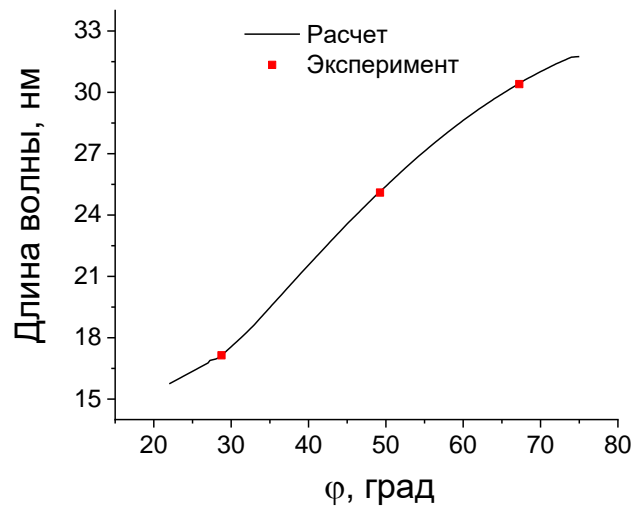


Рисунок 15.16 – Градуировочная кривая для зеркала Be/Si/Al

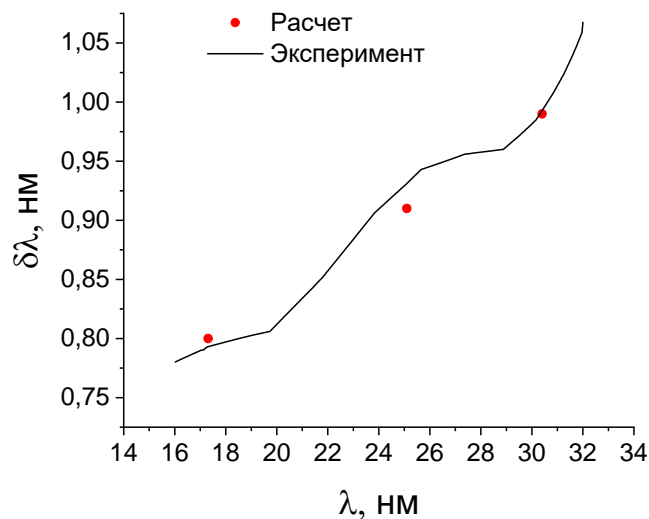


Рисунок 15.17 – Зависимость полуширины кривой отражения зеркала Be/Si/Al от длины волны. Точками показаны результаты измерения на рефлектометре, сплошной линией - расчет в программе Multifitting

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.

В качестве детектора на приборе применен кремниевый фотодиод SPD-100UV. Данный фотодиод позволяет регистрировать излучения в широком спектральном диапазоне от мягкого рентгеновского до видимого и ближнего ИК диапазонов. Подробно характеристики, состав и принципы работы фотодиода описаны в [240]. Детектор прокалиброван в спектральном диапазоне 0,01-40 нм в Метрологическом центре РТВ (Берлин, Германия) и, таким образом, является вторичным эталоном, что позволяет проводить измерения абсолютной интенсивности излучения в полосе соответствующей спектральному разрешению прибора и телесном угле до  $\Omega=5 \cdot 10^{-4}$  страд в зависимости от расстояния до источника. Спектральная чувствительность детектора представлена на рисунке 15.18.

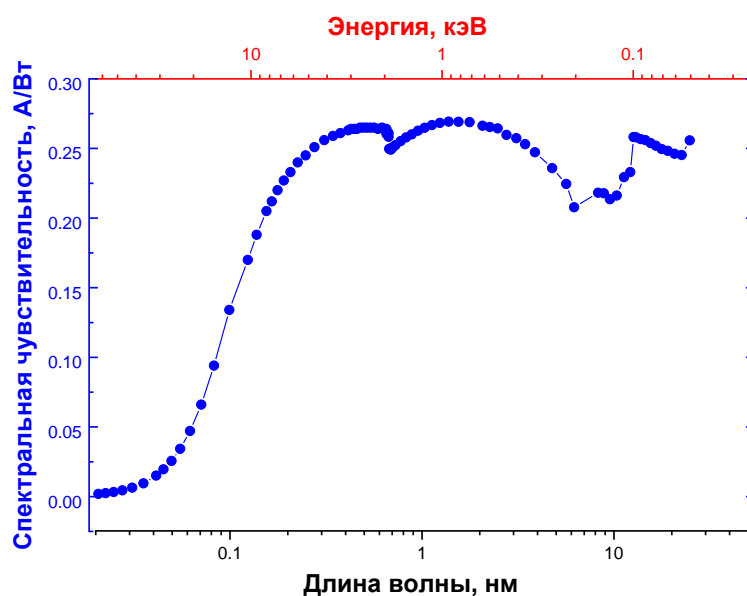


Рисунок 15.18 – Спектральная зависимость чувствительности детектора SPD-100UV, измеренная в институте метрологии РТВ (Берлин, Германия)

Спектрометр корпусирован в вакуумный объем с входным фланцем и может быть подстыкован к исследуемому источнику. Корпус снабжен быстросъемной верхней крышкой, что позволяет оперативно менять диапазон регистрации путем замены дисперсионного элемента (многослойного рентгеновского зеркала). Внешний вид спектрометра изображен на рисунке 15.19. Основные характеристики представлены в таблице 2.

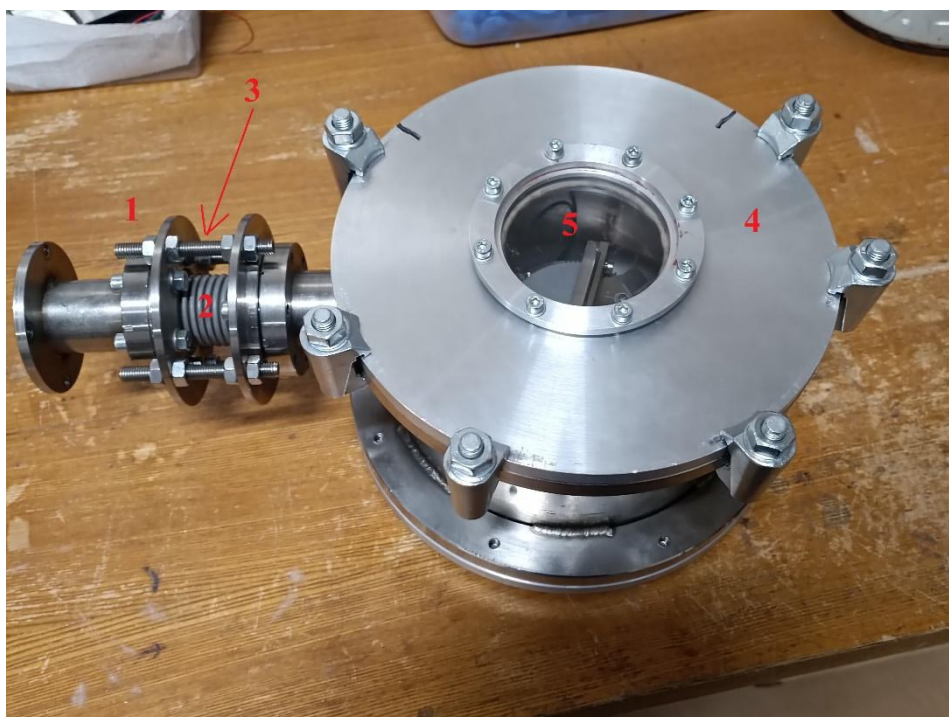


Рисунок 15.19 – Фотография спектрометра. 1 - соединительный фланец CF40, 2 - гибкий сильфон, 3 - юстировочные винты, 4 - верхняя крышка, 5 - иллюминатор

Таблица 15.2 – Основные характеристики спектрометра

Характеристика	Значение
Рабочий диапазон длин волн	3-30 нм
Спектральное разрешение	0,05-0,8 нм
Рабочий диапазон углов сканирования	15-70 град
Детектор	Фотодиод SPD-100UV
Чувствительность усилителя сигнала	Импульсный режим измерений «1 диапазон» - $1,93 \cdot 10^{-9}$ Кл/В «2 диапазон» - $1,64 \cdot 10^{-10}$ Кл/В «3 диапазон» - $2,18 \cdot 10^{-11}$ Кл/В  Непрерывный режим измерений «1 диапазон» - $1 \cdot 10^{-4}$ А/В «2 диапазон» - $1 \cdot 10^{-5}$ А/В «3 диапазон» - $1 \cdot 10^{-6}$ А/В
Габариты вакуумной камеры прибора	Диаметр 250 мм Высота 170 мм
Управление	Программа LScan_PC
Тип фланца для подключения	CF40
Необходимый уровень вакуума	Не хуже $10^{-2}$ Па
Размеры используемых МРЗ	54*29 мм
Диаметр ограничивающей диафрагмы	4 мм

## Макет микроскопа для имиджинга лазерного факела

### Конструкция микроскопа

Расчет оптической схемы микроскопа осуществлялся в программном пакете Zemax [241]. Прибор построен по схеме объектива Шварцшильда с двумя сферическими зеркалами и увеличением  $\times 5$ . Расчетные геометрические параметры прибора приведены на рисунке 15.20.

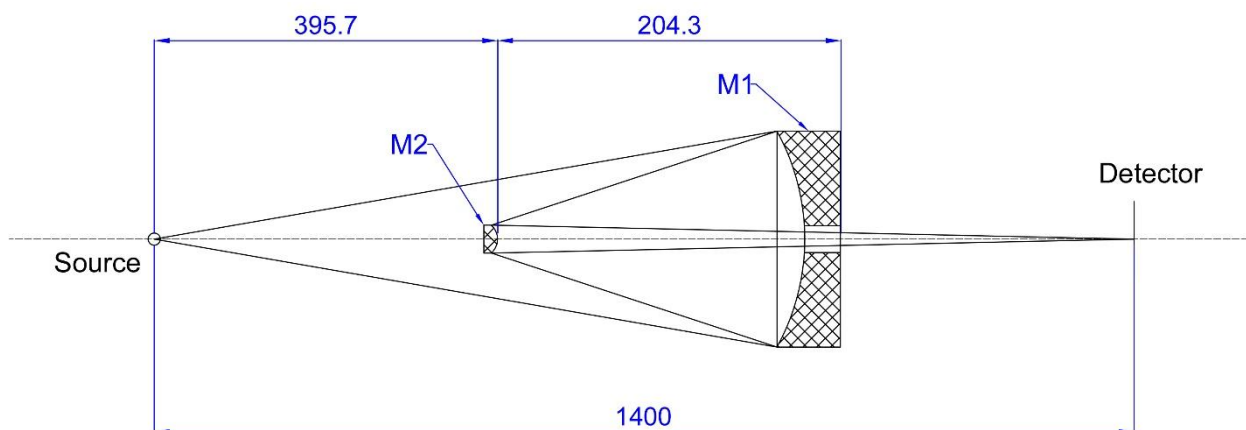


Рисунок 15.20 – Рентгенооптическая схема микроскопа. M1 – первичное вогнутое зеркало  $\varnothing 37,2$  мм; M2 – вторичное выпуклое зеркало  $\varnothing 12,0$  мм

В качестве регистрирующего элемента в приборе предполагается применение ПЗС матрицы Andor DX440-BN, с размером пикселя  $13,5 \times 13,5$  мкм, площадь матрицы  $27,6 \times 6,9$  мм<sup>2</sup> (2048x512 пикселей). Расчетное “пиксельное” разрешение прибора (размытие изображения точечного источника за счет aberrаций оптической системы вписывается в 1 пиксель регистрирующей матрицы) достигается при aberrационных искажениях волнового фронта по параметру RMS не более 4,5 нм и составляет 2,75 мкм в плоскости объекта при поле зрения  $1,2 \times 1,2$  мм.

Физические размерные параметры подложек для МРЗ составили: M1 (вогнутое) внешний диаметр – 46 мм, внутренний – 14 мм, радиус кривизны – 227,0 мм; M2 (выпуклое) диаметр 12 мм, радиус кривизны – 405,5 мм. Конструкция объектива представлена на рисунке 15.21.

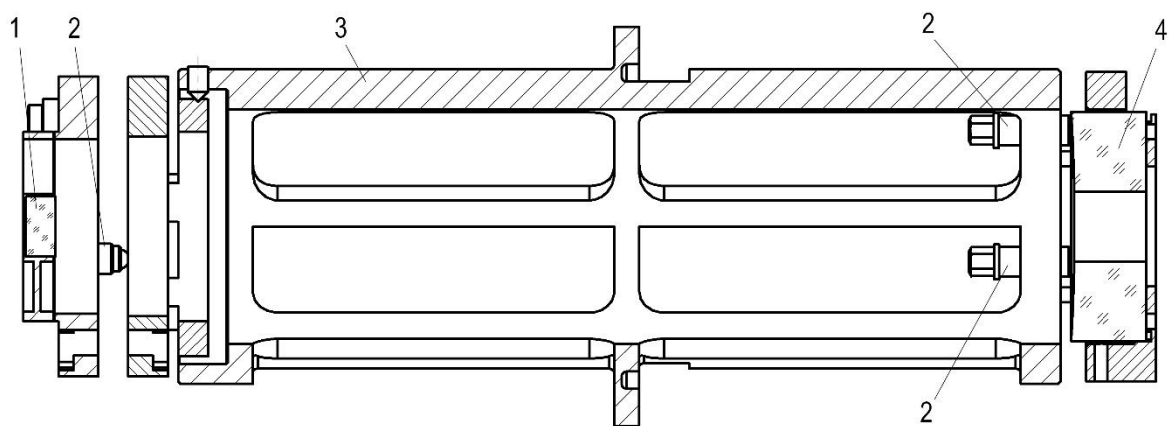


Рисунок 15.21 – Конструкция объектива. 1 – выпуклое зеркало M2; 2 – юстировочные винты; 3 – корпус объектива; 4 – вогнутое зеркало M2

Соосность установки зеркал обеспечивается цельно-точенной конструкцией корпуса объектива. Крепление оправ МРЗ осуществлялось с помощью прижимных винтов. Для точной установки расстояния между зеркалами для вогнутого зеркала (M1) предусмотрена регулировка с помощью регулировочных винтов. Детектор стыкуется с вакуумным объемом микроскопа через специализированный фланец, что упрощает проведение предварительной юстировки прибора.

Для обеспечения “пиксельного” разрешения была проведена коррекция волновых aberrаций, вносимых объективом, поскольку, изготовленные механическим притиром поверхности после сборки показали ошибки волнового фронта на уровне  $RMS \sim 13$  нм. Коррекция производилась методом ионно-пучкового травления. Подробно методика коррекции локальных ошибок формы малоразмерным и широкоапертурным ионными пучками описана в [242]. Aberrации волнового фронта исправлялись коррекцией формы первичного “большого” вогнутого зеркала M1 методом ионно-пучкового травления. После трех итераций (одной осесимметричной широкоапертурным ионным пучком и двух локальных малоразмерным ионным пучком) ошибки волнового фронта первичного зеркала M1 были уменьшены более чем в 6 раз до  $RMS \sim 2,1$  нм. Карты ошибки формы поверхности M1 до и после коррекции представлены на рисунке 15.22.

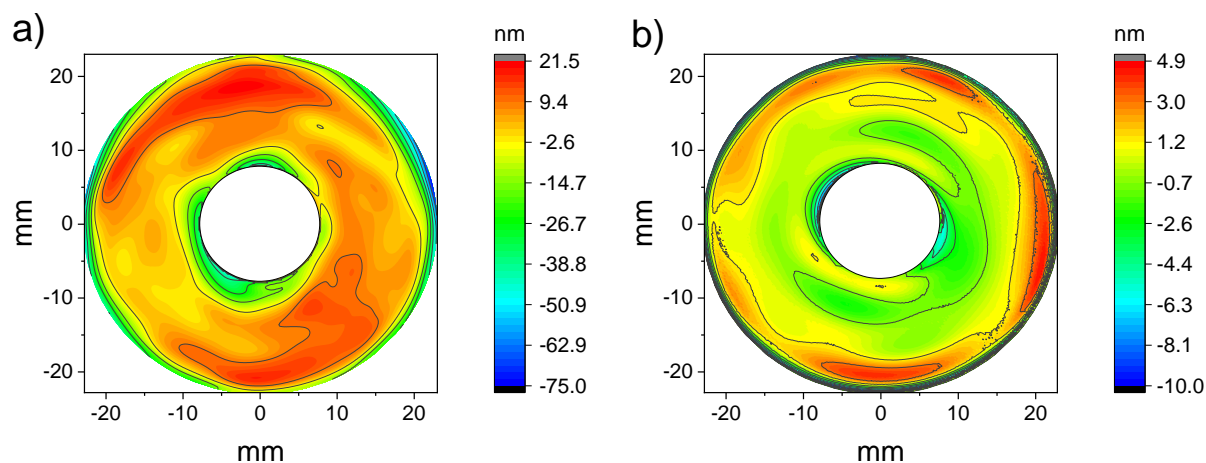


Рисунок 15.22 – Карта поверхности зеркала M1. а) до ионной коррекции (RMS=12,8 нм); б) после ионной коррекции (RMS=2,1 нм)

В качестве рабочей длины волны прибора была выбрана  $\lambda=13,4$  нм (рабочая длина волны проекционной ЭУФ литографии). Все рентгенооптические элементы были оптимизированы на данную длину волн.

Спектральная чувствительность детектора Andor DX440-BN представлена на рисунке 15.23.

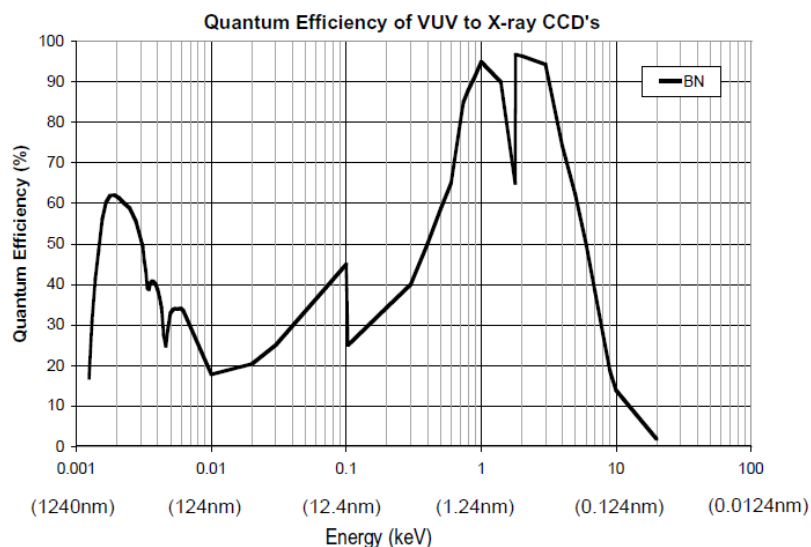


Рисунок 15.23 – Спектральная чувствительность рентгеновского 2D детектора Andor DX440-BN

Для обрезания длинноволнового фона от источника излучения на входе прибора и непосредственно перед детектором МР и ЭУФ излучения устанавливается тонкопленочный абсорбционный фильтр. В данном случае была разработана структура на основе пары материалов молибдена и бериллия:  $\text{MoSi}_2$  (2.5 нм)/Mo (2 нм)(Be - 3 нм, Mo - 2 нм)\*30 периодов/  $\text{MoSi}_2$  (2.5 нм) (общая толщина 157 нм). Структура начиналась и заканчивалась тонкой пленкой силицида молибдена ( $\text{MoSi}_2$ ), которая в данном случае



выступала в качестве защитной “крышки” (т.н. cap layer), защищающей молибден от окисления и, как следствие, деградации рентгенооптических свойств. Расчетная спектральная зависимость коэффициента пропускания фильтра и измеренная на рабочей длине волны ( $\lambda=13,4$  нм) представлены на рисунке 15.24.

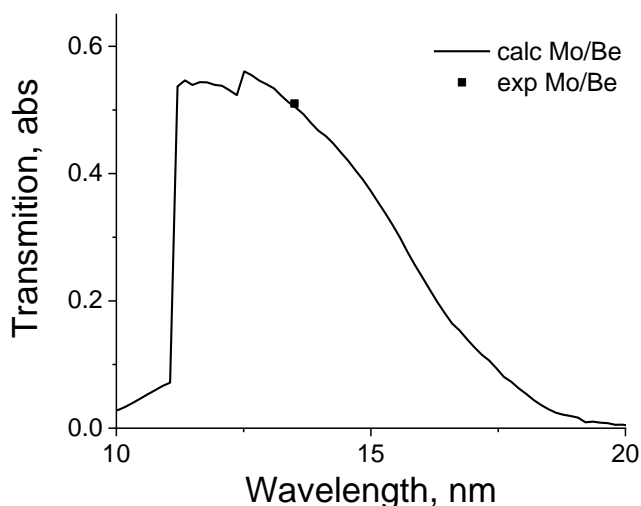


Рисунок 15.24 – Коэффициент пропускания фильтра Mo/Be, расчет (сплошная) эксперимент (точка)

В качестве отражающих покрытий на подложки со скорректированной формой поверхности были нанесены многослойные Mo/Si рентгеновские зеркала, оптимизированные на длину волны 13,4 нм. Многослойные структуры наносились методом магнетронного напыления на установке [243] и представляли собой композицию, состоящую из 40 периодов (бислоев) Mo толщиной 2,7 нм и Si толщиной 4,1 нм. С целью сохранения качества формы поверхностей и, как следствие, пространственного разрешения прибора, была применена технология компенсации внутренних напряжений в пленках. Компенсация внутренних напряжений в многослойной структуре Mo/Si осуществляется за счет изменения соотношения толщин материалов в периоде [244]. Отклонение соотношения толщин в периоде от оптимальных приводит к незначительному снижению коэффициента отражения, однако, позволяет избавиться от паразитных деформаций подложки и сохранить созданную на этапе ионно-пучковой коррекции форму поверхностей зеркал, и обеспечить расчетное пространственное разрешение. Отражательные характеристики зеркал объектива приведены на рисунке 15.25.

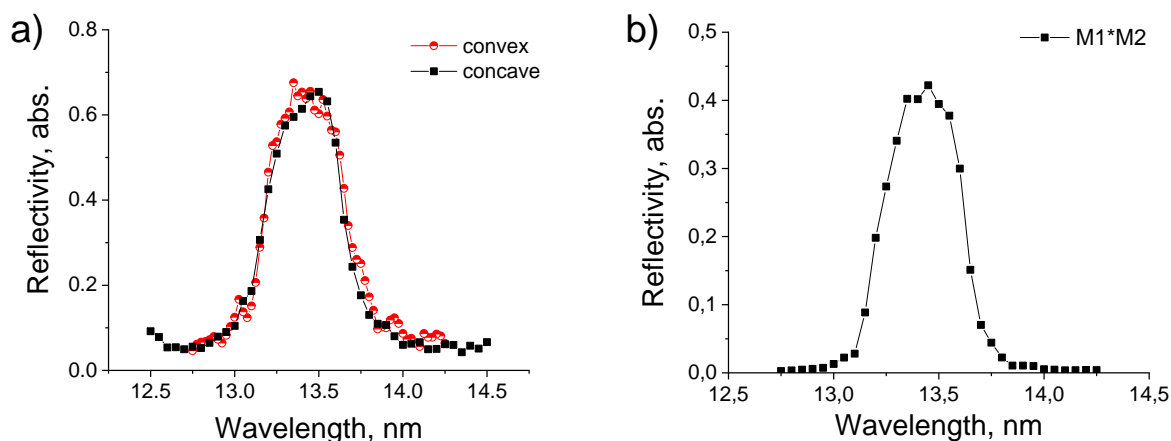


Рисунок 15.25 – Спектральные зависимости коэффициента отражения зеркал объектива (a) и их свертка (b)

После сборки объектива на интерферометре с дифракционной волной сравнения [245] были измерены волновые aberrации прибора. На рис.26а изображена карта aberrаций объектива Шварцшильда, полученная после сборки прибора.

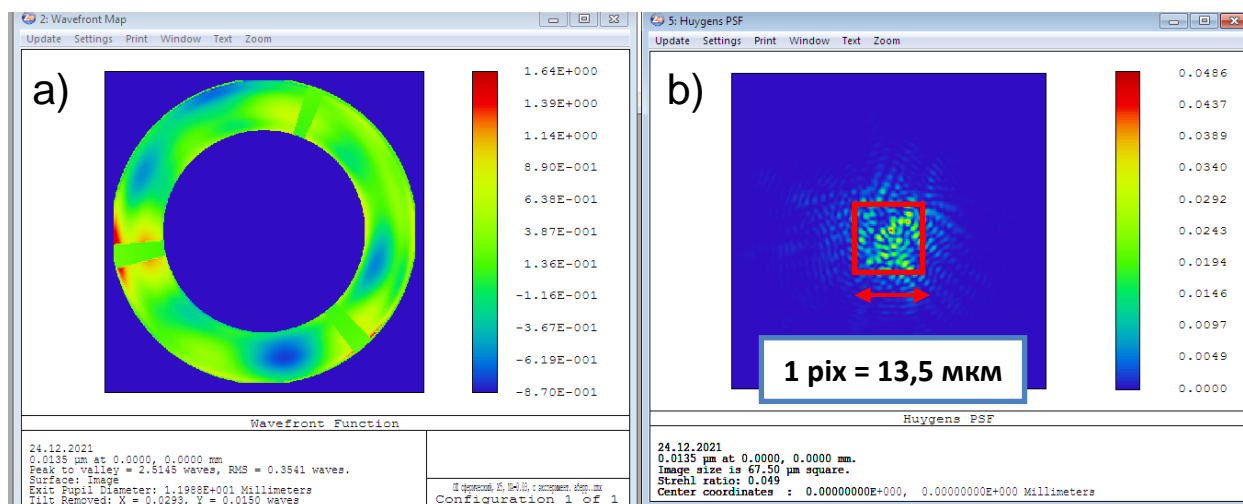


Рисунок 15.26 – Карта aberrаций объектива (RMS=4.5 нм) (измерения) (a) и пятно фокусировки с учетом aberrаций объектива (расчет в программе Zemax) (b)

Как можно видеть, волновые aberrации прибора после нанесения на поверхность подложек многослойных рентгеновских зеркал и сборки объектива составили RMS=4,5 нм, т.е. произошло незначительное искажение формы поверхности, тем не менее это обеспечивает “пиксельное” разрешение. Расчетные пятна фокусировки для данной карты волновых aberrаций, полученные в программе Zemax представлены на рисунке 15.7б.

Таким образом, разработан рентгеновский микроскоп с увеличением  $\times 5$  и полем зрения 1,2x1,2 мм на основе двухзеркального сферического объектива Шварцшильда. Проведена коррекция подложек зеркал, позволившая получить волновые aberrации по

параметру  $RMS=4,5$  нм и обеспечить “пиксельное” разрешение прибора при использовании в качестве детектора ПЗС-матрицы Andor DX440-BN, с размером пикселя  $13,5 \times 13,5$  мкм, площадь матрицы  $27,6 \times 6,9$  мм<sup>2</sup> (2048x512 пикселей). Таким образом, пространственное разрешение микроскопа в плоскости образца составило  $\delta x=2,75$  мкм (x5 увеличение объектива, то пространственное разрешение  $13,5$  мкм/5).

На первом этапе в качестве рабочей длины волны прибора была выбрана  $\lambda=13,4$  нм (длина волны современной ЭУФ нанолитографии). Но путем нанесения на поверхность подложек другой многослойной структуры микроскоп может быть перенастроен на другую длину волны.

## **16 Оптимизация криогенно-кластерного источника рентгеновского излучения с лазерным драйвером**

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

### **16.1 Введение**

Для выявления оптимальных параметров формирования источника мягкого рентгеновского излучения на базе криогенно-кластерных мишеней проведены эксперименты по измерению его абсолютной светимости для различных экспериментальных условий.

### **16.2 Экспериментальный стенд по измерению абсолютной светимости криогенно-кластерного источника**

В экспериментах лазерные импульсы длительностью  $\approx 45$  фс и полной энергией от  $2 \leq E \leq 20$  Дж фокусировались в область пространства внутри сверхзвуковой газовой струи аргона. Диаметр пучка в области перетяжки составлял  $\approx 2$  мкм, что соответствует интенсивности  $I = 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $E = 20$  Дж. Газово-кластерные струи формировались при помощи конического сопла с углом раствора  $40^\circ$ , высотой 2.2 мм и диаметрами 0.25 и 2 мм для входного(критического) и выходного сечений соответственно. Газ под давлением 6 МПа впрыскивался в сопло в течение фиксированного промежутка времени 40 мкс при помощи быстрого электромагнитного клапана. Задержка между моментом открытия клапана и приходом лазерного импульса варьировалась в эксперименте в диапазоне от 200 до 290 мкс. Вариация размеров аргоновых кластеров осуществлялась за счет изменения температуры сопла диапазоне 140–220 К. Понижение температуры осуществлялось за счет криорефрижератора, холодный «палец» которого был приведен в тепловой контакт с корпусом клапана и присоединенным к нему сопла. Для повышения температуры использовался элемент Пельтье. Общий вид системы напуска газа приведен на рисунке 16.1.

Излучение видимого диапазона длин волн, испускаемого в процессе эксперимента из области взаимодействия, собиралось при помощи микрообъектива на находящейся в его плоскости изображения матрице CMOS-камеры. Это позволяло получать изображения и качественно характеризовать состояние (средний размер кластеров) газово-кластерной струи в окрестности перетяжки лазерного пучка (рисунок 16.2).

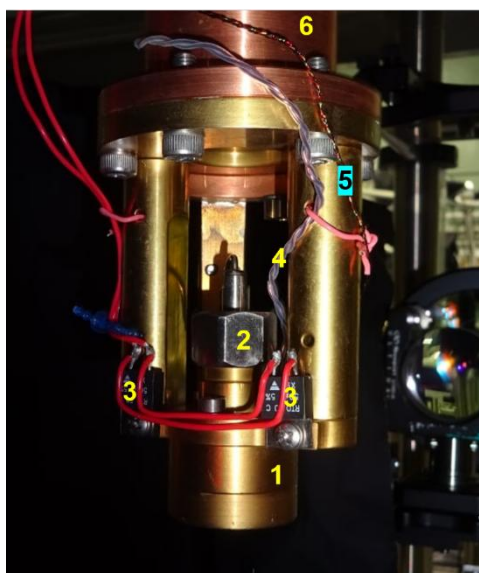
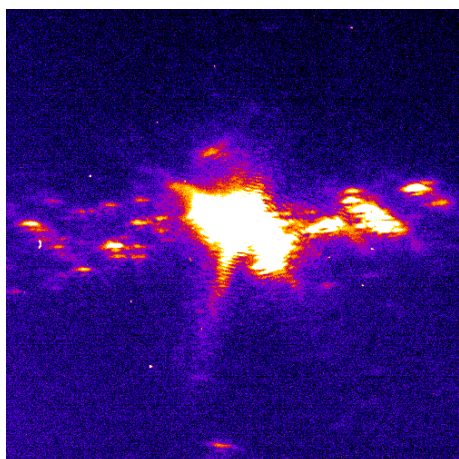
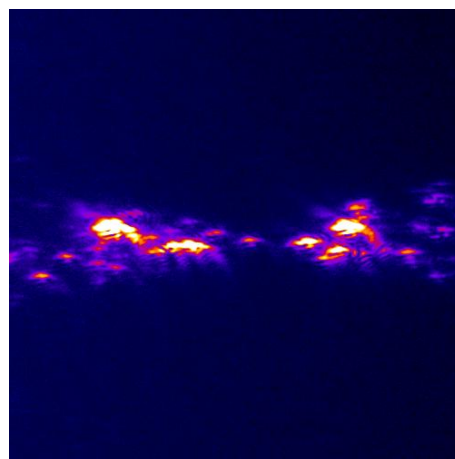


Рисунок 16.1 — система импульсного напуска газа в вакуумный объем с подсистемой варьирования температуры: 1 — корпус электромагнитного клапана; 2 — линия подвода рабочего газа; 3 — элементы Пельтье; 4 — линия электропитания втягивающей катушки клапана; 5 — термопара; 6 — холодный «палец» криорефрижератора



(а)



(б)

Рисунок 16.2 —Изображение области пространства размером  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup> вокруг точки фокусировки лазерного пучка для двух различных состояний вещества (газово-кластерной струи), реализованных в точке фокусировки лазерного излучения: в точке фокусировки (а) находится (б) отсутствует крупный ( с характерным размером  $\sim 1$  мкм) аргонный кластер (группа кластеров)

Для регистрации спектров излучения использовался фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением на базе сферически ( $R = 150$  мм) изогнутого кристаллов кварца (ФСПР) с ПЗС-камерой (Andor DX-434) в качестве детектора рентгеновского излучения. Для получения абсолютных значений выхода регистрируемый сигнал корректировался на суммарную аппаратную функцию оборудования, включающую:

угловой размер диспергирующих кристаллов, эффективность их отражения в исследуемом диапазоне длин волн, квантовую эффективность детектора, а также пропускающую способность фильтров, закрывавших чувствительную матрицу ПЗС-камеры от видимого света. Пример суммарной аппаратной функции приведен на Рисунке 16.3(a). Учет этой функции при обработке экспериментальных данных позволяет получить интенсивность излучения с данной длиной волны в абсолютных единицах мкДж/стерадиан.

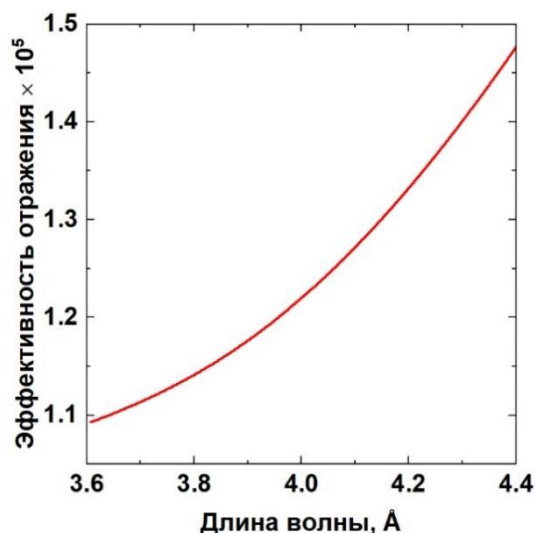


Рисунок 16.3 — Полная аппаратная функция рентгеновского спектрометра ФСПР с кристаллом кварца (индексы Миллера 110) в диапазоне длин волн 3.6–4.4 Å, содержащем длины волн головных линий спектральных серий водородо- и гелиеподобных ионов аргона

На первом этапе экспериментов подбирались оптимальное значение временной задержки между моментом открытия клапана и моментом достижения лазерного импульса точки фокусировки: промежуток времени  $\tau$  между моментами 1 и 2 на Рисунке 16.4. Следует отметить, что во всех случаях акт облучения проводился в момент, когда клапан уже закрыт. Наиболее интенсивный спектр наблюдался при значении  $\tau = 4.785$  мс. Оно было фиксировано для всех последующих экспериментов, в рамках которых измерялось абсолютное значение выхода рентгеновского излучения в диапазоне 3.6–4.4 Å при различных энергиях облучающего импульса  $E$ . Было показано (рисунок 16.5), что энергия лазерного

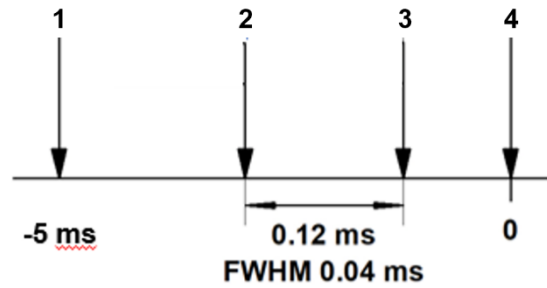


Рисунок 16.4 — Временная схема процесса облучения газовой-кластерной среды лазерным импульсом: 1 — триггерный сигнал; 2 — момент открытия клапана; 3 — момент закрытия клапана; 4 — момент достижения лазерным импульсом точки фокусировки

излучения конвертируется в энергию рентгеновских фотонов указанного диапазона с эффективностью порядка  $2 \times 10^{-8}$ . Выход линейно зависит от  $E$ , а максимальное значение, зарегистрированное при  $E = 20$  Дж равно 0.55 мкДж/стер.

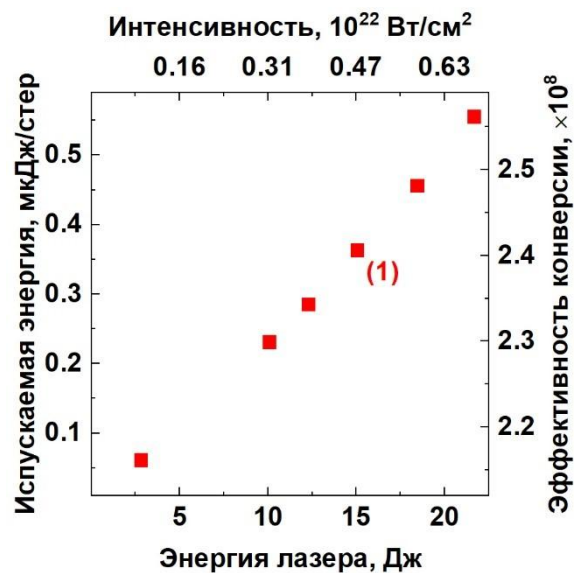


Рисунок 16.5 — Зависимость абсолютного выхода рентгеновского излучения в диапазоне 3.6–4.4 Å от энергии облучающего импульса

### 16.3. Моделирование свечения резонансных линий кластерного источника

Если рассматривать применение кластерных мишеней в качестве источника яркого рентгеновского излучения, то для этого лучше всего использовать свечение подобной плазмы в резонансные линии (He- $\alpha$ , и в меньшей степени Lu- $\alpha$ ), как наиболее интенсивные. Для поиска оптимальных параметров свечения плазмы (интенсивность лазерного излучения, размер кластеров, плотность газовой струи) была построена численная модель, рассчитывающая высвет плазмы в резонансные He- $\alpha$  и Lu- $\alpha$  линии в два этапа: взаимодействие лазерного излучения с газовой-кластерной средой моделировалось с

помощью 3D PIC кода EPOCH [246] с модулем столкновительной и полевой ионизации. Затем, по полученным из PIC расчета значениям ионной плотности  $N_i$  для водородо- и гелиеподобных ионов, электронной температуры  $T_e$  и плотности  $N_e$  в каждой ячейке рассчитывается интенсивность свечения резонансных линий в приближении корональной модели (возбуждение 2p уровня происходит только за счет электронного удара, а его девозбуждение происходит только за счет спонтанного излучения, рис. X.6). Для баланса населенностей можно записать следующее выражение:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0 N_e \langle v \sigma_{02} \rangle - N_2 A_{20}, \quad (16.1)$$

здесь  $N_0$  – плотность He- и H-подобных ионов в основном состоянии (1s),  $N_2$  – плотность ионов в возбужденном состоянии (2p),  $\langle v \sigma_{02} \rangle$  – сечение возбуждения электронным ударом,  $A_{20}$  – вероятность спонтанного перехода из возбужденного состояния в основное. Для простоты мы рассматриваем стационарное решение уравнения (16.1), тогда для интенсивности соответствующего перехода можно записать:

$$I_{20} = N_2 A_{20} = N_0 N_e \langle v \sigma_{02} \rangle. \quad (16.2)$$

Для  $\langle v \sigma_{02} \rangle$  используется аналитическое выражение из [16.2]:

$$\langle v \sigma_{02} \rangle = 10^{-8} \left( \frac{Ry}{\Delta E} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{E_2}{E_0} \right)^{\frac{3}{2}} \times \frac{Q_{kmin}(a_0, a_2)}{2l_0 + 1} \times e^{-\beta G}, \quad (16.3)$$

где  $l_0 = 0$ ,  $G(\beta) = A \frac{(\beta+1)\sqrt{\beta}}{\beta+\chi}$ ,  $\beta = \frac{\Delta E}{T_e}$ ,  $\Delta E = E_2 - E_0$ . Значения параметров  $A$ ,  $\chi$  и  $Q_{kmin}(a_0, a_2)$  приведены в таблице 16.1

Таким образом, с помощью разработанной модели можно рассчитать временную зависимость свечения резонансных линий, их интегральную мощность и яркость. На рис. 16.7 приведена временная зависимость интенсивности He и Ly линий для лазерной интенсивности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и размера кластера 0.5 мкм. Плотность аргонового кластера составляла  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>, окружающего его газа –  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

Таблица 16.1 — табулированные параметры для формулы (16.3)

	He	Ly
$Q_{kmin}(a_0, a_2)$	2	1
A	10.7	16.4
$\chi$	0.048	0.188



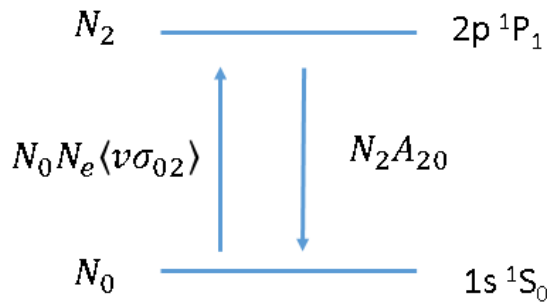


Рисунок 16.6 — схематичное изображение используемого приближения корональной модели

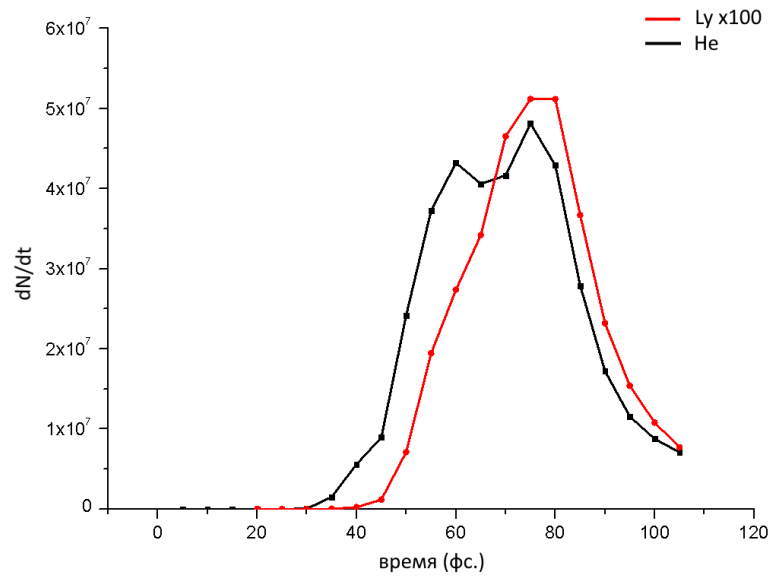


Рисунок 16.7 — временная зависимость светимости He- $\alpha$ , и Ly- $\alpha$  линий. Ly- $\alpha$  умножена на 100 для сопоставления с He- $\alpha$  линией. Остальные параметры: лазерная интенсивность  $10^{20}$  Вт/см $^2$ , диаметр кластера – 0.5 мкм

С помощью разработанной модели была исследована зависимость полного числа рентгеновских фотонов и длительности свечения в He и Ly линии для аргонового кластера диаметром 0.5 мкм в He и Ly линии от лазерной интенсивности в диапазоне  $10^{20}$ - $10^{22}$  Вт/см $^2$  (таблица. 16.2).

Таблица 16.2 — интегральное число фотонов ( $N_{\text{He}}$  и  $N_{\text{Ly}}$ ) и длительность высвета ( $t_{\text{He}}$  и  $t_{\text{Ly}}$ ) для лазерной интенсивности  $10^{20}$ - $10^{22}$  Вт/см $^2$

Интенсивность [Вт/см $^2$ ]	$N_{\text{He}}$	$N_{\text{Ly}}$	$t_{\text{He}}$ [фс.]	$t_{\text{Ly}}$ [фс.]
$10^{20}$	$5.3 \times 10^6$	$4 \times 10^4$	40	30
$10^{21}$	$6.4 \times 10^6$	$0^4$ $6.7 \times 1$	30	25
$10^{22}$	$5.3 \times 10^6$	$0^5$ $7.5 \times 1$	20	25

Из таблицы 16.2 видно, что He- $\alpha$  линия светит интенсивнее Ly- $\alpha$  для всего рассмотренного диапазона интенсивностей. При интенсивности  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> её свечение максимально.

## 17 Экспериментальная оптимизация синхротронного источника с лазерным драйвером

Экспериментальное исследование, направленное на оптимизацию синхротронного источника с применением лазерного драйвера, было проведено в вакуумной мишенной камере на базе субпетаваттного лазерного комплекса PEARL.

Схема эксперимента представлена на рисунке 17.1. Излучение в виде мощного ультракороткого импульса с центральной длиной волны 910 нм, длительностью порядка 50 фс при энергии в импульсе до 15 Дж поступало по вакуумному тракту из оптического компрессора в мишенную камеру. В камере излучение отражалось плоским зеркалом 31 на внеосевое параболическое зеркало 32 (острота фокусировки  $f/4$ ) и затем фокусировалось на мишень - струю газа, испускаемую коническим соплом (С) с критическим сечением 2,25 мм и выходным сечением 4,1 мм. Поперечный диаметр лазерного пучка в плоскости перетяжки составлял 6 мкм по уровню  $1/e^2$ , что соответствовало пиковой интенсивности излучения на мишени на уровне  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

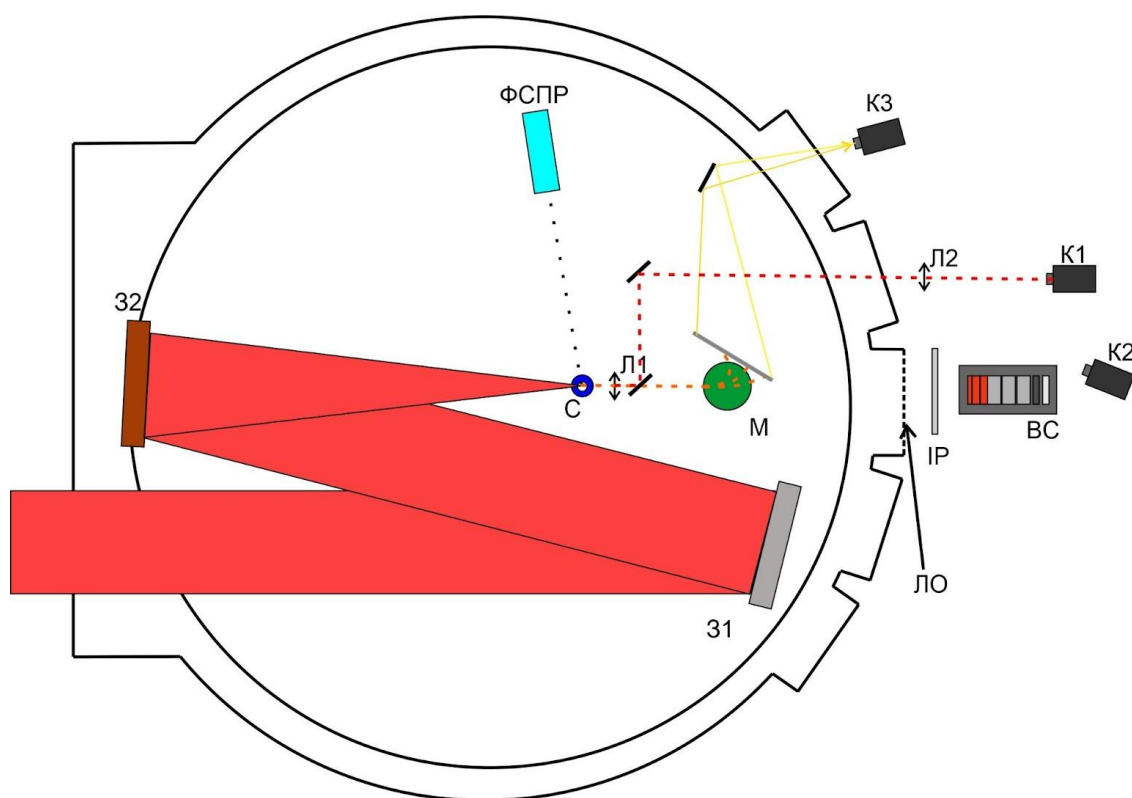


Рисунок 17.1 - Схема эксперимента: 31 - транспортное зеркало, 32 - параболическое зеркало, С - сопло, Л1 и Л2 - линзы, М - дипольный магнит электронного спектрометра, IP - изображающая пластина, ВС - “тормозная пушка”, К1 - камера оптимизации фокального пятна, К2 - камера наведения, К3 - камера электронного спектрометра, ФСПР - ФСПР диагностика, ЛО - окно из лавсана.

Точка фокусировки для данной серии экспериментов находилась на высоте 2 мм от края сопла, что соответствует плато однородной концентрации газа длиной около 2 мм (см. рисунок 17.2 (а,б), результаты калибровки сопла см. глава 2, пункт 2.3) . Положение точки фокусировки в горизонтальной плоскости варьировалось путем перемещения сопла вдоль оси следования лазерного импульса (см. рисунок 17.2 (в)). Контроль качества фокального пятна лазерного импульса в плоскости перетяжки осуществлялся при помощи оптической системы переноса изображения (состоящей из линз Л1 и Л2 и системы транспортных зеркал) из плоскости пятна перетяжки излучения на КМОП-матрицу (К1). Положение газового сопла относительно точки фокусировки лазерного импульса дополнительно регистрировалось камерой с КМОП-матрицей (К2). В момент выстрела линза Л1 и ближе к ней транспортное зеркало выводились с оси направления следования лазерного излучения посредством линейной моторизованной подвижки.

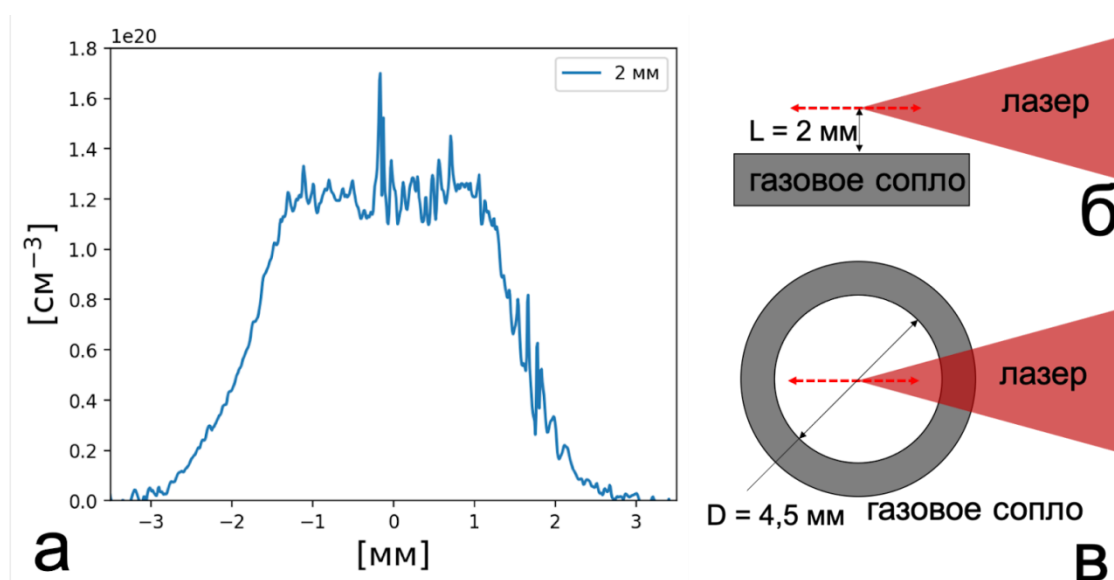


Рисунок 17.2 - Профиль концентрации аргона при давлении на клапан 70 бар на высоте 2 мм от края газового сопла (а), схематичное изображение вертикальной (б) и горизонтальной (в) проекций области фокусировки излучения на мишень.

Газ аргон подводился к соплу через соленоидный клапан, время открытия которого было 10 мс. Давление на входе в сопло варьировалось в диапазоне от 0,1 до 70 бар и регулировалось с помощью газового редуктора с точностью не хуже 0,05 бар. Уровень остаточного давления в мишенной камере поддерживался на уровне не выше  $10^{-2}$  мбар при помощи вакуумных насосов.

Оборудование, осуществляющее диагностику в этом эксперименте, также показано на рисунке 17.1.

Для регистрации факта наличия и измерения энергетических спектров лазерно-ускоренных электронов применялся одноэкранный магнитный спектрометр, состоящий из дипольного магнита (М) с диаметром 6 см и амплитудой поля 0,7 Тл, отклоняющего электронные пучки, и детектора - сцинтилляторного экрана, расположенного под углом 45 градусов к оптической оси позволяющий наблюдать электроны с низкими энергиями до 20 МэВ. Перенос изображения с детектора на КМОП-матрицу камеры (КЗ), оснащенной оптическим объективом, осуществлялся посредством системы диагностических зеркал через стеклянное окно во фланце мишенной камеры. Для блокировки рассеянного оптического излучения на основной длине волны 910 нм перед камерой был установлен СЗС фильтр. Характерное свечение экрана показано на рисунке 17.3.

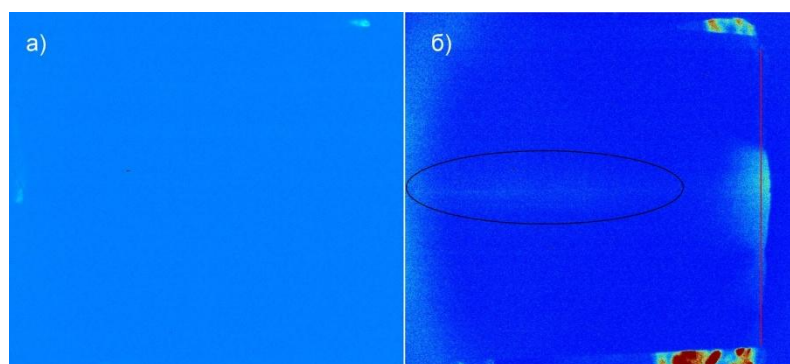


Рисунок 17.3 - Характерный вид свечения экрана спектрометра: в случае, когда электроны не наблюдаются (а) и в случае наблюдения электронов (б). Слабый сигнал обведен черным. Красная вертикальная линия показывает положение максимальных энергий на экране

Для регистрации генерируемого ускоренными электронами синхротронного излучения в разных выстрелах экспериментальной серии использовались: изображающая пластина (IP) (IP - image plate), обладающая высокой чувствительностью к рентгеновскому излучению, и способная зарегистрировать факт наличия и пространственный профиль даже слабого сигнала (минимальная регистрируемая поглощенная доза 1.4 мГр); и слоистый спектрометр тормозного излучения (BS - Bremsstrahlung Cannon) для измерения спектров жесткого рентгеновского излучения относительно высокой интенсивности. Характерное свечение IP тормозной пушки показано на рисунке 17.4.

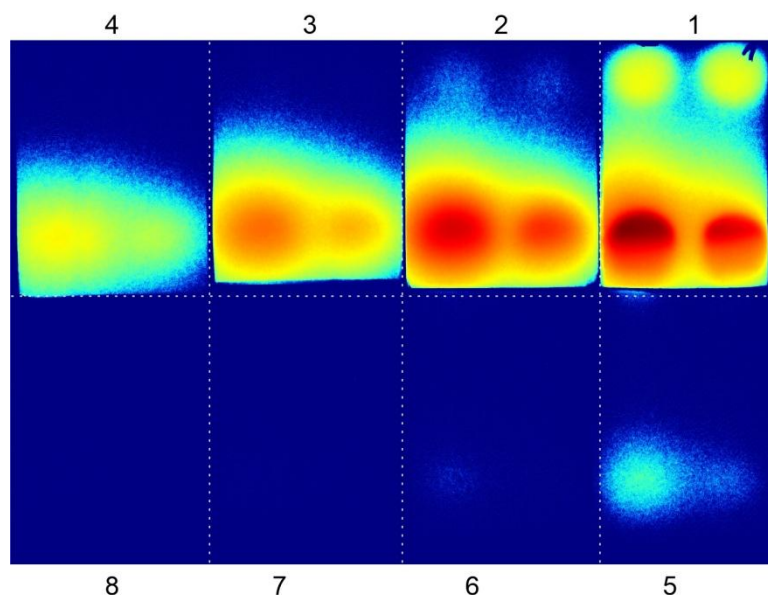


Рисунок 17.4 - Характерный вид свечения IP тормозной пушки. Цифры показывают порядковый номер IP, пунктирные линии разграничивают отдельные IP. Показано изображение с логарифмированием сигнала

Для избежания девакуумизации мишенной камеры между выстрелами изображающая пластина (IP) и спектрометр тормозного излучения (BC) располагались вне вакуумной камеры. В избежание ослабления регистрируемого рентгеновского излучения, на выходной фланец мишенной камеры, расположенный на оси следования лазерного излучения, было установлено окно из лавсана (формула материала:  $(C_{10}H_8O_4)_n$ ) толщиной 0,2 мм.

Для диагностики характеристического излучения плазмы, возникающей в области лазерно-плазменного взаимодействия, использовался фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСПр).

Первичные экспериментальные данные, полученные в ходе представленной серии, приведены в приложении в документе “Протокол экспериментальной оптимизации синхротронного источника с лазерным драйвером”.

В ходе экспериментов была произведена оптимизация положения перетяжки лазерного импульса относительно газовой струи. Оптимальное положение фокального пятна в горизонтальной плоскости, соответствующее максимальному уровню регистрируемого рентгеновского сигнала находилось в центре сопла (в проекции на рисунке 17.2 (в)).

Варьирование в разных выстрелах давления аргона на входе в сопло в диапазоне от 0,1 до 70 бар показало, что эффективная генерация рентгеновского сигнала наблюдалась в диапазоне давлений от 0,3 до 5 бар, что соответствует концентрации плазмы порядка  $5 \cdot 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . При более высоких и более низких давлениях газа эффективной генерации рентгеновского сигнала зарегистрировано не было. Предварительный вид зависимости амплитуды сигнала от давления на клапане, зарегистрированного с помощью IP тормозной пушки при различных давлениях на клапане, показан на рисунке 17.5.

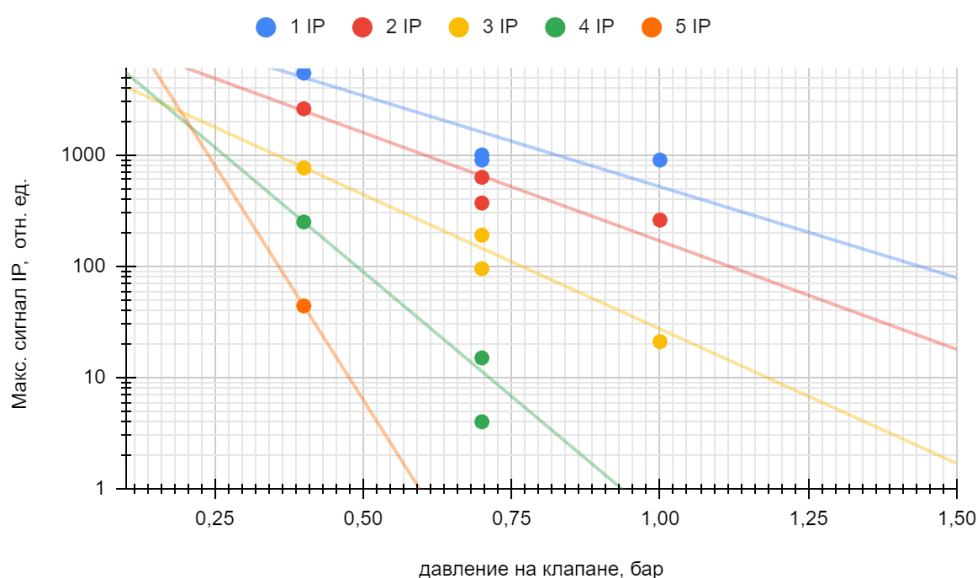


Рисунок 17.5 - Предварительный вид зависимости уровня сигнала IP слоистого спектрометра тормозного излучения от давления газа на клапане.

В рамках проведенной экспериментальной серии продемонстрировано, что наиболее эффективная генерация рентгеновского излучения синхротронным источником - лазерно-ускоренными в режиме LWFA электронами происходит на концентрациях плазмы порядка  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , ниже которой пучки ускоренных электронов, и генерируемое ими синхротронное излучение, не наблюдались.

## **18 Аналитическое и численное исследование динамических процессов при ускорении пучка в плазменном канале для квазилинейного и нелинейного случаев, выбор параметров канала, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов (ВНЕБЮДЖЕТ)**

(МИФИ, договор № К98-11 от 15.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2 б/н от 16.06.2022 и №3 б/н от 16.12.2022)

### **18.1 Постановка задачи**

В ходе выполнения предыдущего этапа работ по данному проекту было проведено моделирование возбуждения плазменных колебаний в канале коротким импульсом лазера с целью получения адекватной численной модели исследуемого процесса. В качестве критерия использовался частотный спектр продольного электрического поля, генерируемого колебаниями плазмы, который хорошо согласовывался с аналитическими результатами.

Работы текущего этапа посвящены выбору параметров плазменного канала и лазерного импульса, обеспечивающих эффективное ускорение электронов. Модель строилась во временной области (FDTD) PIC (Particle In Cell) методом на базе кода СУМА [248], хорошо зарекомендовавшего себя при моделировании взаимодействия интенсивных потоков заряженных частиц с электромагнитными полями в различного рода структурах [249–254].

Для эффективного ускорения инжектируемого в плазменный канал электронного сгустка необходимо создать в плазме электрическое поле заданной амплитуды и поместить сгусток в нужную фазу. Поскольку поле плазменной волны определяется плотностью плазмы и параметрами лазерного импульса, то оптимизация будет проводиться по следующим параметрам: плотность плазмы в канале, амплитуда и длительность лазерного импульса. Как будет показано далее, эти параметры не все являются независимыми и выбор величины одного из них автоматически приводит к ограничению других. Часто эти ограничения накладываются физикой самого процесса.

### **18.2 Выбор параметров канала, оптимальных для ускорения ярких сгустков электронов**

Параметры капилляра и плазменного канала заданы близким к выбранным на предыдущем этапе работ: радиус заполненного газом капилляра 700 мкм, радиус создаваемого лазером канала 200 мкм.

Зафиксируем плотность плазмы в канале и будем менять мощность и длительность лазерного импульса. В качестве начальной величины плотности плазмы возьмем  $8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  при которой в интересующем нас диапазоне мощностей лазера возможно получение



достаточно интересных для ускорения электронов продольных электрических полей. Будем менять мощность лазера при фиксированной длительности импульса в 110 фс. В качестве начальной величины напряженности поперечного поля лазера возьмем  $2 \times 10^{10}$  В/м. Под действием поперечного поля волны лазера электроны (черные точки на рисунке 18.1) уходят от оси канала, а ионы остаются практически неподвижными за исследуемые времена.

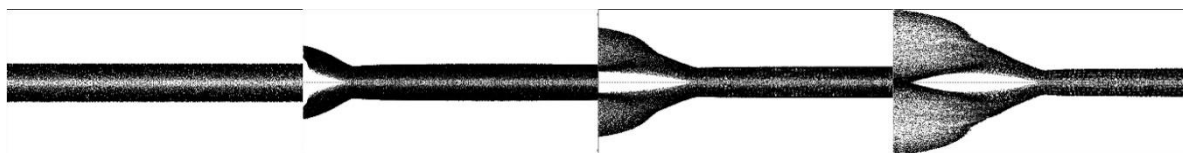


Рисунок 18.1 – Изменение плотности электронной компоненты плазмы во времени

На рисунках 18.2–18.4 представлены распределения продольного и поперечного электрического поля на оси канала (красные и синие пунктирные линии соответственно) и электронов плазмы (зеленые точки) в различные моменты времени, соответствующие прохождению лазерного импульса через канал.

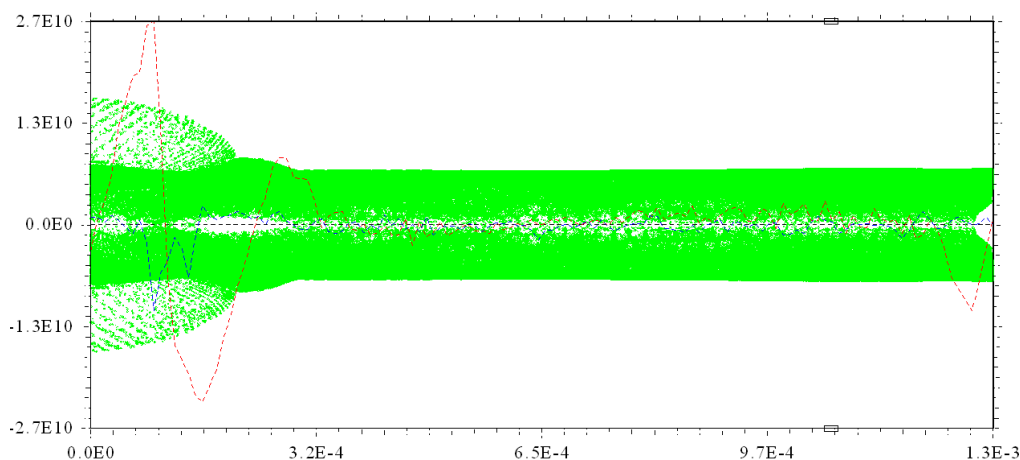


Рисунок 18.2 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 0.5 пс после запуска лазерного импульса

На рисунке 18.2 видно образование области с отсутствием электронов под действием поперечного поля распространяющегося лазерного импульса. Сразу за лазерным импульсом образуется потенциальная яма (область с отрицательным продольным полем – красная пунктирная линия ниже оси) в которой могут ускоряться электроны.

На рисунке 18.3 те же распределения представлены через 2 пс после запуска лазерного импульса. Видно образование плазменной волны с максимальной амплитудой 29 ГВ/м. Как видно из рисунка, при таких параметрах канала и лазерного импульса мы все еще находимся в квазилинейном режиме. Дальнейший рост мощности лазерного импульса а следовательно и амплитуды поперечного поля до  $5 \times 10^{10}$  В/м приводит нас к постепенному переходу в нелинейный режим (рисунок 18.4).

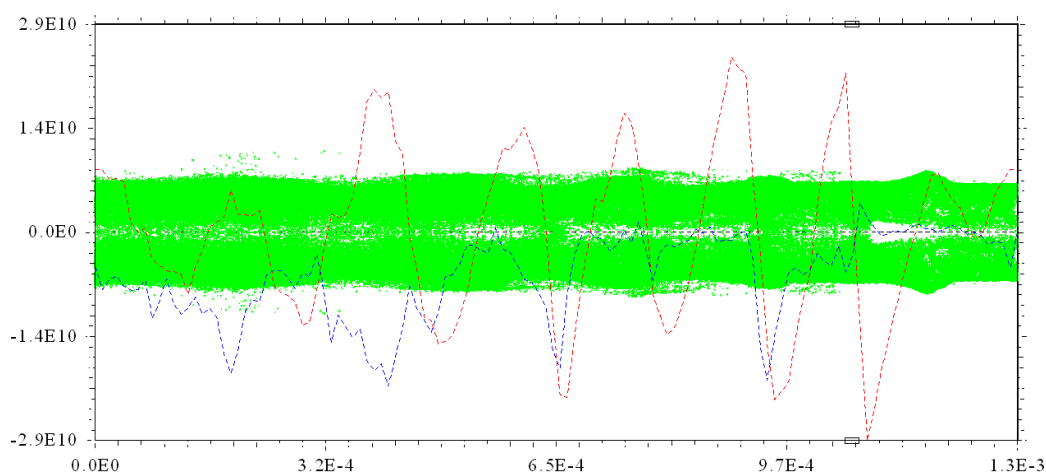


Рисунок 18.3 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 2 пс после запуска лазерного импульса, поле лазера  $2 \times 10^{10}$  В/м

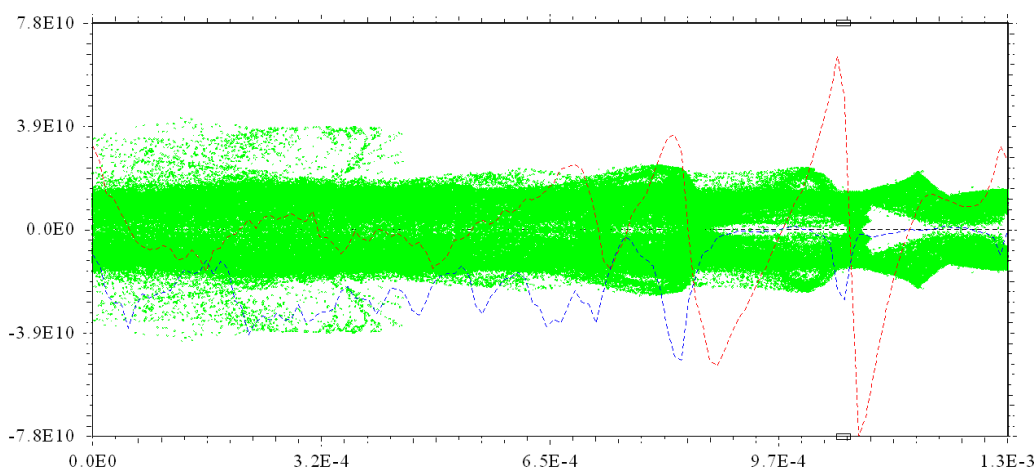


Рисунок 18.4 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 2 пс после запуска лазерного импульса. Поле лазера  $5 \times 10^{10}$  В/м

Продольное поле плазменной волны вырастает до 78 ГВ/м. Дальнейший рост мощности лазера (рисунок 18.5) приводит к увеличению глубины (амплитуды

ускоряющего поля плазменной волны) и ширины потенциальной ямы. Видно, что при поле лазера  $1 \times 10^{11}$  В/м (рисунок 18.5а) электроны, двигаясь в поперечном направлении выходят за апертуру плазменного канала, но не высаживаются на стенки капилляра. При поле  $2 \times 10^{11}$  В/м (рисунок 18.5б) часть частиц уже достигает стенок капилляра и высаживается на них, то есть собственных кулоновских сил уже не достаточно, чтобы удержать электроны внутри капилляра.

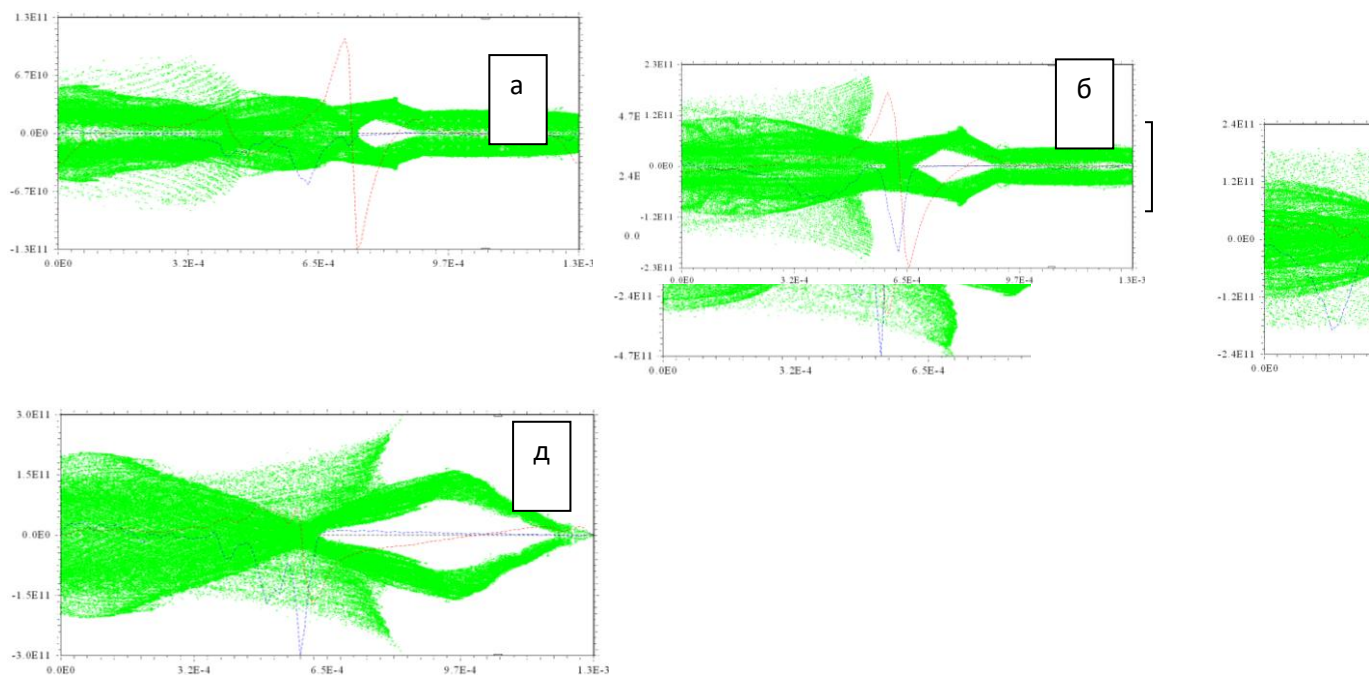


Рисунок 18.5 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 1,5 пс после запуска лазерного импульса. Поле лазера от  $1 \times 10^{11}$  В/м (а) до  $5 \times 10^{11}$  В/м (д) с шагом  $1 \times 10^{11}$  В/м

С ростом мощности лазерного импульса амплитуда ускоряющего поля продолжает расти (рисунок 18.5в) и достигает максимума при поле лазера  $4 \times 10^{11}$  В/м (рисунок 18.5г). Однако растет и число электронов, покидающих плазменный канал, что в конечном итоге приводит к уменьшению ускоряющего поля плазменной волны (рисунок 18.5д) при росте мощности лазера.

Как видно из рисунка 18.5 (а-д), с ростом ширины потенциальной ямы градиент ускоряющего поля уменьшается, что ведет к снижению темпа ускорения, однако может увеличить коэффициент захвата в режим ускорения при инжекции электронов в канал от стороннего источника. Изменение потенциальной ямы при различной длительности лазерного импульса представлено на рисунке 18.6.

Как видно из рисунка 18.6 с уменьшением длительности импульса градиент поля растет, а амплитуда меняется слабо до длительности импульса 40 фс. При меньших

длительностях импульса амплитуда ускоряющего поля уменьшается, что в итоге не приводит к росту градиента.

Таким образом, выполненные расчеты позволяют выбрать оптимальные с точки зрения максимального темпа ускорения параметры лазерного импульса, которые в нашем случае для плотности плазмы  $8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  составили: напряженность поперечного поля лазера  $4 \times 10^{11} \text{ В/м}$  при длительности 40 фс.

Увеличение плотности плазмы приводит к необходимости корректировать мощность лазера для получения максимального ускоряющего эффекта. Рисунок 18.7 иллюстрирует изменение распределения электронной компоненты плазмы и её собственных полей при различных значениях плотности.

Видно, что при такой мощности лазера ускоряющее поле перестает расти уже при плотности  $2 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , причем электроны не покидают плазменный канал. Для увеличения эффективности ускорения необходимо поднимать мощность лазера до момента выхода электронов на стенки капилляра.

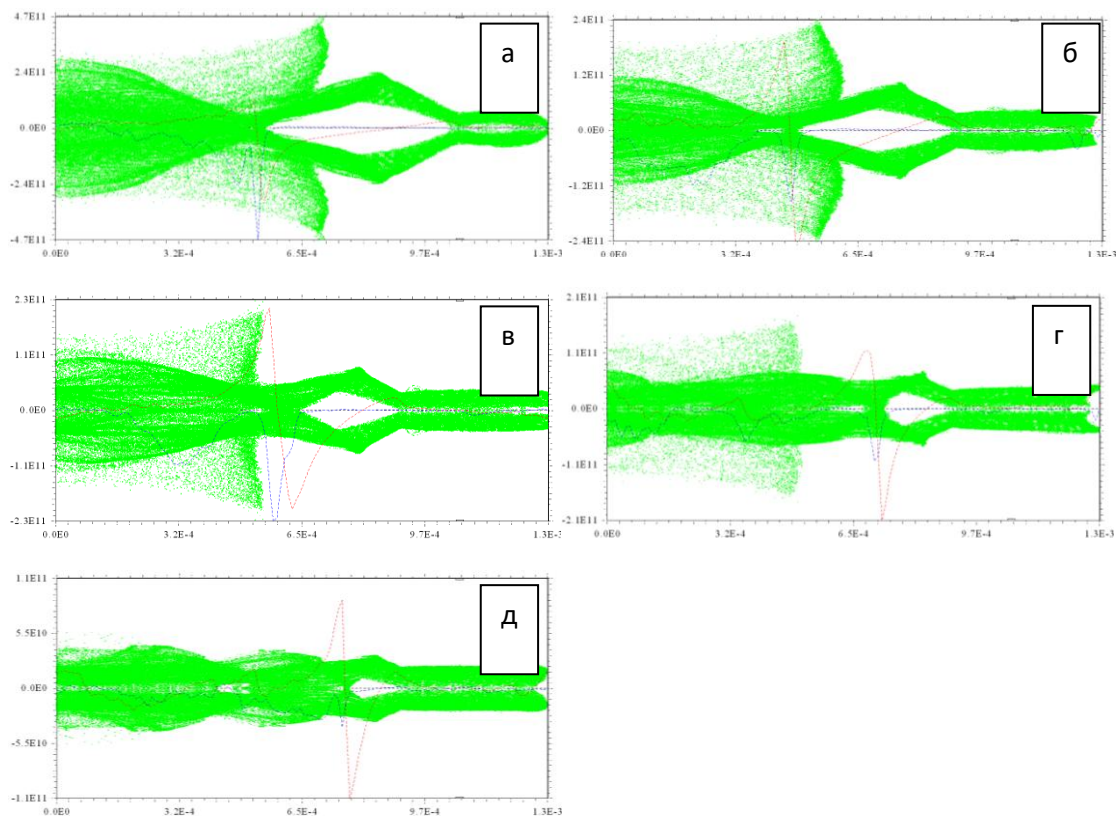


Рисунок 18.6 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 1,5 пс после запуска лазерного импульса; длительность лазерного импульса 110 фс (а), 80 фс (б), 60 фс (в), 40 фс (г), и 20 фс (д)

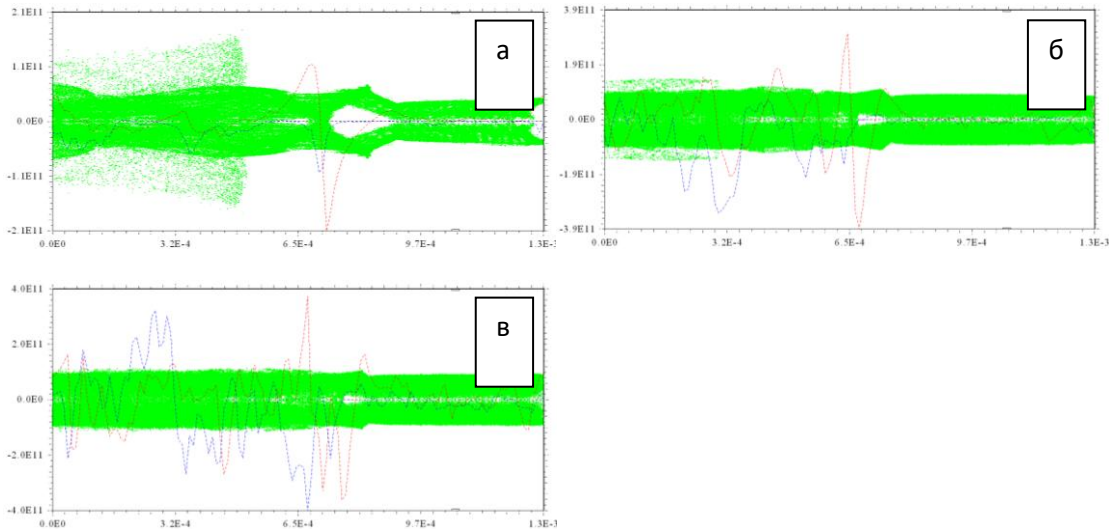


Рисунок 18.7 – Распределение плотности электронной компоненты плазмы (зеленые точки), а также продольной и поперечной компоненты электрического поля плазменной волны (красная и синяя пунктирные линии соответственно) через 1,5 пс после запуска лазерного импульса, плотность плазмы  $8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  (а),  $1 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$  (б) и  $2 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$  (в)

### 18.3 Влияние столкновений и начальных условий на формирование когерентных кинетических структур

Исследование когерентных кинетических структур (нелинейные ленгмюровские волны конечной амплитуды, электронные дырки и т.д.) представляет интерес как с точки зрения развития коллективных методов ускорения, так и многочисленных естественных приложений (см., например, [255–257]). В бесстолкновительных или слабо столкновительных плазменных средах образование и развитие таких структур определяется характером взаимодействия волн с частицами. В частности, ответственное за эти процессы затухание Ландау можно трактовать [256, 257] как фазовое перемешивание незатухающих собственных мод Ван-Кампена [258, 259], которые, в свою очередь, можно рассматривать как БГК-моды в линейном пределе [260]. Однако линейная теория бесстолкновительного затухания для электронной компоненты справедлива только для времен  $t \ll \tau_r = \sqrt{m_e / e\phi_0 k^2}$ , где  $k$ - волновое число,  $\phi_0$ - амплитуда потенциала электрического поля. Для больших времен  $t \gg \tau_r$  следует учитывать захват электронов в потенциальную яму волны конечной амплитуды [256, 261], что делает задачу существенно нелинейной. К тому же, для больших времен на динамику захвата должны оказывать

влияние различные диссипативные процессы, включая столкновения электронов с ионами и нейтралами. Например, если плазма содержит нейтральные частицы, то для времен  $t \sim \nu_n^{-1}$ , где  $\nu_n$  - частота столкновений электронов с нейтральными частицами, придется также учитывать соударения электронов с нейтральными частицами. Поэтому было бы интересно одновременно рассмотреть резонансные и диссипативные процессы в нелинейном режиме [256, 262–264], описываемых в общем случае системой кинетических уравнений

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

здесь  $\mathbf{F}$  - сила, действующая на частицу массой  $m$ ,  $I_c$  - интеграл столкновений. При учете только столкновений электронов с нейтральными частицами  $I_c$  удобно взять в форме Бхатнагара-Гросса-Крука:

$$I_c = -\nu_n(f - f_e),$$

где  $\nu_n$  - частота столкновений электронов с нейтральными частицами, а  $f_e$  - равновесная функция распределения, например, максвелловского типа [264]. Считая взаимодействие между частицами, зависящим только от расстояния между частицами  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ , силу  $\mathbf{F}$  можно записать через скалярный потенциал  $\Phi = \Phi(t, \mathbf{r})$ :

$$\mathbf{F} = -\nabla\Phi,$$

где сам потенциал определяется выражением

$$\Phi(t, \mathbf{r}) = \int K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) f(t, \mathbf{r}', \mathbf{v}') d\mathbf{r}' d\mathbf{v}'.$$

В случае потенциала Юкавы

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

здесь константы  $\mu$  и  $q$  определяются типом взаимодействия (сильное взаимодействие между адронами или экранированное кулоновское поле) в [264, 265] построено частное решение в виде конечного ряда по потенциалу. Используя это решение, для начально пространственного однородного распределения получено соотношение, определяющее величину  $k$ :

$$1 - \frac{4\pi\chi\mu}{k^2 + q^2} = 0,$$

где параметр

$$\chi(T, C) = \frac{C \exp(\Phi_0/T)}{T}$$

определяется начальными значениями величин  $\Phi_0(t = 0)$ ,  $C > 0$  и температуры среды  $T > 0$ . Уравнение (10) имеет вещественные корни, если

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

В этом случае пространственный масштаб периодической структуры

$$k^{-1} = (4\pi\chi\mu - q^2)^{-1/2}$$

задается начальными условиями через  $\chi$  и параметрами взаимодействия  $\mu$  и  $q$ . Таким образом, наличие столкновений в выбранной области параметров слабо влияет на разрушение возникающих нелинейных структур, возникающих однородного состояния благодаря коллективному взаимодействию. Данные результаты как по форме, так по своему физическому содержанию близки результатам работ по динамике электронных дырок в максвелловской плазме [257], где возбуждается солитоноподобный потенциал. 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.

При этом следует иметь в виду, что формирование когерентных кинетических структур происходит в масштабе времен, меньших времен столкновительной или турбулентной релаксации, и поэтому характерные особенности образования таких структур в основном задаются начальными и граничными условиями. В этом случае могут возникнуть принципиально новые пути эволюции, когда система может перейти в состояния, отличные от термодинамического равновесия. Одним из таких вариантов эволюции может быть сценарий, в котором любой первоначальный дисбаланс энергии между различными макроскопическими степенями свободы будет сохраняться или даже усиливаться, в результате чего система может развиваться в некотором выделенном направлении в фазовом пространстве. Другими словами говоря, начальная анизотропия в фазовом пространстве системы может привести к формированию совершенно новых нелинейных состояний. Рассмотрим данный момент, следуя [266, 267], на примере

эволюции двухмерного бесстолкновительного плазменного слоя с начальной неравновесной анизотропной функцией распределения для электронов ( $s = e$ ) и ионов ( $s = i$ ) вида:

$$f_s(t=0, x, y, v_x, v_y) = f_s(a_{xs}^0 v_x + b_{ys}^0 v_y, a_{ys}^0 v_x + b_{xs}^0 v_y),$$

где константы  $a_{xs}^0, b_{ys}^0, a_{ys}^0, b_{xs}^0$ , задающие начальную анизотропию распределения, определены в области  $\Gamma(t=0) = \{(x, y), 0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1\}$ . В дальнейшем изменение этих параметров  $a_{xs}(t), b_{ys}(t), a_{ys}(t), b_{xs}(t)$  определяет направление эволюции системы под действием собственных полей и находится из решения соответствующей граничной задачи для системы Власова-Максвелла в электростатическом приближении, когда нет собственных магнитных полей.

В такой постановке задача о разлете анизотропного плазменного слоя исследовалась аналитически. Используя теорему Джинса, получены новые точные решения системы Власова-Максвелла для соответствующей граничной задачи [266, 267]. В отличие от большинства существующих работ, инварианты движения, используемых для построения функции распределения являются линейными комбинациями переменных фазового пространства, с коэффициентами, зависящими от времени; их динамика задается соответствующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных из системы Власова-Максвелла. Эти инварианты на прямую не связаны с традиционными законами сохранения (энергии и импульса), но задают поведение всех макроскопических параметров системы, включая собственное электростатическое поле через набор  $a_{xs}(t), b_{ys}(t), a_{ys}(t), b_{xs}(t)$ . Доказано, что в общем случае решение двухмерной, плоской задачи зависит от двух таких инвариантов [266]. Исследованы основные свойства полученных решений [266, 267]. В частности, оказалось, что именно такая форма решений описывает неравновесные потоки плазмы, где дисбаланс между различными степенями свободы приводит к выделению преимущественного направления эволюции в фазовом пространстве. В результате начальный дисбаланс энергии/импульса между различными макроскопическими степенями свободы не только сохранялся, но с течением времени усиливался.

Также был рассмотрен вырожденный случай, когда функция распределения зависит только от одного инварианта. В этом случае установлена связь данного инварианта с известным интегральным инвариантом Пуанкаре-Картана [267]. Даже в вырожденном случае в зависимости от начальных условий мы получаем очень



разнообразное поведение слоя плазмы, которое можно связать с различными начальными условиями, определяющими физическую картину эволюции. В качестве иллюстрации на рисунках 18.8 и 18.9 приведены характерные временные зависимости, соответствующие фазовые портреты и макроскопические завихренности потока, определяемые соотношениями

$$\omega_s = \frac{1-\lambda^2}{\lambda} \frac{a_s}{a_s} e_z,$$

здесь  $\lambda = b_s/a_s$  - начальный параметр подобия [267], для разлетающегося и схлопывающегося плазменного слоя. Как видно из приведенных фазовых портретов, в системе действительно устанавливается выделенное направление в фазовом пространстве, вдоль которого и происходит эволюция системы.

Более того, оказалось, что такие решения описывают динамику плазмы, которая всегда остается ограниченной, т.е. разлет с течением времени сменяется сжатием слоя, и процесс повторяется. Исходя из этих результатов, с помощью теорем сравнения Чаплыгина можно сделать заключение, что такое же поведение будет иметь место и в общем случае, когда решение зависит от двух инвариантов.

Учитывая вид соотношений для макроскопических параметров и сравнивая их с соотношениями, полученными в [268-271] мы приходим к выводу о едином физическом механизме процессов переноса энергии/импульса, происходящих на макроскопическом и

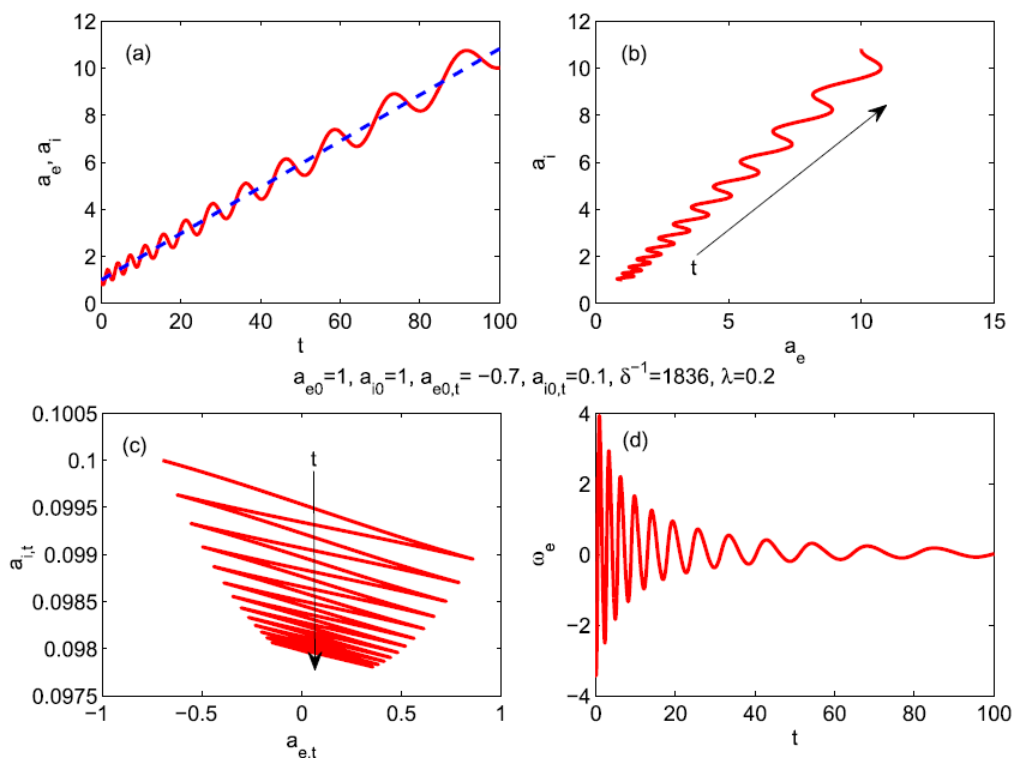


Рисунок 18.8 – Разлет плазменного слоя, в котором скорость электронов и завихренность меняют направление с течением времени

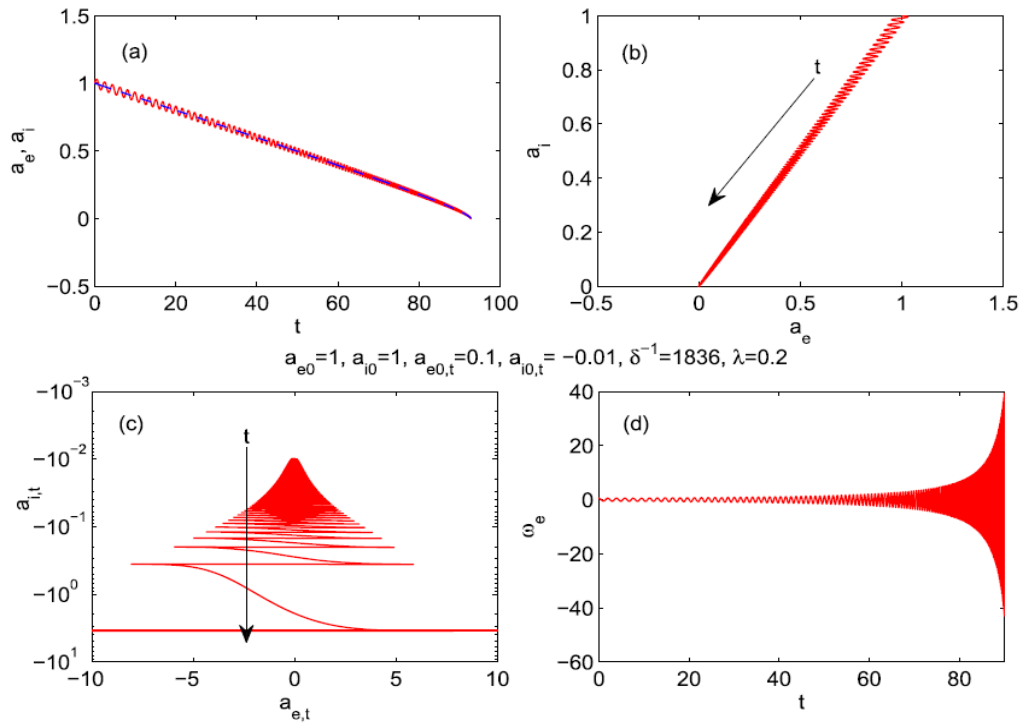


Рисунок 18.9 – Схлопывание плазменного слоя с осциллирующей границей электронной жидкости, в котором также скорость электронов и завихренность меняют направление с течением времени

микроскопическом уровнях в исследуемой системе, а именно, в работах [269, 270] в рамках гидродинамического описания была установлена возможность накопления энергии/импульса в одной из макроскопических степеней свободы вращающегося плазменного потока. Было установлено, что сильно нелинейные плазменные волны могут выполнять ненулевую работу по замкнутой кривой, т.е. частицы приобретают кинетическую энергию от волн [269–271], что связано с генерацией азимутальных электрических полей из-за локального нарушения квазинейтральности. В частности, в осесимметричных течениях энергия, запасенная в радиальных и осевых компонентах потока, может быть передана в азимутальную моду, но не наоборот [269]. В случае поля скоростей с азимутальной асимметрией можно даже получить дополнительный импульс в осевом направлении [270, 271]. С кинетической точки зрения мы можем интерпретировать данный процесс как нелинейное взаимодействие частица-волна [266–268]. Правда, в отличие затухания Ландау, когда взаимодействие волн с частицами в одномерной геометрии приводит к затуханию волны, здесь мы имеем передачу энергии/импульса из одной макроскопической степени свободы в другую. Данный

процесс может быть непосредственно использован для разработки новых методов ускорения плазменных потоков.

Более того, учитывая подобие системы уравнений Власова-Максвелла и уравнений Руссо - Смереки [272], описывающих динамику разреженного пузырькового течения, можно ожидать появление аналогичных процессов в высокомолекулярных жидких средах при сильном изменении давления в среде [273].

## 19 Оптимизация электродинамических элементов нейтронного генератора

Для повышения коэффициента прохождения СВЧ излучения (28 ГГц, 10 кВт) в область горения разряда была разработана новая система согласования греющей электромагнитной волны с плазменным резонатором. Данная система представляет собой отрезок круглого волновода с внутренним диаметром, равным внутреннему диаметру плазменной камеры, с клинообразной структурой сложной формы, обеспечивающей, с одной стороны, безотражательное прохождение электромагнитной волны и, с другой стороны, опирание плазмы на проводящий торец. Принципиальная схема разработанной конструкции показана на рисунке 19.1. Структурно система является суперпозицией трех геометрических объектов: плоского клина (угол клина  $A=2*\arctg(D/2L)$ , высота клина  $Hw=L*T/D$ ), цилиндра (диаметр цилиндра  $D$ , высота цилиндра  $Hc=(L1+L-Hw)$ ) и параллелепипеда (ширина параллелепипеда равна диаметру волновода, высота равна  $Hc$ ). Основные геометрические размеры, по которым проводилась численная оптимизация конструкции, также представлены на рисунке 19.1. Механически структура, длина которой обозначена как  $L$ , является единым целым с отрезком волновода. Участок структуры, длина которого обозначена как  $L1$ , является съемным, крепится к основной структуре и при сборке вставляется в волновод плазменной камеры, стенки которой образуют продолжение волновода согласующей структуры (участок волновода, относящийся к плазменной камере, начинается на рисунке 19.1 в точке сопряжения  $L$  и  $L1$ ).

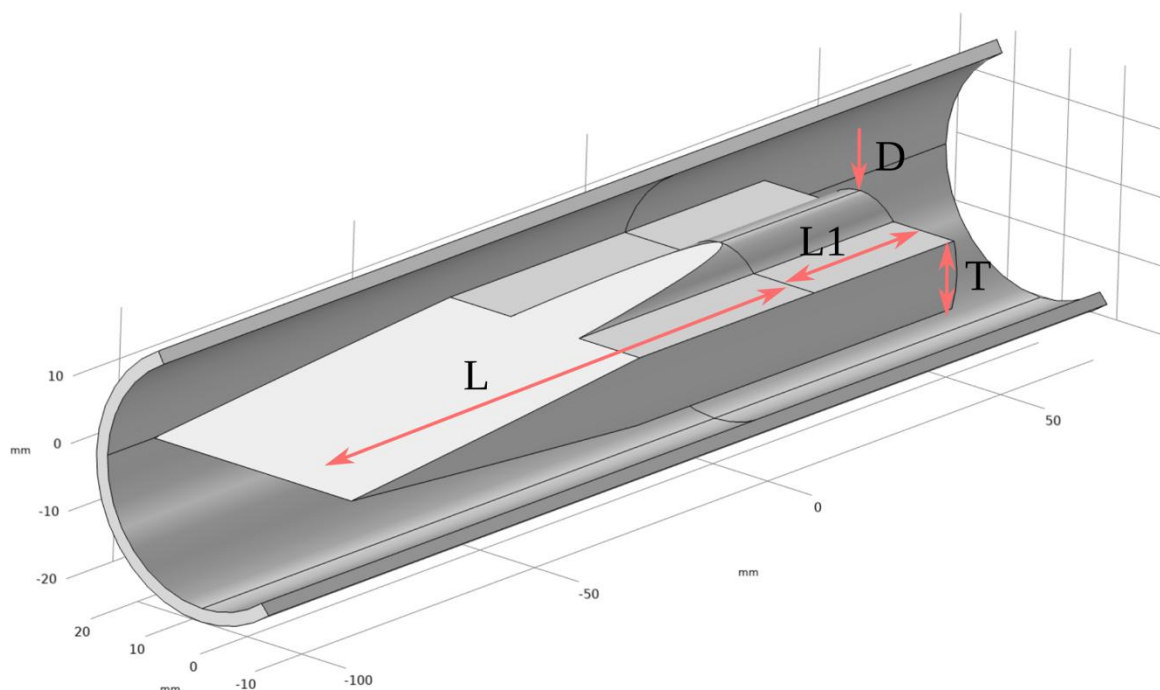


Рисунок 19.1 - Принципиальная схема электродинамической системы ввода СВЧ излучения

Расчет коэффициента прохождения осуществлялся путем решения волнового уравнения в частотном домене на тетраэдральной сетке. Пример расчетной сетки показан на рисунке 19.2. При расчете поглощение в стенках не учитывалось (все стенки являлись идеальным проводником) как несущественное. На вход системы (слева на рис. 19.1) подавалась мода TE<sub>11</sub> круглого волновода с ортогональной «лезвиею» кина поляризацией. Слева от точки возбуждения и справа от преобразующей структуры в расчете помещались идеальные поглотители для полной абсорбции как прошедшего, так и отраженного излучения.

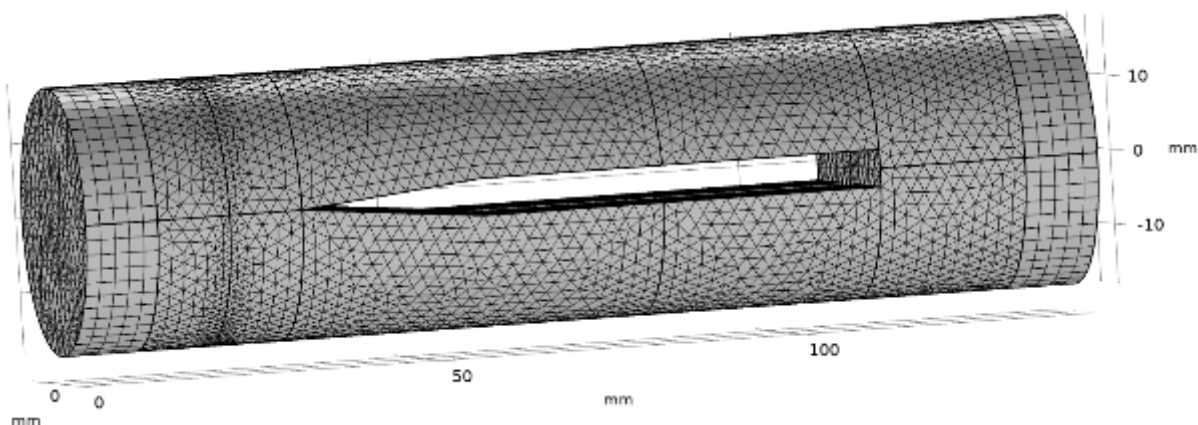


Рисунок 19.2 - Пример расчетной тетраэдральной сетки

Результат оптимизации по параметру  $L$  показан на рисунке 19.3. При этом прочие параметры имели следующие значения:  $L_1=30$  мм,  $D=16$  мм,  $T=5$  мм. Видно, что от длины клина зависимость очень слабая. Из соображений удобства изготовления и размещения внутри клина каналов охлаждения была выбрана длина  $L=100$  мм.

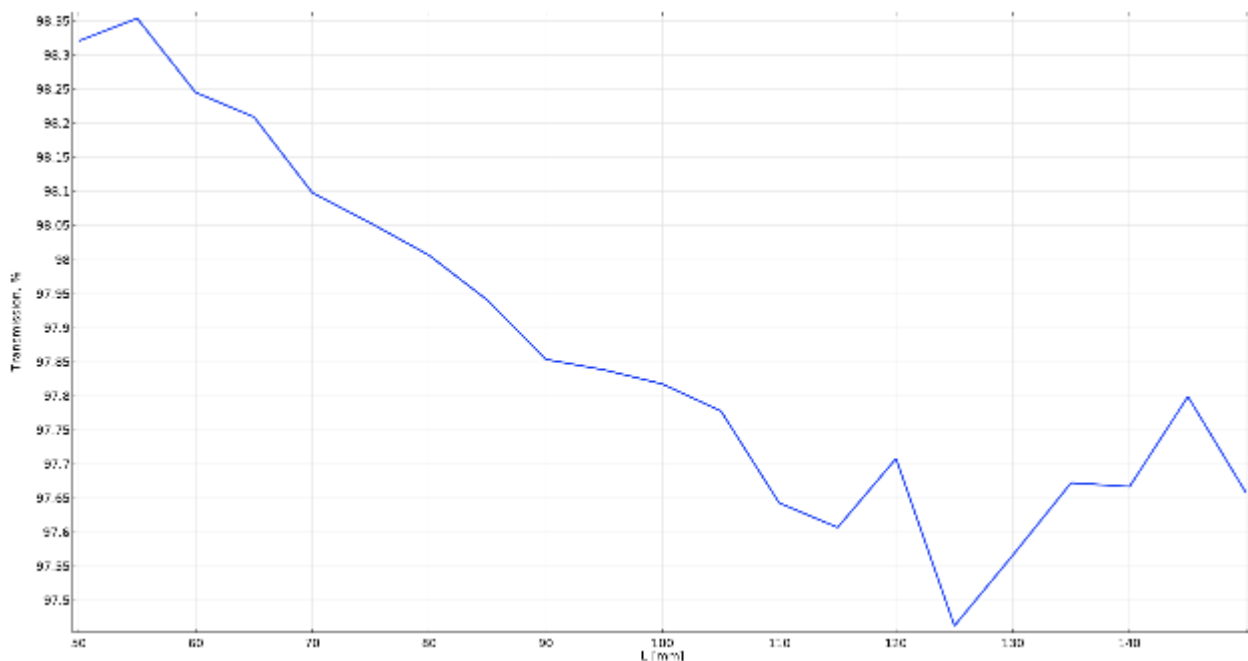


Рисунок 19.3 - Коэффициент прохождения СВЧ мощности от длины L

Далее проведена оптимизация по параметру T. Результаты представлены на рисунке 19.4. Видно, что коэффициент прохождения зависит от параметра T достаточно слабо (в исследуемых пределах), однако имеет максимум при T=10 мм. На рисунке 19.4 также построена средняя напряженность электрического поля в преобразователе. Очевидно, напряженность растет с ростом параметра T, т.к. площадь сечения волновода уменьшается при сохранении падающей мощности. При значении параметра T=10 мм она не превышает величину в  $10^5$  В/м, тогда как экспериментально установленный предел составляет порядка  $4 \cdot 10^5$  В/м (величина, при которой происходит пробой в волноводе при рабочем давлении порядка  $10^{-3}$  мбар). При этом, параметр T=10 мм является приемлемым с технической стороны с точки зрения размещения канала подачи газа диаметром 3 мм по оси системы и двух каналов охлаждения диаметром 6 мм по бокам от газовой линии. По результатам данной оптимизации параметр T был выбран равным 10 мм.

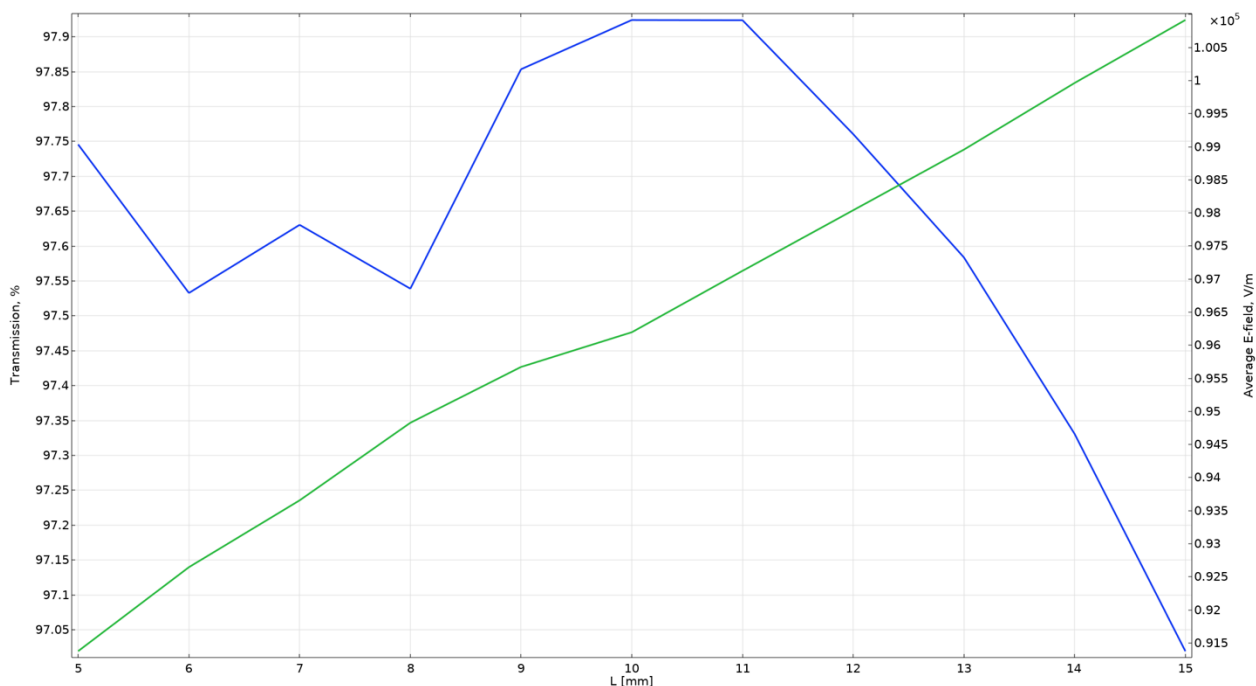


Рисунок 19.4 - Коэффициент прохождения СВЧ мощности (синяя кривая) и среднее значение электрического поля в области клина (зеленая кривая), нормированного на 1 Вт падающей мощности, от толщины  $T$

На рисунке 19.5 представлена зависимость коэффициента прохождения от параметра  $D$  при  $L=100$  мм,  $T=10$  мм,  $L_1=30$  мм. На параметр  $D$  имеется ограничение снизу: поскольку торец системы располагается в пробке магнитной ловушки, а сечение плазменного шнура в пробке представляет собой окружность диаметром 15 мм, то  $D > 15$  мм. При этом,  $D$  разумно делать минимально возможным для минимизации напряженности поля в зазорах. Поэтому величина параметра была выбрана равной  $D=16$  мм, при этом коэффициент прохождения СВЧ мощности составляет 97,9%.

Таким образом, были определены все основные параметры клиновидной системы согласования. Последний параметр, остающийся свободным, – это длина плазмоприемника постоянного профиля  $L_1$ . Результат расчета зависимости коэффициента прохождения от  $L_1$  представлен на рисунке 19.6. Видно, что коэффициент прохождения слабо осциллирует при изменении  $L_1$ , при этом его максимум (в выбранном диапазоне 30-300 мм) соответствует значению  $L_1=270$  мм. С технической точки зрения, с одной стороны, длину плазмоприемника было бы разумно делать минимальной для оптимизации охлаждения торца, на котором при использовании максимальной мощности тепловыделение составляет до 5 кВт. Однако, использование плазмоприемника длиной 270 мм позволяет вынести точку крепления всей электродинамической системы к плазменной камере за пределы магнита, что дает возможность сделать это соединение разборным. В свою очередь, это существенно повышает надежность системы и

ремонтпригодность в случае прогорания отдельных элементов. Эскиз системы в сборе с плазменной камерой и магнитом показан на рисунке 19.7.

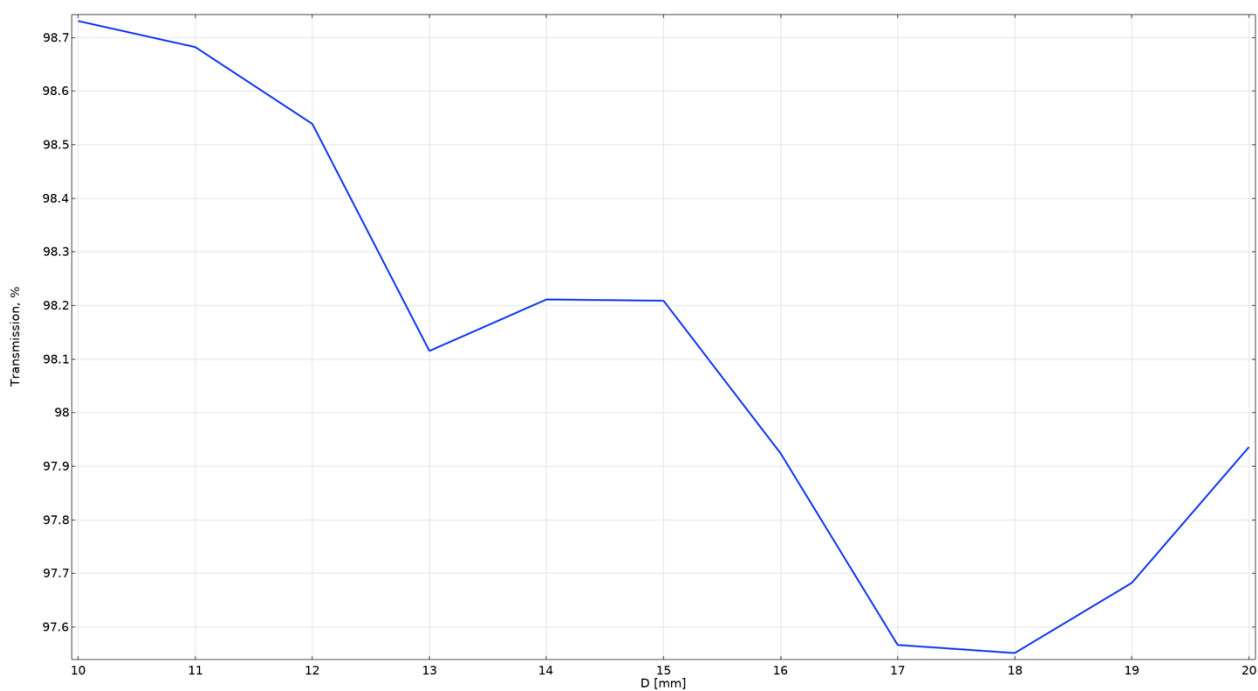


Рисунок 19.5 - Коэффициент прохождения СВЧ мощности от параметра D

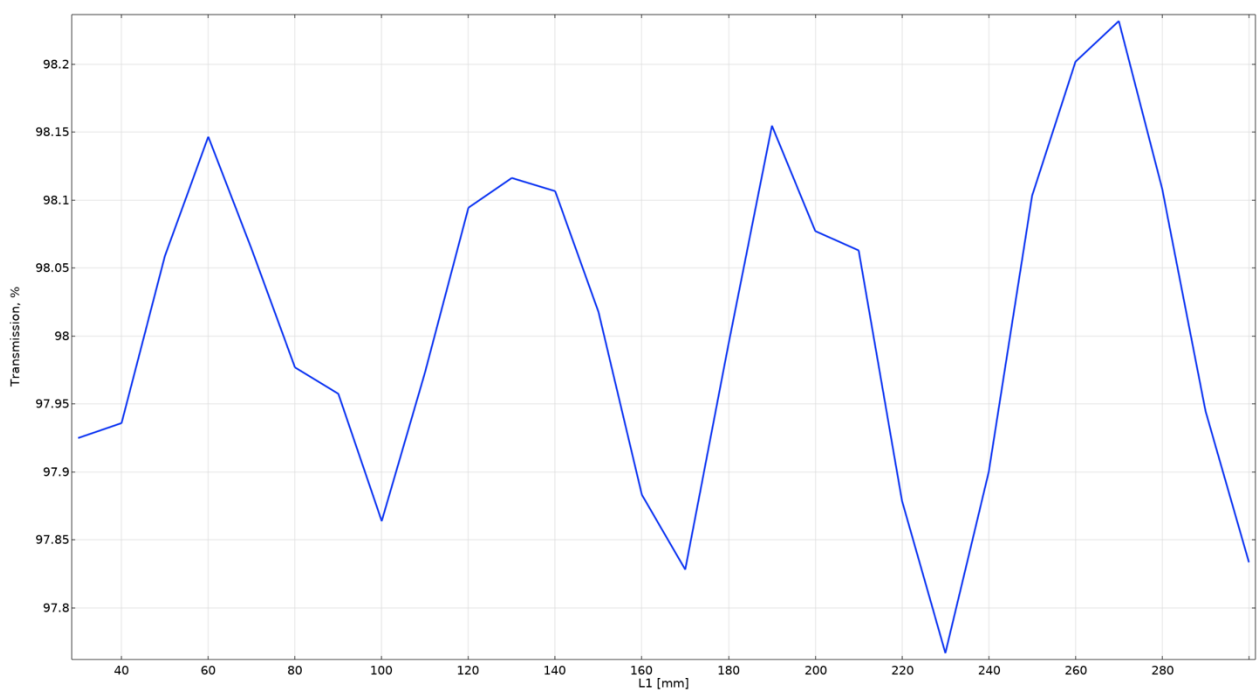


Рисунок 19.6 - Коэффициент прохождения СВЧ мощности от параметра L1



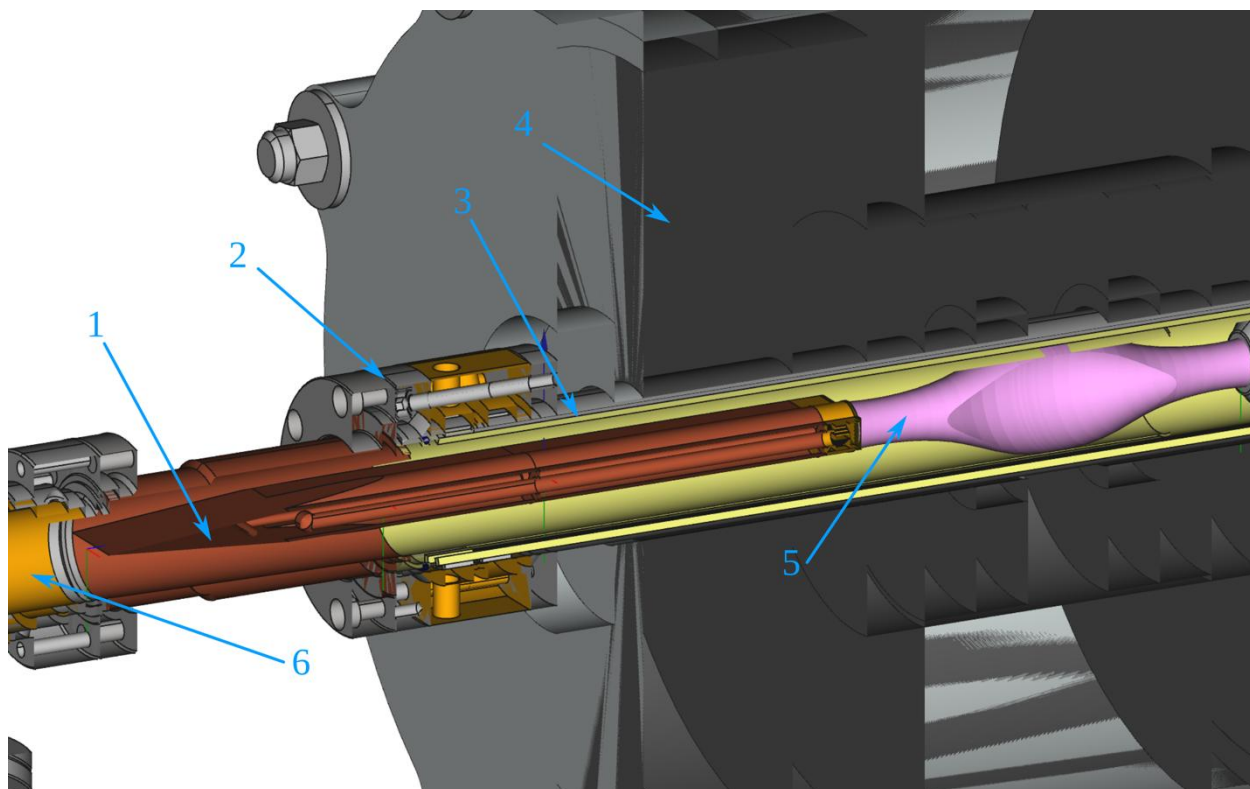


Рисунок 19.7 - Эскиз системы в сборе в разрезе. 1 – СВЧ согласователь, 2 – разъемное соединение с плазменной камерой, 3 – плазменная камера, 4 – магнитная ловушка, 5 – плазменный шнур, 6 – входящий волновод

На рисунке 19.8 показана напряженность электрического поля в объеме всего СВЧ преобразователя при падающей мощности 10 кВт.

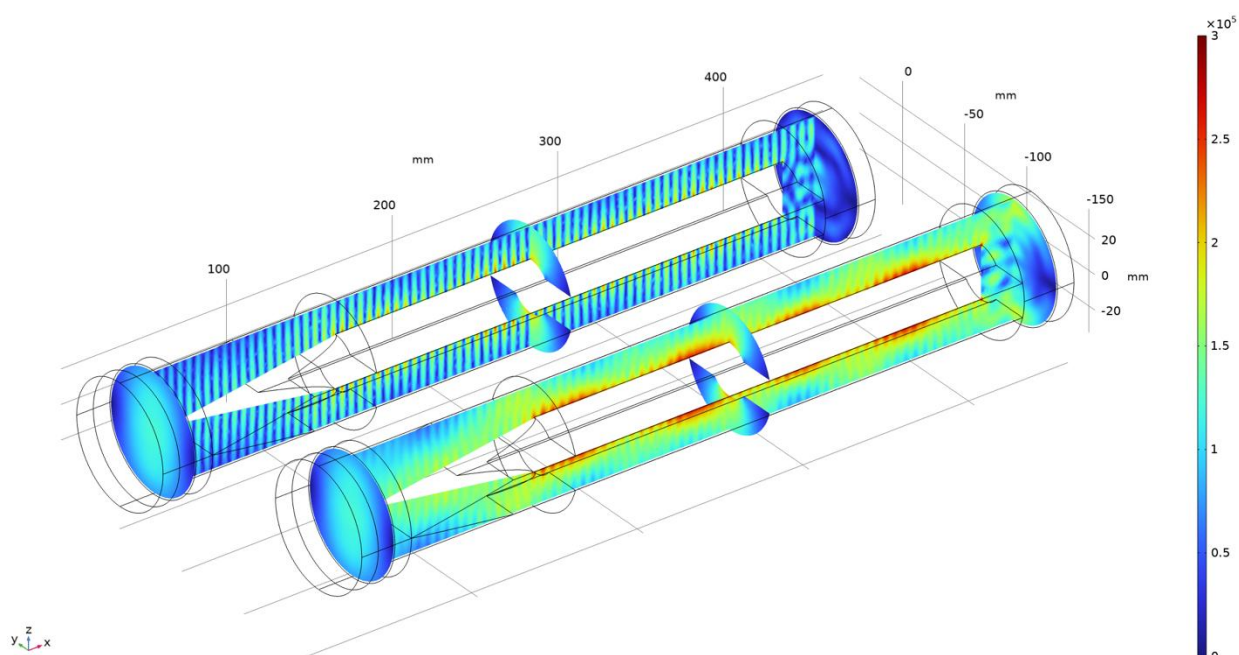


Рисунок 19.8 - Напряженность мгновенного (слева сверху) и RMS (справа снизу) электрического поля в объеме СВЧ согласователя при мощности 10 кВт

Видно, что максимальная напряженность электрического поля не превышает  $3 \cdot 10^5$  В/м. При этом, поскольку отраженная мощность менее 3%, структура поля на входе (слева) представляет собой практически недеформированную моду TE<sub>11</sub>.

Таким образом, в результате численных расчетов были выбраны значения геометрических параметров СВЧ согласователя и предложены технические решения, которые позволили успешно реализовать коэффициент прохождения порядка 97%, при этом обеспечивая достаточное охлаждение согласователя и плазмоприемника и ввод газа по оси магнитной ловушки непосредственно в магнитную пробку. Последнее особенно важно с точки зрения поддержания давления в СВЧ тракте на минимальном уровне при сохранении достаточного потока нейтрального газа в разряд.

**20 Подготовка экспериментов in vitro по изучению биологической эффективности нейтронного излучения. Разработка программ и методик экспериментальных исследований in vitro**

(ПИМУ договор № K98–12 от 16.11.2021, акт сдачи-приемки этапа №2 б/н от 15.12.2022)

Первым этапом определения биологической эффективности любого терапевтического подхода является проведение in vitro исследований, где в качестве объекта исследования выступают клеточные культуры. Анализ литературных данных показал широкий спектр клеточных культур, используемых для анализа эффективности БНЗТ, в том числе для тестирования новых разрабатываемых источников нейтронов. Основные клеточные линии и подходы к оценке эффективности облучения представлены в таблице 20.1.

Таблица 20.1 – анализ in vitro исследований эффективности БНЗТ

Клеточная линия	Препарат, концентрация, время инкубации	Плотность потока (см-2с-1); доза (Гр)	Верификация эффекта	Ссылка
SAS, B16, C6	L-ВРА, 2 mM, 24 часа	1-4*10 <sup>12</sup> ; нет данных	Анализ колониеобразования	Hattori et.al., 2012 [202]
U87, SW620, SK-Mel28 Эмбриональные клетки	L-ВРА, 40 мкг/мл, 24 часа	3*10 <sup>8</sup> ; 6 Гр	Анализ колониеобразования; МТТ-тест	Каныгин и др., 2021 [220]
T98G, U87, U251	ЗВРА,4-ВРА, 40 мкг/мл, 24 часа	2,6-7,7*10 <sup>12</sup> ; 3Гр	Анализ колониеобразования; МТТ-тест	Zaboronok et.al., 2022 [221]
MCF7, AB22	Сульфонамид-карборан-10В, 72 μM, 187.5 μM и 130 μM, 24 часа	нет данных	МТТ-тест, анализ пролиферации	Alberti et.al., 2020 [222]
Raji, RL	L-ВРА, 5, 10, и 20 μg B/mL, 3 часа	3*10 <sup>8</sup> ; 0,11-1,2 Гр	WST-8-тест	Yoshimura et.al., 2021 [217]

FaDu, SAS, U87	L-BPA, 24, 48 и 96 мг/мл, 3 часа	2-4*10 <sup>11</sup> ; 3-6 Гр	Анализ колониеобразования	Seo et.al., 2022 [215]
DLD-1, HT-29, colo201, LoVo, SW480, WiDr	L-BPA, 10 мг/мл, 2, 4 и 6 часов	Без облучения	Определение содержания 10B	Arima et.al., 2022 [216]
<p>SAS – плоскоклеточный рак человека,          B16 – меланома мыши,          C6 – глиома крысы          U87, T98G, U251 – глиобластома человека          DLD-1, HT-29, colo201, LoVo, SW480, WiDr, SW620 –          колоректальная аденокарцинома человека          SK-Mel28 – меланома человека          AB22 – мезотелиома мыши          Raji, RL – лимфома человека          FaDu – плоско-клеточная карцинома горла</p>				

Кроме того, на сегодняшний день имеются клинические данные об эффективности БНЗТ в отношении мультиформной глиобластомы, менингиомы, рака головы и шеи, легких, молочной железы, гепатоцеллюлярного рака, сарком, новообразований кожи, экстрамамеллярного рака Педжета, различных рецидивов и метастазов, а также педиатрических опухолей [223].

Золотым стандартом оценки чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* является анализ колониеобразования [224]. Данный тест демонстрирует способность отдельных клеток формировать колонии. Принцип метода заключается в посеве клеток (контрольных и после воздействия) в сильном разведении (количество клеток не достигает  $1 \cdot 10^5$  на культуральную чашку) и их длительном культивировании (от 7 до 14 дней). Затем клетки фиксируются и окрашиваются кристаллическим фиолетовым, количество колоний считают с помощью микроскопа, учитывая колонии не менее 50 клеток [225].

К другим методам, позволяющим оценить эффективность лучевого воздействия *in vitro*, относятся МТТ-тест, колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток. Метод основан на способности НАДФ-Н-зависимых клеточных оксидоредуктазных ферментов восстанавливать тетразолиевый краситель 3-(4,5-диметилтиазол-2-ил)-2,5-дифенил-тетразолиум бромид в нерастворимый формазан. После

формирования кристаллы формазана растворяют в ДМСО, который имеет пурпурное окрашивание. Интенсивность окрашивания определяют по оптической плотности раствора с помощью спектрофотометров [226]. Особенностью проведения МТТ-теста для задач радиобиологии является оценка результата на поздних сроках после воздействия, как правило, 96-120 часов после облучения.

Также подходящими методами могут быть оценка пролиферативной активности с использованием автоматических счетчиков клеток, оценка повреждений ДНК с помощью специфических маркеров, например,  $\gamma$ -H2AX или маркеров программируемой клеточной гибели апоптоза, например, annexin V.

Таким образом, на основании анализа литературных данных для первого этапа оценки эффективности разрабатываемого нейтронного источника нами были выбраны следующие клеточные линии: СТ26 – колоректальный рак мыши, U87 – глиобластома человека и/или рак молочной железы MCF7. Также планируется оценка радиочувствительности нормальных клеток на примере клеточных культур кожных фибробластов (huFB) и/или клеток эмбриона почки человека (HEK293) и/или нормального иммортализованного эпителия молочной железы (MCF-10A). В качестве основных тестов для определения радиочувствительности будут использованы анализ колониобразования и МТТ-тест.

Протокол исследования будет включать следующие этапы:

1. Выведение клеточных линий из заморозки до достижения ими соответствующей линии пролиферативной активности;
2. Посев клеток в необходимой плотности (зависит от типа клеточной линии) в культуральные флаконы;
3. Инкубирование клеток с препаратом L-BPA в дозе 40 мкг/мл культуральной среды в течение 24 часов;
4. Отмывка клеток от L-BPA фосфатно-буферным раствором;
5. Облучение клеток с помощью нейтронного D-D генератора при плотности потока нейтронов не ниже  $2,4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  до достижения дозы не ниже 0,3 Гр. В качестве контроля будут выступать клетки, подвергшиеся облучению, но без инкубирования с раствором L-BPA и клетки без инкубирования с раствором L-BPA и без воздействия облучения.
6. Оценка воздействия нейтронного излучения с помощью МТТ-теста и анализа колониобразования.

## 21 Оптимизационные расчеты максимизации заряда лазерно-ускоренных электронов в режиме релятивистского самозахвата

(ФИАН, договор № К98 -10 от 03.11.2021, акты сдачи-приемки этапов №2.1 б/н от 16.06.2022 и №2.2 б/н от 16.12.2022)

Среди изучаемых механизмов лазерного ускорения электронов главное место занимает так называемое кильватерное ускорение и прежде всего потому, что до сих пор основное внимание уделялось получению электронных сгустков именно с максимальной энергией. Ускорение электронов до мульти-ГэВных энергий уже экспериментально наблюдается на регулярной основе [274- 276]. Вместе с тем имеется большое число значимых приложений, для которых требуются меньшие энергии ускоренных электронов, в пределах от сотни МэВ до порядка 1 ГэВ, но в значительно большем количестве. С этой целью ниже на двух примерах используется подход в рамках кильватерного ускорения электронов для его экспериментальной реализации на сверхмощном лазерном пучке будущей инфраструктуры XCELS (1) и на гораздо менее мощном, мультитераваттном лазере для целей экспериментальных исследований по проблеме лазерно-электронной FLASH радиотерапии (2).

Проблема устойчивого нелинейного распространения в плазме короткого релятивистски-интенсивного лазерного импульса на расстояния, значительно превышающие рэлеевскую длину, является критической для кильватерного ускорения электронов [34, 277], поскольку оно должно обеспечить достаточно высокую энергию частиц. Кильватерное ускорение рассматривается как многообещающий механизм ускорения электронов до высоких энергий на лабораторном масштабе для создания компактных источников электромагнитного, например, терагерцового, рентгеновского и гамма излучения, а также источников электронов для радиационной терапии и для получения ядерных продуктов в различных фотоядерных реакциях. Однако, в наиболее широко используемой классической схеме кильватерного ускорения в плазме с типичной электронной плотностью,  $n_e$ , заметно меньшей  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , характерный заряд ускоренных электронов оказывается на уровне существенно меньшем 1 нКл, что сдерживает ее применение для таких приложений. При этом требуется, чтобы, с одной стороны, лазерный импульс устойчиво проходил в ускоряющей среде много рэлеевских длин, а с другой – распространялся в достаточно плотной плазме, которая могла бы обеспечить существенно более высокий полный заряд ускоренного сгустка электронов.

Наиболее хорошо известной реализацией трехмерной ускоряющей структуры является так называемый кильватерный пузырь («bubble») [19, 20] – каверна с вытесненными под действием пондеромоторной силы лазерного импульса электронами

мишени, в которой имеются продольное электрическое поле (вдоль оси распространения лазерного импульса), ускоряющее некоторое число электронов, и кулоновское поле, фокусирующее электроны на ось. Такая реализация хорошо исследована для разреженной плазмы,  $n_e \ll n_c$ , с плотностью электронов много меньшей критической плотности,  $n_c$ , для лазерных импульсов длиной меньшей или порядка плазменной длины волны и поперечного размера каверны. Применение таких ускоряющих структур связывается с разработкой источника ГэВных электронов с высокой коллимированностью и приемлемой монохроматичностью. Однако, полный заряд генерируемого сгустка электронов, ускоряемых в баббле, невысок (типично на мульти-пикокулонном уровне). Это ограничение преодолевается при распространении импульса лазерного света в режиме релятивистского самозахвата в прозрачной плазме достаточно высокой плотности, на уровне от десяти до нескольких десятков процентов от критической плотности. Такой режим был идентифицирован и предложен к использованию для ряда практических применений в работах [1-3], где заряд ускоренных до  $\sim 100$  МэВ электронов оказывается на мульти-нКл уровне для лазеров мощностью  $\sim 100$  ТВт.

Исследование на основе трехмерного моделирования методом «частица-в-ячейке» (PIC, «particle in cell») [1, 25] выявило возможность распространения релятивистски интенсивного лазерного импульса в однородной плазме с околоскритической плотностью в виде солитона, как движущейся со скоростью близкой к скорости света структуры, заполненной лазерным светом («лазерная пуля»). Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние порядка десяти рэлеевских длин в такой плотной плазме, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В этом режиме дифракционная расходимость сбалансирована нелинейностью среды, обуславливающей релятивистское утяжеление электронов и кавитацию последних таким образом, что самофокусировки на ось не происходит, а самосогласованно устанавливается определенный поперечный размер каверны, практически неизменный в течение всего времени распространения импульса вплоть до его истощения. При этом длина лазерного импульса заметно превышает как плазменную длину волны, так и его ширину. Отметим, что формирование световой пули свойственно и конденсированным средам [278]. Однако, если в последних ее формирование происходило с течением времени, по мере распространения излучения, то в рассматриваемом случае сильных световых полей, входящий в плазму импульс сразу самосогласованно подстраивается под среду, сохраняя благодаря релятивистской нелинейности свою исходную форму.

Важным шагом, дополняющим исследование [1, 25] изучением устойчивости режима релятивистского самозахвата в случае, когда граница на входе лазерного

импульса не резкая, а имеет вид преплазмы (рампы плотности), явилась работа [3]. Дело в том, что типичной мишенью для кильватерного ускорения электронов служит газовая микроструя и если однородность плотности газа по ее основному объему реализуется рутинным образом, то вблизи границы с вакуумом имеет место естественная неоднородность плазмы (преплазма). В этой связи вставал вопрос: не разрушит ли преплазма режим релятивистского самозахвата, и если нет, то насколько может снизиться эффективность генерации электронных сгустков с зарядом, сопоставимым с получаемым в однородной плазме. Отвечая на этот вопрос с использованием трехмерного кинетического моделирования методом “частица-в-ячейке”, в работе [3] доказана возможность реализации режима релятивистского самозахвата лазерного в плазме с неоднородным профилем плотности. Выявлены необходимые для этого условия фокусировки лазерного света в зависимости от градиентной длины плотности плазмы и проведено сравнение эффективности лазерно-инициированного ускорения электронов со случаем однородной плазмы. При этом показано, что при правильном выборе положения фокуса лазерного пучка на профиле плотности и размера пятна фокусировки режим релятивистского самозахвата так же эффективен, как и в однородной мишени. Этот важный вывод позволяет во всех исследованиях режима релятивистского самозахвата использовать модель однородной плазмы, что и предполагается ниже, хотя уточняющие детали могут быть получены, следуя работе [3].

### **21.1 Оптимизационные расчеты лазерной генерации пучка электронов для проекта XCELS**

Проведенное в последние годы трехмерное численное PIC моделирование показало, что устойчивое распространение в однородной плазме релятивистски-интенсивного лазерного импульса (т.е. со стандартной безразмерной амплитудой поля  $a_0 \gg 1$ ) на расстояния, много большие рэлеевской длины, возможно при определенном согласовании между поперечным размером распространяющейся световой пули, электронной плотностью плазмы и интенсивностью (мощностью) лазерного импульса (см., например, [1, 20, 27]). Одновременно имеет место эффективное ускорение электронов, самоинжектирующихся в плазменную каверну в условиях полной кавитации электронов. Впоследствии было доказано, что выявленное в численных экспериментах согласование лазерно-плазменных параметров с нелинейно-оптической точки зрения отвечает самозахватной моде в плазме с релятивистской нелинейностью [1, 30]. Указанное лазерно-плазменное согласование записывается в виде соотношения (7.1), связывающего радиус каверны,  $R$ , с электронной плотностью и мощностью лазерного импульса,  $P$ . С физической точки зрения, соотношение (7.1) следует из согласования дифракционного



угла расходимости лучей лазерного света из фокального пятна с числовой апертурой релятивистского плазменного волновода с эвакуированными из сердцевины электронами.

Таким образом, в обсуждаемом эксперименте плотность мишени должна подбираться под параметры лазерного импульса в соответствии с условием (7.1). Имея в виду очень высокую ожидаемую мощность пучка XCELS,  $P/P_0$ , из формулы (7.1) следует, что при ожидаемом радиусе пятна в несколько длин волн мишень должна иметь электронную плотность порядка критической плотности. Это, согласно [1, 25], позволит получить рекордный выход суб-ГэВных лазерно-ускоренных электронов.

Моделирование ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата проводилось с помощью трехмерного PIC-моделирования высокопроизводительным релятивистским электромагнитным кодом VSim. Линейно поляризованный вдоль оси  $Z$  лазерный импульс с гауссовским пространственным распределением (как по продольному, так и по поперечному направлениям), мощностью  $P = 15$  ПВт, интенсивностью в максимуме  $3.76 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительностью (FWHM)  $\tau = 25$  фс и размером пятна фокусировки (FWHM)  $D = 6$  мкм распространяется вдоль оси  $X$ . Импульс падает на однородную плазму длиной 218 мкм, состоящую из электронов и ионов He. Длина волны лазерного излучения составляет  $\lambda = 910$  нм.

Моделирование как для указанных параметров, так и для соответствующих той же мощности импульса, но с более широким пятном ( $D = 10$  мкм), проводилось с использованием метода движущегося окна размером от  $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 34\lambda \times 34\lambda$  до  $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 58\lambda \times 58\lambda$  с шагом пространственной сетки  $\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z = 0.04\lambda \times 0.06\lambda \times 0.06\lambda$ . Общее количество крупных частиц в расчетной области составляло  $\sim (3-8) \times 10^8$ . Продолжительность типичного расчета оказывалось примерно 150 часов на 200 процессорах.

Расчеты, подобные тем, которые были проведены в работах [1, 25], установили оптимальную плотность мишени, которая по порядку величины соответствовала выполнению условия релятивистского самозахвата лазерного импульса (7.1). Соответственно, для  $D = 6$  мкм электронная плотность плазмы оказывалась равной  $n_e \approx 7.3 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что составляет  $0.55 n_c$ .

Сначала представим результаты численного моделирования лазерного кильватерного ускорения электронов для горячего пятна с  $D = 6$  мкм. Они касаются пространственно-временных, энергетических, угловых и поляризационных распределений высокоэнергетичных электронов (с энергией,  $\varepsilon_e$ , превосходящей 100 МэВ).

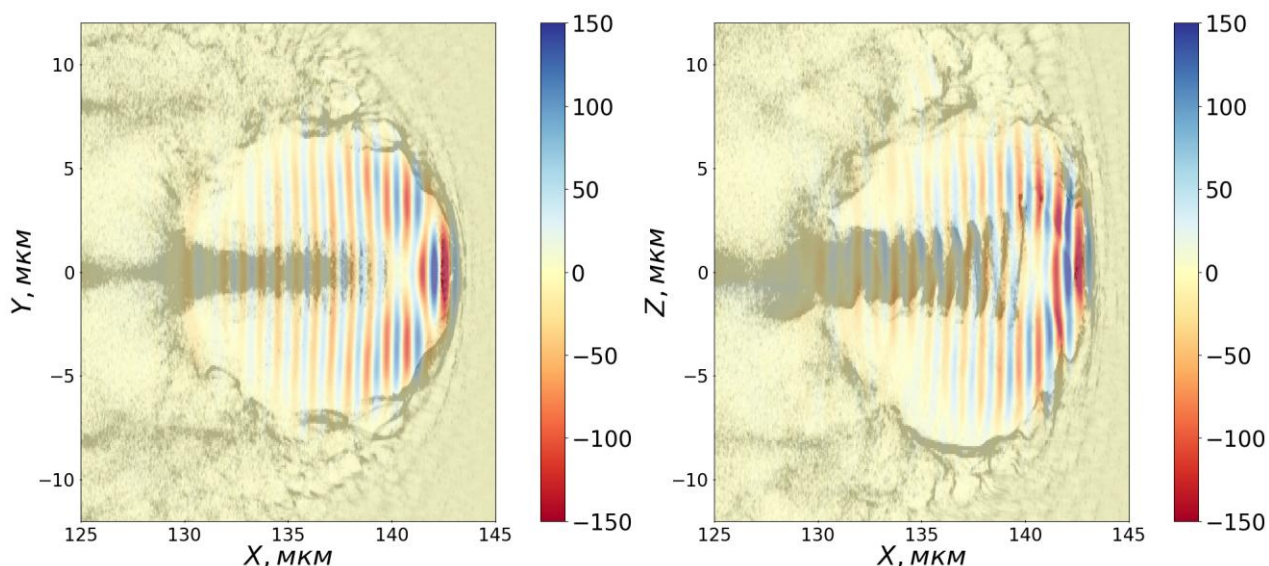


Рисунок 21.1 – Распределения плотности электронов (серым) и лазерного электрического поля импульса с  $D = 6$  мкм (в цвете) в плоскости поляризации лазерного света ( $XZ$ ) и плоскости, перпендикулярной направлениям поляризации и распространения импульса ( $XY$ ). Внутри каверны, в приосевой области, видны ускоренные высокоэнергетичные электроны

На рисунке 21.1 изображена структура типа лазерной пули с электромагнитным полем внутри нее (напряженностью в относительных единицах) в двух проекциях, на плоскость поляризации ( $XZ$ ) и поперечную ей плоскость ( $XY$ ), после прохождения лазерным импульсом в низкоплотной мишени расстояния порядка 15 длин лазерного импульса, длина которого  $\sim 7.5$  мкм. Хорошо видна лазерно-плазменная каверна с длиной порядка длины импульса и уже сформировавшимся самосогласованным поперечным размером, отвечающим радиусу порядка 5 мкм, который сохраняется и в дальнейшем, при распространении импульса вплоть до его практически полного истощения. На момент кадра лазерно-плазменной структуры, представленного на рисунке 21.1, лазерный импульс уже несколько истощен из-за пондеромоторных потерь на расталкивание электронов плазмы.

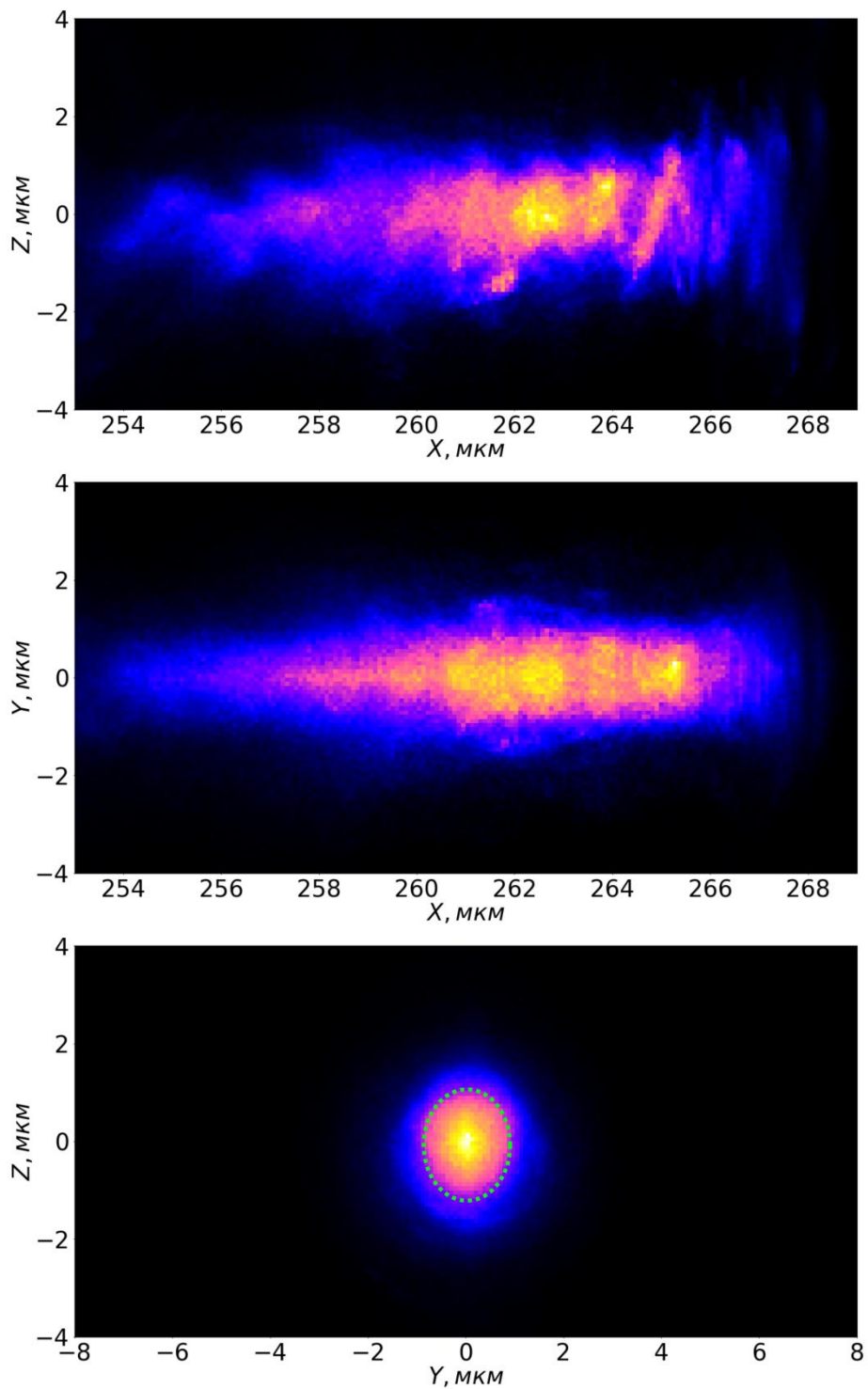


Рисунок 21.2 – Пространственные распределения кильватерно-ускоренных электронов в проекциях  $XY$ ,  $XZ$  и  $YZ$  для лазерного пучка с  $D = 6$  мкм. Цвет пикселя характеризует полную энергию (увеличивающуюся на порядок при переходе от синего к белому) всех электронов, попадающих в фазовые координаты пикселя

Характерная длина истощения импульса хорошо количественно следует численно установленной оценке [2, 3]:

$$L_d \approx \frac{a_0 n_c}{8 n_e} c \tau, \quad (21.1)$$

где  $a_0$  – стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля. Именно величина (21.1) определяет характерную длину ускорения электронов, а не длина расфазировки электронного сгустка с ускоряющим электростатическим полем, для рассматриваемых условий ультррелятивистской лазерной интенсивности ( $a_0 \gg 1$ ), ультракороткого импульса ( $c\tau < 10\lambda$ ) и субкритической плотности плазмы ( $n_e < n_c$ ), поскольку  $2(a_0 n_c / n_e)^{1/2} > c\tau/\lambda$ . В центре каверны на рисунке 21.1 отчетливо различимы ускоряемые её электростатическим полем электроны. Длина плазменного слоя в проведенной серии расчетов выбиралась таким образом, чтобы к моменту выхода электронов из мишени их суммарная энергия была максимальна.

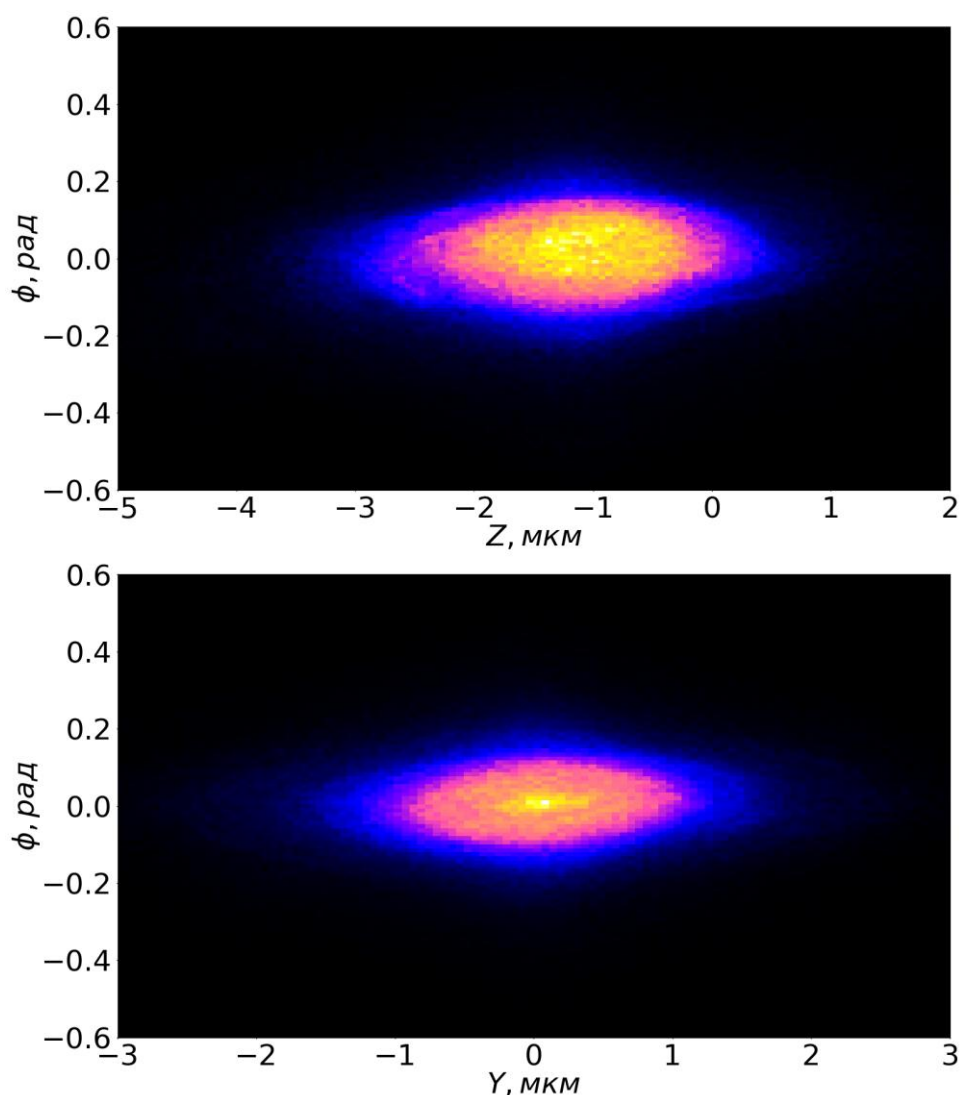


Рисунок 21.3 – Фазовое пространство для расчета поперечного эмиттанса. Цвет пикселя характеризует полную энергию (увеличивающуюся на порядок при переходе от синего к белому) всех электронов, попадающих в фазовые координаты пикселя

Полученные на выходе из низкоплотной мишени характеристики ускоренного электронного сгустка (с учетом выделенного направления поляризации лазерного

импульса) иллюстрируются рисунке 21.2. Длина электронного сгустка сопоставима с длиной импульса, а его поперечный размер составляет  $\approx 4 \lambda$ . Полный заряд электронов с энергией превосходящей 100 МэВ оказывается равным  $\approx 85$  нКл. При средней энергии  $\approx 800$  МэВ, общая энергия электронов составляет  $\approx 70$  Дж, а эффективность конверсии оказывается  $\approx 17$  %. Усредненный поперечный эмиттанс для таких высокоэнергетических электронов ( $\varepsilon_e > 100$  МэВ) составляет  $\approx 30$  мрад мм. Оценка последнего сделана с использованием фазовых портретов, представленных на рисунке 21.3 ( $\Phi_{z,y} = \arctg[p_{z,y}/p_x]$ ).

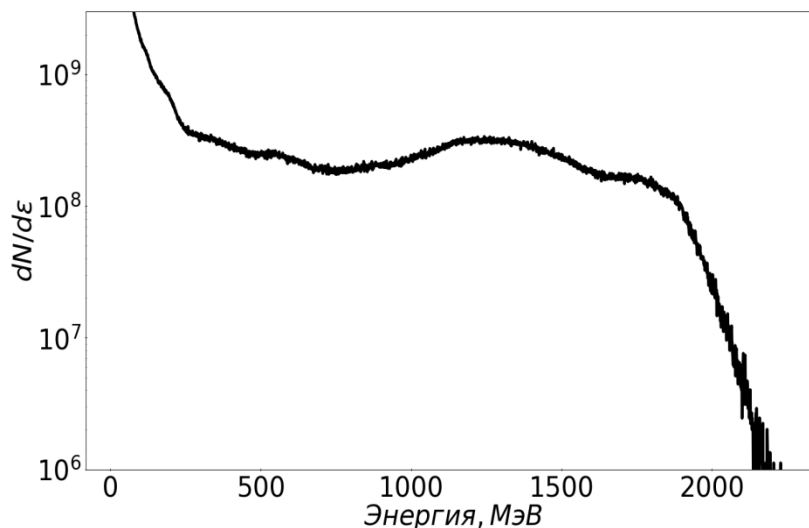


Рисунок 21.4 – Энергетический спектр электронов, ускоренных в режиме релятивистского самозахвата лазерного света для варианта фокусировки в пятно размером 6 мкм

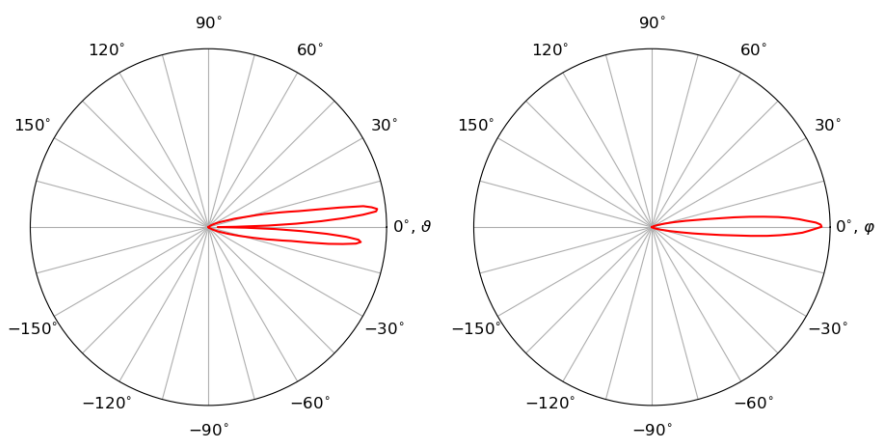


Рисунок 21.5 – Угловое распределение электронов в плоскости поляризации (слева) и поперек направления поляризации (справа) для варианта фокусировки в пятно размером 6 мкм

Энергетический спектр ускоренных электронов представлен на рисунке 21.4 и имеет типичную для режима самозахвата платообразную форму [1, 25]. Для предполагаемых XCELS-параметров плато формируется в диапазоне энергий  $\approx (0.2 - 2)$

ГэВ. Угловое распределение электронов характеризуется анизотропией: в плоскости поляризации лазерного пучка хорошо различаются два лепестка (джета) быстрых электронов. Они определяют угловой разброс электронов относительно лазерной оси, составляющий  $\approx 6^\circ$  (рисунке 21.5, слева). Это не наблюдается в поперечной плоскости (рисунок 21.5, справа).

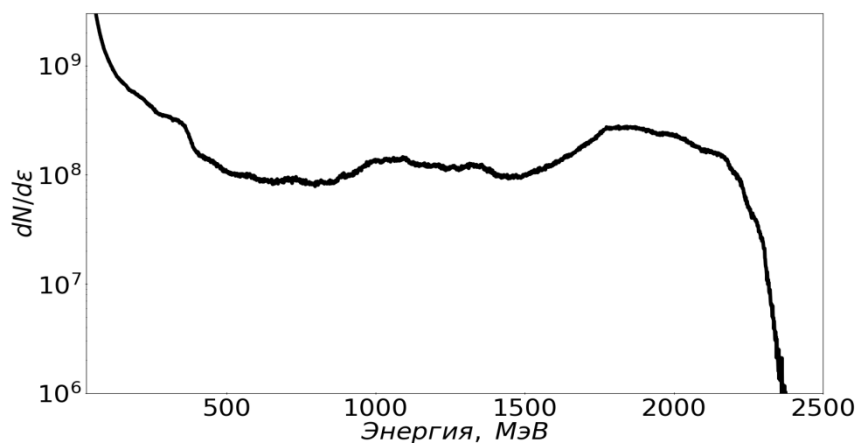


Рисунок 21.6 – Энергетический спектр электронов, ускоренных в режиме релятивистского самозахвата лазерного света для варианта фокусировки в пятно размером 10 мкм

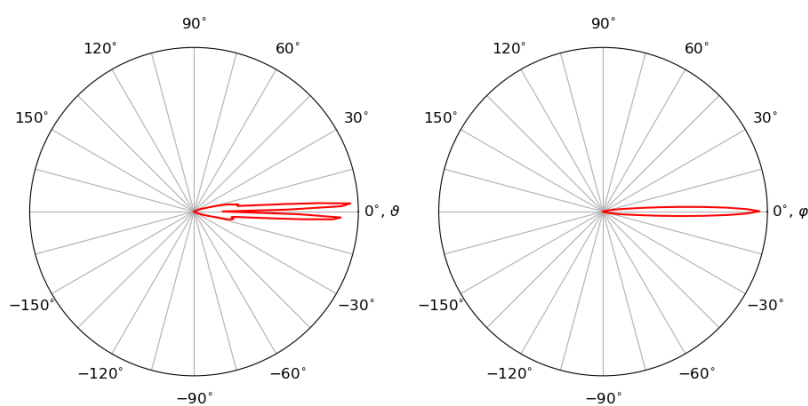


Рисунок 21.7 – Угловое распределение электронов в плоскости поляризации (слева) и поперек направления поляризации (справа) для варианта фокусировки в пятно размером 10 мкм

При использовании более широкого лазерного пучка  $D = 10$  мкм с той же полной энергией, но с меньшей интенсивностью в максимуме,  $1.3 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, и соответствующей электронной плотности мишени  $0.12 n_c$  получены схожие результаты. При несколько меньшем суммарном заряде  $\approx 70$  нКл, средняя энергия возросла до  $\approx 1$  ГэВ. Платообразный спектр распространился до энергии отсечки  $\approx 2.2$  ГэВ (см. рисунок 21.6), коэффициент конверсии в быстрые электроны практически не изменился, слегка

уменьшившись до  $\approx 16\%$ . В тоже время улучшилась коллимированность электронного пучка: его угловой разброс уменьшился в  $\approx 2$  раза до  $\sim 3^\circ$  (см. рисунок 21.7).

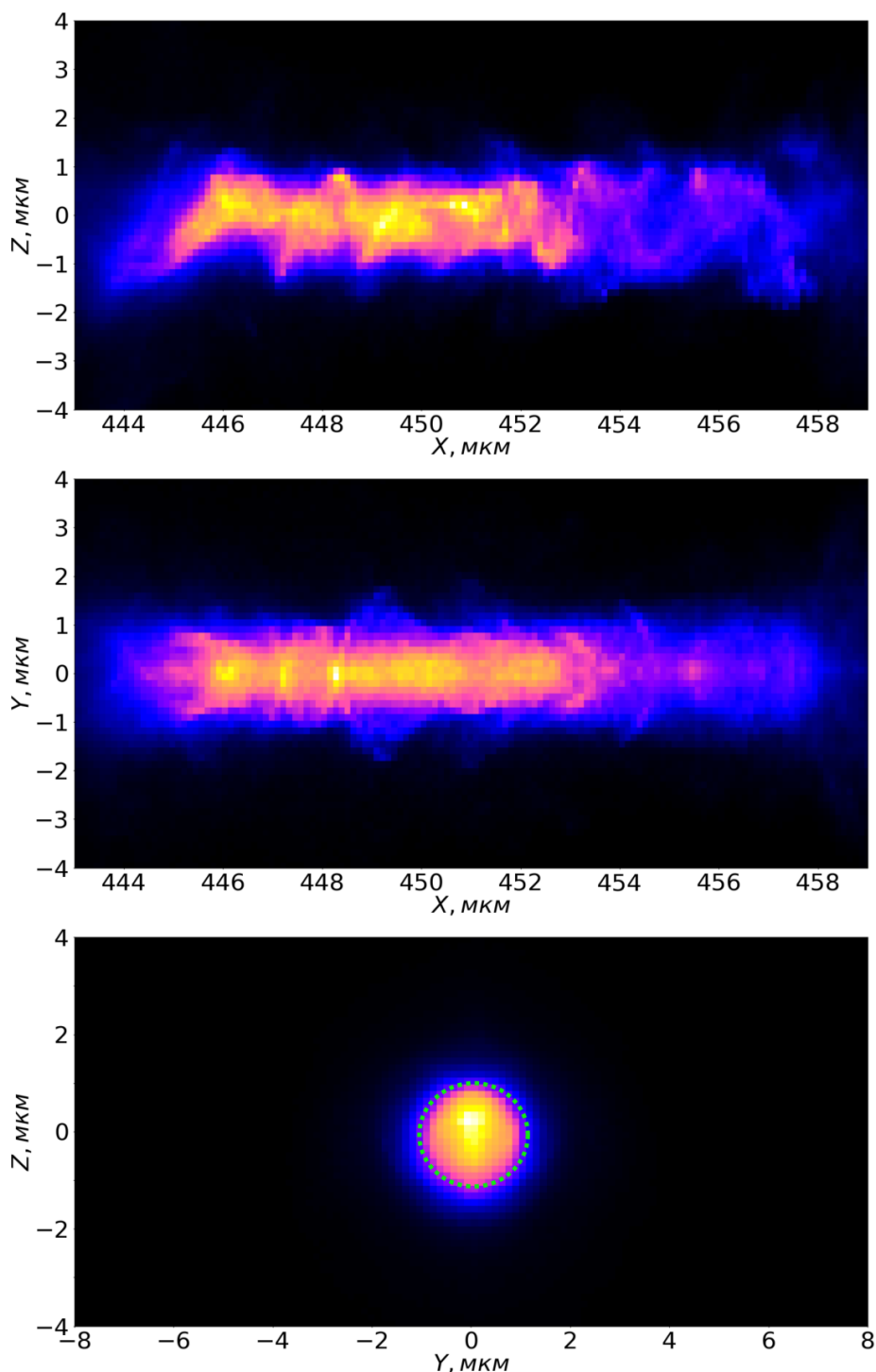


Рисунок 21.8 – Пространственные распределения электронов в проекциях  $XY$ ,  $XZ$  и  $ZY$ . Фокусировка лазерного излучения в пятно размером 10 мкм. Цвет пикселя характеризует полную энергию (увеличивающуюся на порядок при переходе от синего к белому) всех электронов, попадающих в пиксель

Пространственное распределение электронного сгустка иллюстрируется на рисунке 21.8 видом сбоку, поперек (верхний рисунок) и вдоль (средний рисунок) направления

поляризации, а также в анфас (нижний рисунок). Рисунок демонстрирует формирование компактного сгустка высокоэнергетичных электронов (0.2-2 ГэВ) цилиндрической формы, длиной порядка длины лазерного импульса и пятном с размером  $\approx 4\lambda$ . В сечении видна достаточно хорошая симметрия распределения ускоряемых электронов, что иллюстрируется изображенной на рисунке 21.8 (внизу) окружностью. В этом – некоторое отличие от наблюдавшейся небольшой эллиптичности сечения вылетающих электронов, несколько вытянутого в направлении поляризации лазерного света, в случае более острой фокусировки импульса (рисунок 21.2).

Описанный возможный эксперимент с использованием XCELS лазера не требует специальных средств диагностики лазерно-ускоренных электронов, отличных от хорошо известных и давно используемых для кильватерного метода. Это существенно упрощает проведение эксперимента. Наиболее критичным и требующим определенного «новаторства» является подготовка мишени околоритической плотности. В качестве таковой, могут быть использованы либо газовая ячейка, выдерживающая высокие давления, либо газовая струя высокой плотности, вероятно, в области предельно близкой к обрезу сопла. Возможной альтернативой может служить мишень, образующаяся при предварительной гомогенизации малоинтенсивным лазерным предимпульсом малоплотной (пенной) мишени подобно тому, как это делалось в экспериментах [279].

Здесь были представлены два варианта эксперимента для разных размеров фокального лазерного пятна, которые показывают, что вероятно предельная для 15 ПВт лазерного импульса фокусировка в 6 мкм горячее пятно может быть смягчена на менее острую фокусировку, во вдвое больший размер. При этом результат (параметры ускоренного электронного сгустка) практически не меняется, что демонстрирует малочувствительность эксперимента к фокусировке лазерного пучка в определенных пределах и также упрощает проведение эксперимента с XCELS лазером.

## 21.2 Схема лазерно-электронной радиотерапии

Поскольку основной целью этого раздела ставится исследование возможности реализации метода электронного облучения в радиотерапии с помощью имеющихся лазеров, мы рассматриваем фемтосекундные лазерные импульсы на уровне мощности  $P \sim 100$  ТВт, а именно, два примера  $P \approx 34$  ТВт и  $P \approx 135$  ТВт. В обоих случаях FWHM-длительность лазерного импульса составляла 30 фс, а FWHM-размер фокального пятна равнялся  $2R_L \approx 4\lambda$  ( $\lambda$  — длина волны лазерного излучения). Ниже для определенности принято  $\lambda = 1$  мкм. Соответственно, стандартная безразмерная амплитуда,  $a_0$ , рассматриваемых лазерных импульсов составляет  $a_0 \approx 12$  ( $P \approx 34$  ТВт),  $a_0 \approx 24$  ( $P \approx 135$  ТВт). Как отмечалось выше, при условии релятивистского самозахвата лазерного света,



обоснованном теории [1, 30, 280] и отвечающем согласованию: размер пятна – мощность – электронная плотность (7.1), оказывается возможным эффективное ускорение электронов, самоинжектирующихся в плазменную каверну, на длине истощения лазерного импульса, (21.1), определяемой потерями энергии импульса на «распихивание» электронов среды его фронтальной частью. Таким образом, только определенный радиус каверны для заданных интенсивности и плотности плазмы отвечает стабильному распространению импульса, причем он «автоматически» устанавливается, если радиус лазерного фокального пятна,  $R_L$ , подбирается близким к размеру  $R$ , отвечающему условию самосогласования в силу эффекта аттрактора нелинейно-оптической динамической системы в виде структуры солитонного типа — лазерной пули. При этом, условие релятивистского самозахвата, благодаря устойчивому распространению лазерного импульса вплоть до полного истощения лазерного импульса, обеспечивает генерацию ультрарелятивистских электронов с максимальным полным зарядом. Следует отметить, что режим релятивистского самозахвата реализуется при фокусировке мощного лазерного импульса и на мишень с околоритической плотностью, естественно имеющую неоднородный профиль на границе с вакуумом при правильном выборе положения фокуса лазерного света и размера пятна фокусировки на профиле плотности, причем без ухудшения характеристик лазерно-ускоренных электронов [3]. По этой причине, здесь мы, как и в работах [1, 25], ограничиваемся рассмотрением однородной среды.

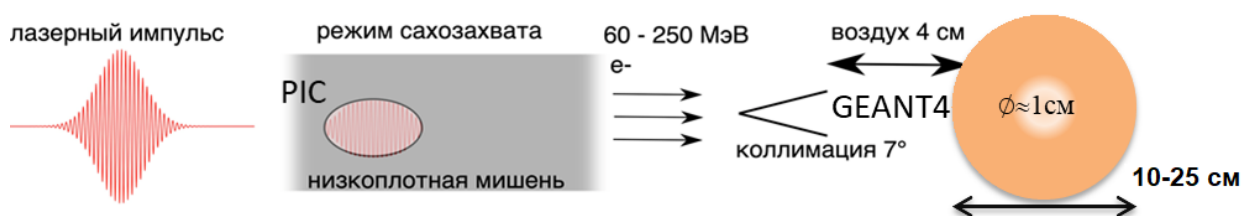


Рисунок 21.9 – Иллюстративная дизайн-схема, отвечающая проведенному моделированию PIC-GEANT4

Мы описываем ускорение электронов в режиме лазерной пули с помощью трехмерного PIC-моделирования высокопроизводительным релятивистским электромагнитным кодом VSim. Линейно поляризованный лазерный импульс распространяется сквозь плазму с электронной плотностью  $0.05n_c$  (для  $a_0 \approx 12$ ) или  $0.1n_c$  (для  $a_0 \approx 24$ ), что соответствует режиму самозахвата. Моделирование проводилось с использованием метода движущегося окна с шагом пространственной сетки  $0.02\lambda \times 0.1\lambda \times 0.1\lambda$  в окне моделирования  $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 44\lambda \times 44\lambda$ . Результаты PIC моделирования, устанавливающие пространственно-импульсные характеристики электронов ускоренного

сгустка, передавались для Монте-Карло моделирования (с помощью кода GEANT4) его распространения в терапевтической мишени, в качестве которой использовалась среда из библиотеки GEANT4, описывающая мягкие ткани (модельный фантом из биоткани). Иллюстративная дизайн-схема, отвечающая проведенному моделированию PIC-GEANT4 представлена на рисунке 21.9. Здесь мы не применяем специальные способы коллимации/фокусировки электронного пучка перед его входом в фантом, а используем модельный пинхол на выходе из лазерной мишени, отсекающий электроны вне  $7^\circ$  -угла раствора конуса (см. рисунок 21.9) и электроны с энергией меньше 60 МэВ, не представляющие интерес для радиотерапии. Фантом имеет форму шара с диаметром 10 см для случая  $a_0 \approx 12$  и 25 см для  $a_0 \approx 24$ . При использовании его облучения с разных сторон (для определенности, в одной плоскости), это позволяет максимизировать поглощенную дозу в объеме  $\sim 1 \text{ см}^3$  при расположении фантома на расстоянии 4 см.

### **21.3 Электронный пучок для целей радиотерапии**

Проведенное трехмерное PIC-моделирование в условиях согласования размера фокального пятна падающего на плазму лазерного импульса с мощностью лазера и электронной плотностью среды [1, 25], т. е. в режиме релятивистского самозахвата лазерного света, показывает эффективную генерацию высокоэнергетичных электронов, которые попадают в ускоряющую каверну в ее задней части. Реализация такого режима релятивистского самозахвата в плазме с достаточно высокой плотностью обеспечивает максимально возможный заряд электронного сгустка с терапевтическими энергиями и максимально возможную конверсию энергии лазерного импульса в энергию этих электронов. Ускорение электронов происходит сильным электростатическим полем каверны, причем их инжекция в ускоряющую фазу этого поля осуществляется сильным лазерным полем, фактически мгновенно, на фс-масштабе времени, в силу огромного темпа их начального разгона лазерным полем ультрарелятивистской интенсивности,  $a_0 \gg 1$  [162].

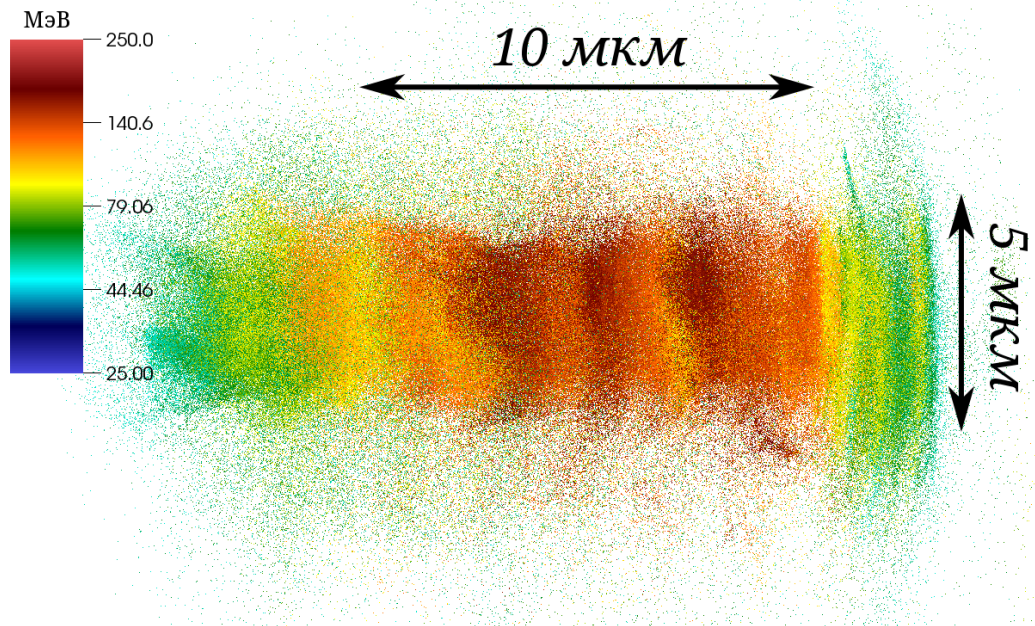


Рисунок 21.10 – Вид лазерно-ускоренного электронного пучка, вылетающего вдоль направления распространения импульса, с направления поляризации лазерного пучка. Взято из PIC-моделирования для  $a_0 = 24$ . Цветом иллюстрируется энергетическое распределение частиц (шкала в МэВ)

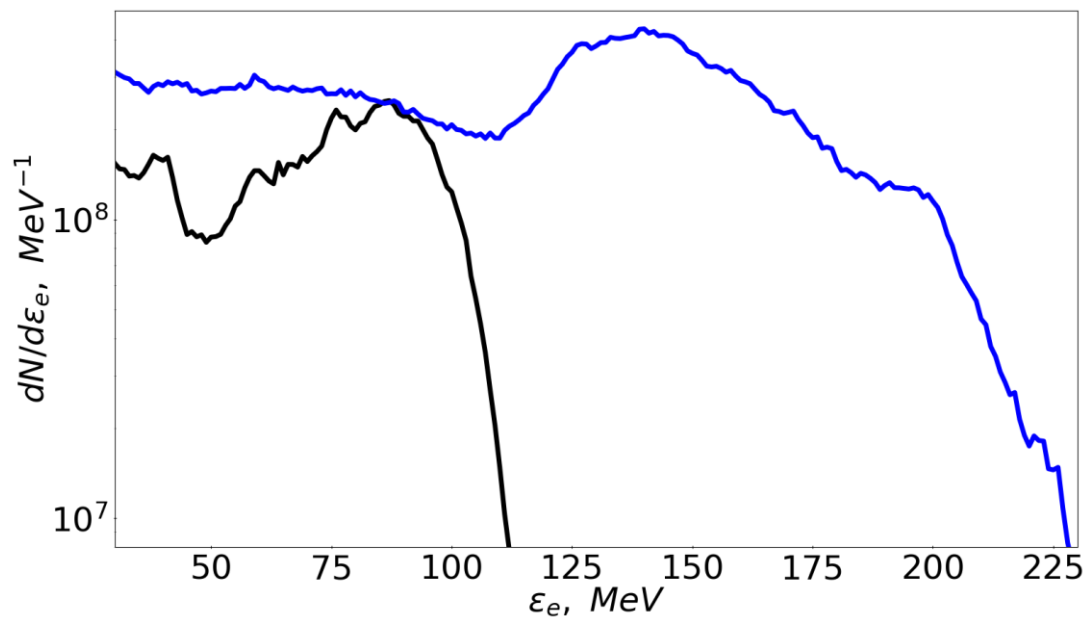


Рисунок 21.11 – Спектры ускоренных электронов (PIC-моделирование), вылетающих из лазерной мишени, для  $a_0 = 12$  (черная кривая) и  $a_0 = 24$  (синяя кривая)

Проходя длину порядка длины истощения лазерного импульса,  $\approx 250$  мкм (для  $a_0 \approx 24$ ) и  $\approx 130$  мкм (для  $a_0 \approx 12$ ), электронный ступок покидает мишень, имея продольный размер порядка длины лазерной пули,  $\tau \approx 10$  мкм и поперечный размер порядка размера

пятна ускоряющей каверны,  $R \approx 5\lambda \gtrsim R_L$ . Высокоэнергетичные электроны достаточно хорошо коллимированы и характеризуются эмиттансом  $\sim 100$  мрад·мкм.

Пространственное распределение вылетающего (в направлении распространения импульса) электронного пучка с демонстрацией его энергетического распределения иллюстрируется на рисунке 21.10, а спектры лазерно-ускоренных электронов представлены на рисунке 21.11. Последним свойственно характерное платообразное распределение с достаточно резкой отсечкой по энергии,  $\sim 200$  МэВ (для  $a_0 \approx 24$ ) и  $\sim 100$  МэВ (для  $a_0 \approx 12$ ). Использование пинхола (рисунок 21.9) для лазерно-ускоренного электронного пучка позволяет избавиться от массы низкоэнергетичных электронов, которые распространяются преимущественно под большими углами относительно оси. На Рисунок 21.12 представлены спектры электронов для  $a_0 \approx 24$  и для  $a_0 \approx 12$  с пониженной после пинхола расходимостью, которые направляются в «терапевтическую» мишень.

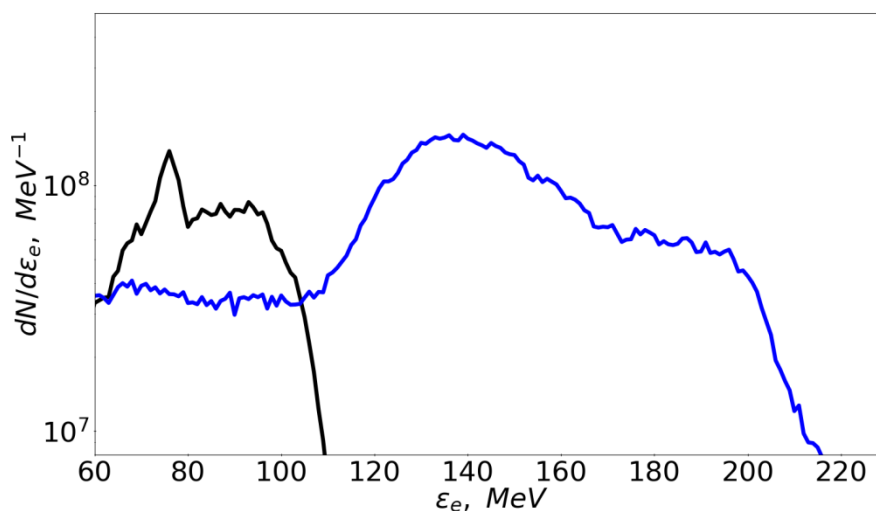


Рисунок 21.12 – Спектры электронов, прошедших через модельный пинхол  $a_0 = 12$  (черная кривая) и  $a_0 = 24$  (синяя кривая)

Как и следовало ожидать из сравнения с рисунком 21.11, видны потери электронного заряда для частиц с энергией  $\geq 60$  МэВ. Для  $a_0 \approx 12$  заряд уменьшается в 2.5 раза, до 0.53 нКл, а для  $a_0 \approx 24$  в 2.8 раза, до 1.7 нКл. Для самых высокоэнергетичных частиц,  $\geq 120$  МэВ ( $a_0 \approx 24$ ), их полный заряд уменьшается в 3.5 раза, до 1.3 нКл. Тем не менее оставшийся заряд оказывается на достаточно высоком, нКл-уровне, и такое уменьшение не является критичным для лазерного метода. Полный заряд рассматриваемых электронных пучков существенно превышает найденный в работе [40], что сводит к минимуму количество необходимых лазерных выстрелов для достижения медицинской дозы, обеспечивая реальный шанс на внедрение лазерно-электронной радиотерапии.

## 21.4 Дозиметрическое моделирование облучения фантома

Лазерно-генерируемый электронный пучок из PIC расчетов использовался в GEANT4-моделировании для облучения «терапевтической» мишени (рисунок 21.9), что стандартно должно проводиться с нескольких сторон для уменьшения радиационной нагрузки здоровых тканей и однородного покрытия всей пораженной области. Прежде всего мы изучили распространение отдельного высокоэнергетичного электронного сгустка (VHEE) в модельном фантоме из биоткани (см. рисунок 21.13).

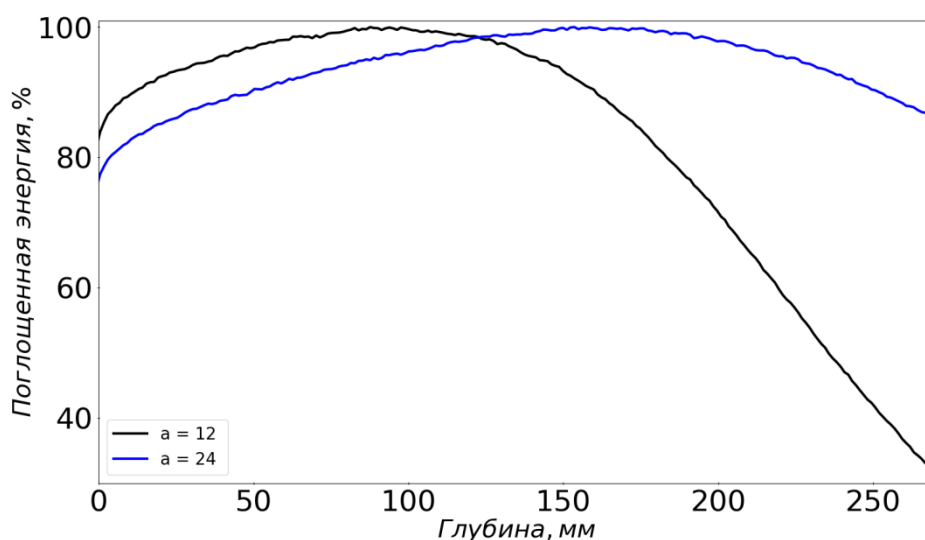


Рисунок 21.13 – Процентная глубинная поглощенная доза в модельном фантоме из биоткани для  $a_0 = 12$  и  $a_0 = 24$

На рисунке 21.13 изображено нормированное интегральное распределение поглощенной дозы по глубине вдоль направления распространения электронного пучка для рассматриваемых случаев  $a_0 \approx 24$  и  $a_0 \approx 12$ . В качественном плане оно подобно хорошо изученному распределению процентной глубинной поглощенной дозы для облучающего биоткань моноэнергетического пучка от ускорителя (см., например, [21]). Согласно рисунку 21.13, лазер мощностью 135 ТВт может быть применен для терапии глубокорасположенных опухолей, на глубине 15–20 см, и менее заглубленных новообразований, которые могли бы облучаться с помощью 34 ТВт лазера.

Картина многостороннего облучения целевой области, размером порядка 10 мм, иллюстрируется на рисунке 21.14. При этом, использовано 16 выстрелов лазера, доставляющих дозу в центр фантома с помощью одинаковых электронных пучков, направляемых с равномерным шагом по углу в одной плоскости в широком конусном растворе,  $\approx 160^\circ$ . В зависимости от мощности лазера и глубины залегания целевой области доставляемая в нее доза составляла от 3 до 25 Гр. Это означает, что для серии в несколько выстрелов, например,  $\sim 10$  за сеанс, число сеансов облучения для получения полной

характерной медицинской дозы может составить число, меньшее, чем для традиционной лучевой терапии.

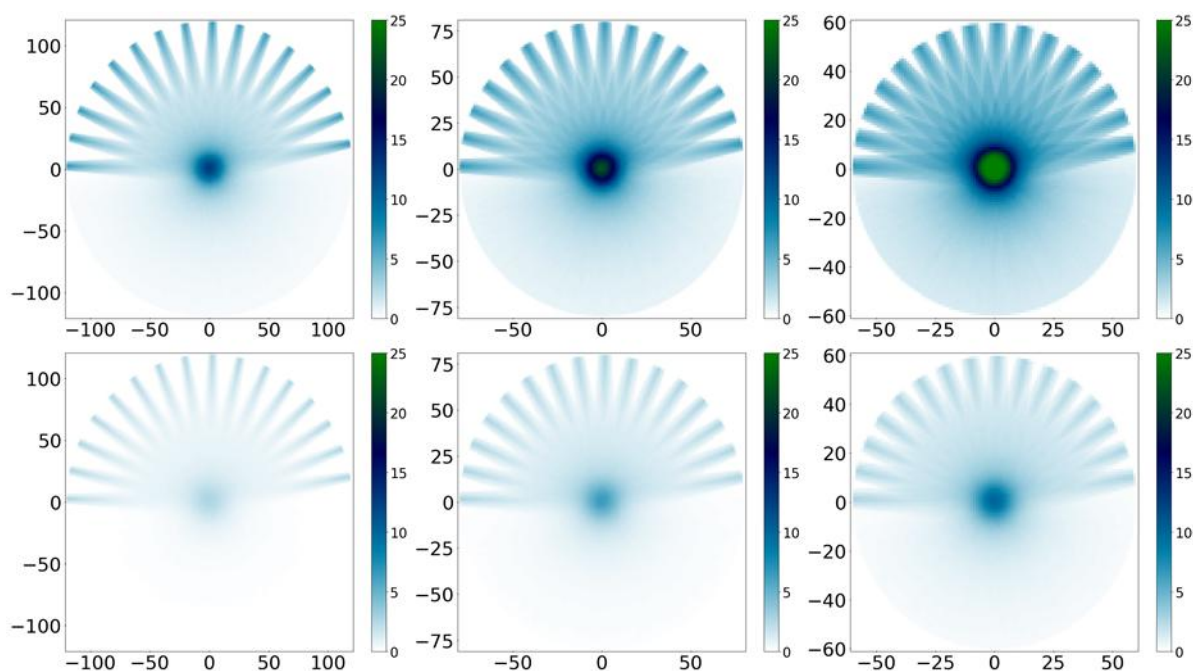


Рисунок 21.14 – Распределение поглощенной дозы в модельном фантоме из биоткани при облучении с 16 сторон (шкала в Гр). Верхний ряд относится к 135 ТВт-ному облучающему импульсу, нижний – к 34 ТВт-ному. Облучаемая область находится на глубине 120, 80 и 60 мм (слева-направо). Представленные размеры даны в мм

Например, при 12 многосторонних выстрелах за сеанс для достижения медицинской дозы 50 Гр потребуется 10 сеансов облучения целевой области на глубине 120 мм с использованием 135 ТВт лазера ( $a_0 = 24$ ) и 12 сеансов облучения целевой области на глубине 60 мм для 34 ТВт лазера ( $a_0 = 12$ ). Отметим, что для приведенных примеров, согласно рисунку 21.14, на поверхности «терапевтической» мишени поглощенная доза оказывается меньше или по крайней мере не превышает известный предельный безопасный уровень,  $\sim 8$  Гр, который для режима FLASH оказывается даже существенно выше [В.43].

Для детализации продольно-поперечного профиля поглощенной дозы на рисунке 21.15а дается увеличенное изображение распределения поглощенной дозы в области шириной 24 мм, прилегающей к оси одного из пучков со спектром из рисунка 21.12 ( $a_0 \approx 24$ ), в сравнении со случаем облучения коллимированными пучками моноэнергетических электронов с энергией 120 МэВ (средняя энергия плато в энергетическом распределении лазерно-ускоренных электронов), иллюстрируемым рисунком 21.15б. Соответственно, слаборасходящиеся пучки лазерно-ускоренных электронов искусственно преобразованы в коллимированные, что предполагает включение в рассматриваемый дизайн (рисунок 21.9)



фокусирующей системы  $f/\infty$ . Полный заряд монохроматического пучка выбран равным полному заряду лазерно-ускоренных частиц.

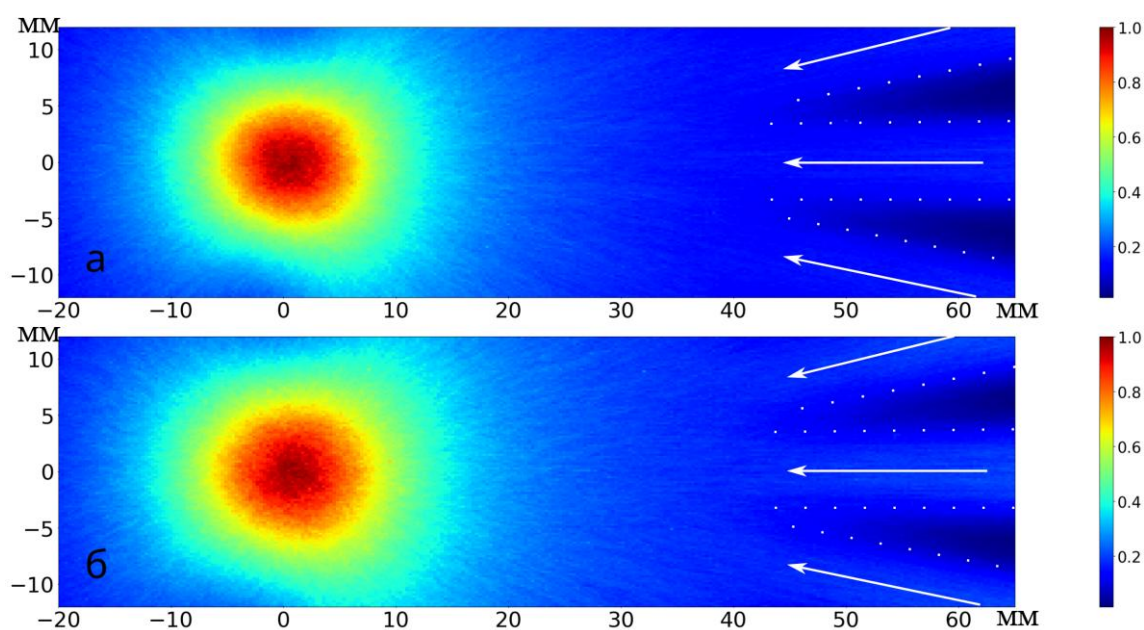


Рисунок 21.15 – Изображение распределения поглощенной дозы в фантоме в области вдоль одного из пучков (шкала в Гр) в случаях: коллимированных лазерно-ускоренных электронных пучков ( $a_0 \approx 24$ ) (а) и аналогичного облучения коллимированными монохроматическими электронными пучками с энергией 120 МэВ (б). В обоих случаях целевая область находится на глубине 120 мм от границы облучаемой мишени. Стрелками отмечены направление выделенного пучка и двух соседних (всего 16 пучков), а точки маркируют границы пучков

Согласно рисунку 21.15 немонахроматический спектр электронов не приводит к значительному изменению пространственного распределения поглощенной дозы по сравнению с монохроматическим пучком, характерным для электронного пучка из классического ускорителя. Более того, отметим несколько меньший ореол поглощения для лазерно-ускоренных электронов, который вероятно может быть еще несколько уменьшен с использованием системы магнитной фокусировки, что пока не входит в нашу расчетную модель. Стрелками на рисунке 21.15 отмечены оси электронных пучков. Границы пучков выделены точечными линиями, позволяющими четко видеть сохраняющуюся ширину пучков вплоть до области их геометрического перекрытия вблизи целевой области, что иллюстрирует малость эффекта рассеяния высокоэнергетических частиц.

Развитие метода лазерно-электронной радиотерапии глубоко расположенных областей имеет объективные предпосылки, уже обладая рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами, число которых может увеличиваться по мере накопления новых данных. Так, по сравнению с адронной терапией, важными преимуществами использования лазерного метода является компактность установки, ее

гораздо более низкая и постоянно уменьшающаяся цена, а также отмеченная выше возможность использования существующих коммерческих лазеров. Стоит отметить, что и по сравнению с традиционными электронными ускорителями на энергии частиц, обеспечивающие глубокую радиотерапию, 100–250 МэВ, эти преимущества также сохраняются. Продемонстрированная фокусируемость немоноэнергетического электронного пучка квадрупольными магнитными линзами [41, 281] свидетельствует о возможности определенной локализации поглощенной дозы для лазерно-ускоренных электронов, что вероятно могло бы конкурировать с брэгговским пиком протонов/ионов. Схема типа паук распараллеливания лазерного луча позволит вести одновременное обслуживание нескольких терапевтических помещений, уменьшая время занятости лучевой установки на один сеанс, что с практической точки зрения невозможно для пучков заряженных частиц. Ряд физических процессов, сопровождающих распространение электронного сгустка VHEE в ткани, также протекает с некоторым преимуществом: достаточно малое рассеяние в воздухе и биотканях, определяемая фактором  $E^{-2}$ , слабая чувствительность к неоднородностям (участки костной ткани) [282], дозиметрическое преимущество перед классическими источниками, связанное с несколько меньшим поражением здоровых тканей при сохранении терапевтического эффекта в пораженной области, что отмечалось в целом ряде работ по дозиметрии для VHEE сгустков короткой длительности. Наконец, отметим, что гарантированность FLASH эффекта с лазерным источником, обеспечивающим скорость вложения дозы на порядки большую, чем до сих пор рассматриваемые с использованием традиционных источников, может влиять на стадию химических превращений в клетках. Последнее не исключает возможность усиления позитивных проявлений от FLASH эффекта, хотя и требует целенаправленного изучения. В качестве заключительного замечания, обратим внимание на еще один возможный вариант лазерной FLASH радиотерапии. Дело в том, что, помимо VHEE, лазерный источник электронов дает значительно большее число электронов, ускоренных до умеренных энергий, 5–20 МэВ, тормозное излучение которых может давать рекордно большие потоки фотонов терапевтических энергий [283]. Оценка перспектив такого метода в сравнении с традиционной гамма-терапией будет интересной и важной задачей.



## 22 Синтез лазерных мишеней на основе свободновисящих тонких пленок

Тонкопленочные мишени для лазерно-плазменных экспериментов изготавливались в виде приклеенных к поддерживающим сеткам пленок толщиной 150 нм из таких материалов как Si, C, Be с использованием описываемой далее последовательности операций. На первом этапе производилось магнетронное напыление покрытия толщиной 150 нм из того или иного материала на кремниевую подложку  $\varnothing 100$  мм, предварительно запыленную металлическим подслоем толщиной около 100 нм. Напыление выполнялось в установке (рисунок 22.1), позволяющей нанести оба слоя (подслой и слой из материала будущей мишени) в едином технологическом цикле без вскрытия на атмосферу; в качестве рабочего газа использовался аргон при давлении  $7 \cdot 10^{-3}$  Торр. Материалом подслоя являлся иттрий при изготовлении мишеней из Si и C, или магний - при изготовлении тонкопленочных мишеней из Be.

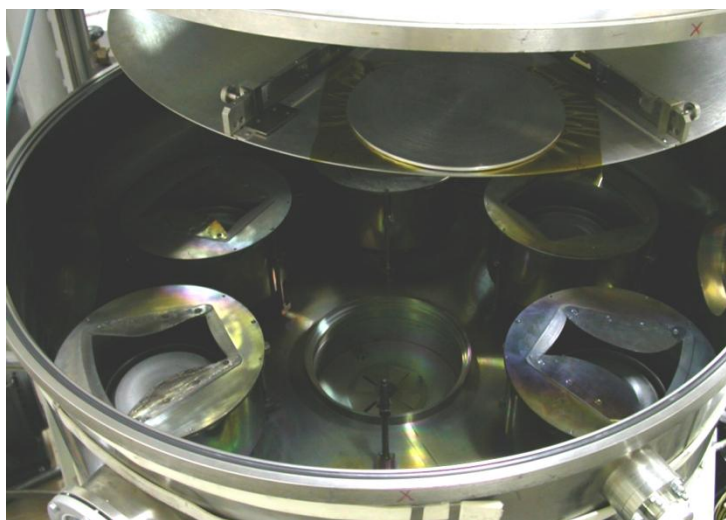


Рисунок 22.1 – Внутреннее устройство шестимагнетронной напылительной установки.  
Фото со снятой крышкой вакуумной камеры в сборе с каруселью для размещения подложек

Толщины напыляемых слоев и однородность толщин по всей поверхности подложки контролировались с использованием метода малоугловой рентгеновской рефлектометрии на длине волны 0.154 нм. Определение толщин слоев выполнялось в соответствии со следующей процедурой. На подложку напылялись две тестовые периодические многослойные структуры из пары материалов (например, Si/Y или C/Y) так, что толщина слоя одного из материалов в периоде (иттрия) была одинакова в обеих структурах, а толщина слоя второго материала различна из-за изменения на известный интервал времени  $\Delta t$  (определяемый отличием в скорости движения подложки при

напылении одной из структур) продолжительности пребывания над соответствующим магнетроном. Используя соотношение Брэгга  $2 \cdot d \cdot \sin(\Theta_{\text{peak}}) = n \cdot \lambda$ , где  $d$  – период многослойной структуры,  $\Theta_{\text{peak}}$  – угол, при котором наблюдается максимум зеркального отражения от структуры,  $n = 1, 2, 3 \dots$  - порядок брэгговского отражения,  $\lambda = 0.154$  нм – длина волны, по угловому положению максимумов отражения можно найти периоды обеих структур. Разность этих периодов дает толщину интересующего нас материала, напыляемую за время  $\Delta t$ . Измерения в разных точках подложки дают информацию о равномерности толщины слоев по апертуре напыленной структуры. Целевое значение равномерности толщин составляло не хуже 1% как для материала мишени, так и для материала подслоя и достигалось корректировкой, при необходимости многократной, формы расположенных над магнетронами диафрагм.

На кремниевые подложки с напыленным подслоем и слоем материала будущей тонкопленочной мишени дополнительно наносился центрифугированием из раствора в толуоле слой полистирола толщиной около 100 нм. На последующем этапе жидкостного травления полистирол придавал тонкой пленке дополнительную прочность и пластичность, необходимые для предотвращения растрескивания пленки при травлении. Далее кромка подложки обрабатывалась абразивным алмазным инструментом для облегчения доступа травителя к материалу подслоя, растворяемому в процессе травления. Подготовленная таким образом подложка помещалась в травильную емкость на поверхность жидкости (травителя), сверху устанавливалась система обдува для предотвращения травления подслоя парами, конденсирующимися на поверхности образца. В качестве селективного травителя, растворяющего подслоя и при этом не растворяющего материал изготавливаемой тонкой пленки, использовался 2-3% раствор HCl для пленок Si и C и 10% раствор уксусной кислоты - для Be. В процессе травления раствор кислоты взаимодействует с подслоем и постепенно отделяет пленку от подложки, а силы поверхностного натяжения удерживают отделившиеся участки пленки на поверхности жидкости. После того как вся тонкая пленка  $\varnothing 100$  мм отделится от подложки (по времени это занимает около 1 часа для пленок Si и C и около 3 часов для пленки Be), травильная емкость заполняется водой; пленка при этом поддерживается плавающей на поверхности. В вертикальный карман травильной емкости помещается закрепленная на держателе кремниевая рамка в виде кольца с внешним диаметром 100 мм и внутренним 80 мм. Край пленки зацепляется за край рамки, и держатель плавно извлекается из воды, при этом пленка оказывается выловленной на рамку (рисунок 22.2).

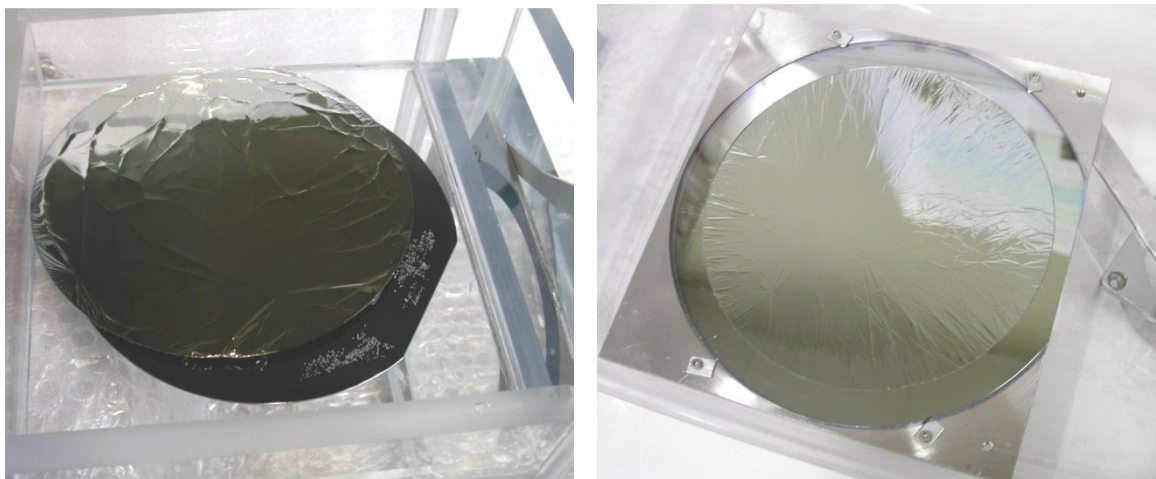


Рисунок 22.2 – Отделившаяся от подложки в результате растворения подслоя тонкая пленка (фото слева) и пленка, выловленная на рамку после сушки от остатков жидкости (справа)

После сушки пленки от остатков жидкости производится процедура дополнительного натяжения пленки на рамке. По периметру отверстия в кремниевой рамке со стороны пленки, свободной от полистирола, с помощью шприца наносится клеевой состав. Далее рамка с пленкой помещается на поверхность нагревателя, поддерживаемую при температуре 120°C. При нагреве происходит быстрое высыхание и усадка клея; случайные складки на пленке, образовавшиеся при вылавливании, утягиваются к краю образца и фиксируются в клеевой кромке по мере ее затвердевания. Свободновисящая пленка получает некоторое натяжение. В таком виде пленка является полуфабрикатом для изготовления тонкопленочных лазерных мишеней групповым способом. Мишени представляют собой пленку, приклеенную эпоксидным клеем к сетке с шагом 3 мм. Сетка изготавливается из нержавеющей стали на электроэрозионном станке, по внешнему контуру она ограничена кольцом  $\varnothing 35$  мм. Сразу три таких сетки укладываются на столик, на них наносится эпоксидный клей, а сверху плавно опускается рамка с пленкой до приведения в контакт пленки и деталей с нанесенным клеевым слоем. Для приклейки оборудован стенд с возможностью плавной вертикальной подачи рамки. После выдержки времени, необходимого для отверждения эпоксидной смолы, склейка разделяется на три отдельных мишени. При необходимости удаления полистирольного слоя производится экспонирование полимера УФ излучением ртутных ламп низкого давления ( $\lambda = 254$  нм) в течение нескольких часов, что приводит к фотодеструкции полистирола. Фотография пары образцов тонкопленочных Si мишеней и сетки, к которой осуществляется приклейка пленок, приведена на рисунке 22.3.

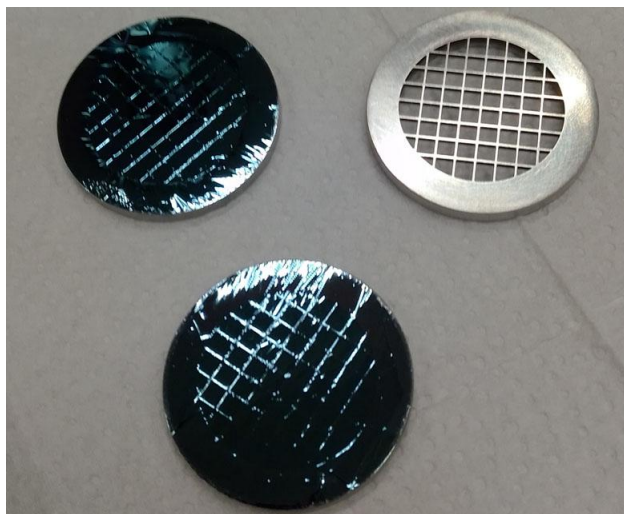


Рисунок 22.3 – Готовые образцы мишеней из Si толщиной 150 нм (на фото полистирольный слой не удален) и образец монтажной сетки

## 23 Реализация дополнительного наносекундного канала для создания контролируемой преплазмы

Метод прямого лазерного ускорения (DLA) электронных пучков реализуется при взаимодействии мощного импульсного лазерного излучения с мишенями околосверхкритической плотности, то есть когда концентрация плазменной мишени  $N_e$  близка к критической концентрации  $N_{cr} = m \epsilon_0 \lambda^2$ , зависящей от длины волны лазера  $\lambda$ . Эффективный захват и перекачка лазерной энергии в энергию ускоренных электронов в прямом лазерном ускорении значительно зависит от масштаба неоднородности плазмы вдоль плазменного канала, который создается лазерным импульсом. Согласно теории [284] энергия отсечки и электронная температура значительно возрастают при распространении лазерного импульса в более однородной плазме. Причина состоит в том, что в однородной плазме, если частота поперечных бетатронных колебаний электронов  $\omega_b$  близка к частоте лазерного излучения  $\omega$  (с доплеровским сдвигом) [284], электроны эффективно захватываются на больших дистанциях и набирают большую энергию. В наиболее распространенной схеме ускорения электронных пучков в кильватерной волне (LWFA) лазерный импульс фокусируется в нейтральный газ с плотностью  $N \ll N_{cr}$  и фронт лазерного импульса самостоятельно ионизирует газовую мишень. Использование подобной схемы для DLA режима ускорения электронов неэффективно, поскольку создание газовых мишеней околосверхкритической плотности с требуемым масштабом неоднородности (порядка 1 мм) плазмы довольно затруднительно.

Для реализации DLA режима лазерного ускорения электронов наиболее часто применяется схемы, в которых сверхмощные лазерные импульсы фокусируются в преплазму с околосверхкритической плотностью. Довольно распространена схема, в которой преплазма создается в результате абляции твердотельной мишени наносекундными лазерными импульсами. Использование наносекундных лазерных импульсов обусловлено тем, что в этом случае удается достичь наибольший коэффициент перекачки лазерной энергии в температуру преплазмы. При фокусировке лазерного излучения на твердотельную мишень с интенсивностью более чем  $10^{12} - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> происходит ионизация приповерхностных слоев, образуется облако плазмы с твердотельной концентрацией, сверхкритической для лазерного излучения с  $\lambda$  порядка 1 мкм. Далее происходит расширение облака плазмы в вакуум в виде изотропного потока со скоростью выше звуковой. Для толстой мишени (толщиной  $> 100$  мкм) в направлении нормали реализуется профиль концентрации, который убывает по экспоненциальному закону при удалении от поверхности мишени (см. рисунок 23.2). При абляции тонкой мишени (в наших экспериментах по ускорению электронов она представляла алюминиевую фольгу

толщиной 9 мкм) тепловая ионизационная ударная волна в толще мишени приводит к ионизации всей толщины фольги и плазма разлетается в обе стороны от фольги. При характерной скорости сферического разлета плазмы 500 км/с ожидается, что концентрация плазмы падает до критической  $N_{cr} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$  ( $\lambda = 910 \text{ нм}$ ) за времена, порядка 3 нс (рисунок 23.2).

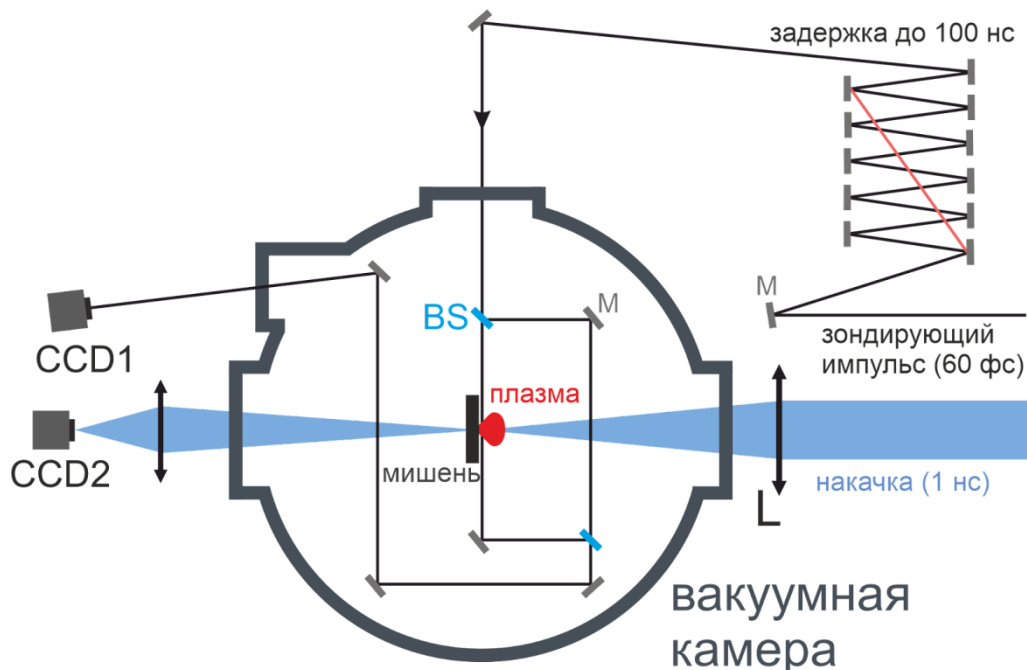


Рисунок 23.1 - Экспериментальная схема исследования свойств контролируемой преплазмы, созданной при абляции твердотельной мишени наносекундным продимпульсом с энергией до 10 Дж. (L) - линза, (M) - зеркало, (BS) - делитель пучка, (CCD1, CCD2) - ПЗС камеры.

В работе были проведены исследования свойств преплазмы, созданной при абляции твердотельной мишени наносекундными лазерными импульсами с энергией до 10 Дж на лазерном комплексе PEARL. На рисунке 23.1 представлена принципиальная схема эксперимента. Наносекундный лазерный импульс (накачка) фокусировался на тефлоновую мишень с помощью линзы L. Для диагностики дальнейшей зоны использовался линзовый телескоп, который переносил изображение перетяжки на ПЗС камеру CCD2. Для диагностики структуры и плотности плазмы с фемтосекундным разрешением был выстроен интерферометр Маха - Цендера, который состоял из 2х зеркал M и делителей пучка BS. Задержка зондирующего фемтосекундного лазерного импульса (60 фс) позволяла исследовать плазму на различных этапах ее эволюции, от 1 до 100 нс. Изображение плазмы переносилось на ПЗС камеру CCD1. Обработка интерферометрических картин, основанная на обратном преобразовании Фурье, позволяла восстановить двумерный профиль интегральной электронной концентрации разлетающегося в вакуум плазменного потока. Один из результатов обработки

представлен на рисунке 23.2. Заметно, что поток имеет изотропную диаграмму направленности разлета с углом раскрыва конуса порядка  $40^\circ$ .

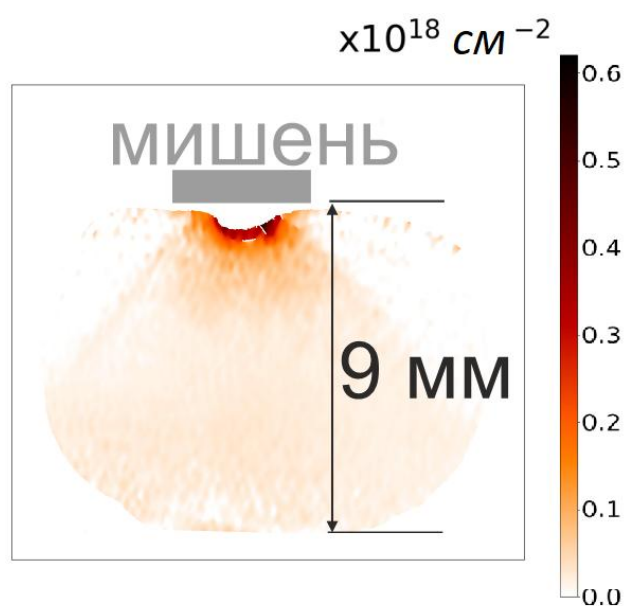


Рисунок 23.2 - Профиль концентрации плазменного потока, полученный при абляции твердотельной мишени наносекундным импульсом с энергией 7 Дж и длительностью 1 нс. Данное распределение плотности получено через 28 нс после облучения мишени с помощью фемтосекундной интерферометрии.

В качестве ионизирующего импульса использовалась реплика наносекундного импульса накачки комплекса PEARL. Наносекундный лазер состоит из нескольких неодимовых усилителей (Nd:YAG и усилители на фосфатном стекле). Механизм работы лазерного комплекса PEARL основана на параметрическом усилении чирпированных импульсов (ОРСПА), поэтому система синхронизации разрабатывалась с учетом высоких требований к временной стабильности сигнального чирпированного фемтосекундного импульса относительно импульса накачки и обеспечивает джиттер 50 пс между сигнальным импульсом и импульсом накачки [285]. Таким образом обеспечение временной синхронизации предимпульса с мощным фемтосекундным импульсом в мишенной камере на поверхности мишени достигается выстраиванием системы задержки наносекундного канала относительно фемтосекундного. Механическое измерение задержки (длины трассы) гарантирует достаточную точность синхронизации порядка 0.15 нс, однако дополнительно проводилась проверка временного интервала между импульсами с помощью 3 ГГц осциллографа и диода.



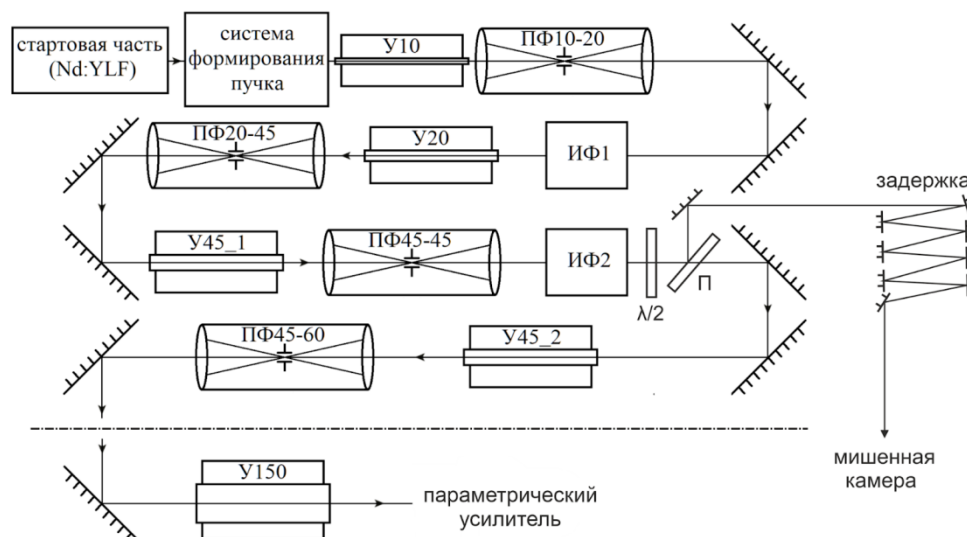


Рисунок 23.3 - Экспериментальная схема реализации двухимпульсного режима накачки комплекса PEARL. (У10, У20, У45\_1, У45\_2 и У150) – неодимовые усилители накачки; (ПФ10-20, ПФ20-45, ПФ45-45, ПФ45-60) - пространственные фильтры (телескоп с диафрагмой); (ИФ1 и ИФ2) - вращатели Фарадея;  $\lambda/2$  - пластинка, вращающая поляризацию; П - поляризатор.

Для воспроизведения дополнительного наносекундного импульса для экспериментов по ускорению в DLA режимах (см. глава 14) накачка лазера PEARL была переведена в оригинальный двухимпульсный режим работы (см. подробности в [286]). Изначально данный режим был предложен [287; 288] для эффективного увеличения длительности импульса накачки, что, с одной стороны, позволяет снизить искажение временной огибающей в ходе усиления (т.н. накат) в режиме насыщения, а с другой стороны, снизить набегающий в усилителях В-интеграл, следовательно, повысить эффективность лазерного усиления. В данной схеме (см. рисунок 23.3) реплика растянутого до 1 нс импульса из задающего генератора (стартовой части), проходя через систему формирования пучка, попадает в каскады лазерного усиления У10, У20 и У45\_1. После усилителя У45\_1 и вращателя Фарадея (ИФ1) помещалась пластинка  $\lambda/2$ , которая поворачивала поляризацию излучения на угол  $\Theta \approx 45^\circ$ . После был установлен поляризатор (П), который делил пучок на 2 пучка с ортогональными поляризациями и приблизительно равной энергией. Горизонтальная поляризация пропусклась, то есть попадала в дальнейшие каскады лазерного усиления (У45\_2, У60\_1 и следующие) и использовалась как накачка в параметрическом усилителе лазера PEARL. Отраженный от поляризатора импульс (называемый ранее предимпульсом) с вертикальной поляризацией попадал на систему оптической задержки, которая позволила варьировать время задержки между наносекундным и фемтосекундным лазерным импульсом в пределах десяти наносекунд. Энергия предимпульса была ограничена возможностями последних лазерных усилителей, в частности У45, и составляла 3.5 Дж. Далее наносекундный лазерный импульс



транспортировался в мишенную вакуумную камеру и фокусировался с помощью линзы, фокусное расстояние которой было подобрано 75 см из расчета достижения интенсивности  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> излучения наносекундного предимпульса в фокусе. Мишень помещалась в перетяжку наносекундного предимпульса, которое имело характерный размер порядка 100 мкм.

Как представлено в главе 14, были проведены эксперименты на комплексе PEARL по лазерному ускорению электронов в режиме DLA из околосверхкритической плазмы, полученной при абляции тонкой Al фольги наносекундным лазерным импульсом с энергией 3.5 Дж. Оптическая схема сведения наносекундного предимпульса и фемтосекундного импульса в эксперименте представлена на рис. 23.3. В результате эксперимента были успешно получены сверхпандеромоторные электронные пучки с температурой порядка 10 МэВ (подробности см. глава 14).

Как отмечено в главе 14 в недавних теоретических [286] и экспериментальных работах [289] была предложена новая схема, которая подразумевает использование пористых мишеней, которые ионизируются наносекундным лазерным импульсом за несколько наносекунд до прихода мощного лазерного импульса накачки. Оптическая схема сведения наносекундного предимпульса и импульса накачки в эксперименте совпадает со схемой эксперимента с твердотельными мишенями и представлена на рис. 23.3.

Как описано в главе 14 в наших экспериментах в качестве пористых мишеней использовались слои триацетата целлюлозы ( $C_{12}H_{16}O_8$ ) плотностью 2 - 5 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 200 - 500 мкм. Когда наносекундный лазерный импульс взаимодействует с поверхностью пены, твердые мембраны/волокна пены ионизируются. В приповерхностном слое мишени толщиной 100 нм [6] создается преплазма с плотностью порядка  $0,1$  г/см<sup>3</sup> ( $N_e = 8 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>). Как было описано в главе 14, при оптимальных условиях (плотности мишени и интенсивности наносекундного предимпульса) эксперимента тепловая волна ионизации приведет к тому, что весь слой пористой мишени будет ионизирован за время порядка 1.5 нс, то есть на масштабах времени, когда разлет плазмы можно не учитывать. Дальнейшая динамика преплазмы схожа с твердотельной и описывалась ранее. То есть плотность плазмы снизится с сверхкритической до плотности ниже критической примерно за 5 нс. Таким образом, мы ограничиваем оптимальную область параметра задержки нс и фс импульсов от 1.5 до 5 нс. Как отмечалось в главе 14, в эксперименте, с целью генерации наиболее энергичных электронов, задержка могла варьироваться от 1.5 до 10 нс.

В эксперименте наносекундный предимпульс с энергией 3.5 Дж фокусируется на мишень под углом порядка  $25^\circ$  к нормали мишени. Мощный фемтосекундный лазерный импульс с энергией 10 Дж и длительностью 60 фс фокусируется параболическим зеркалом (P) с фокусным расстоянием 76 см на мишень под углом  $10^\circ$  и взаимодействует ионизированным материалом мишени через определенное время задержки, регулируемое в эксперименте от 1.5 до 6 нс. Временная задержка импульсов контролировалась с помощью быстрого диода с ГГц осциллографом.

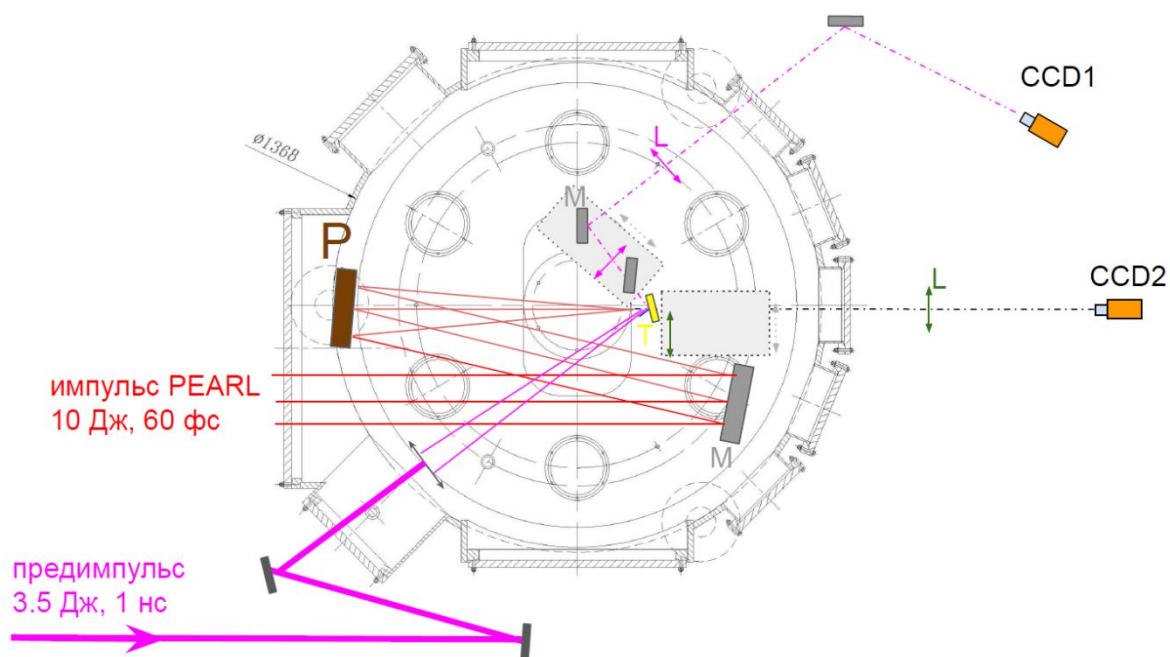


Рисунок 23.4 - Экспериментальная схема пространственного сведения наносекундного и фемтосекундного пучков на мишень. На рисунке приведена вакуумная мишенная камера и основные элементы схемы. Обозначения на рисунке: (Т) - пористая мишень, (Р) - парабола с фокусным расстоянием 760 мм, (М) - зеркала, (L) - линзы, составляющие телескопы для переноса изображения, (CCD1) - ПЗС камера диагностики нс предимпульса, (CCD2) - ПЗС камера диагностики перетяжки фемтосекундного импульса накачки.

Важной частью эксперимента является точное совмещение в пространстве основного (фс) импульса и импульса накачки (нс). Характерный диаметр перетяжки наносекундного предимпульса 100 мкм, а размер перетяжки фемтосекундного порядка 10 мкм. Для сведения импульсов в пространстве были построены две дополнительные оптические диагностики, которые представляли из себя линзовые (L) телескопы, которые производили перенос изображения на ПЗС камеры (CCD1 и CCD2). Первая (CCD1) формировала изображение фокального пятна предимпульса, вторая формировала изображение фокального пятна основного фемтосекундного импульса (CCD2). С помощью второй диагностики тонкая игла помещалась в фокус фемтосекундного пучка. Затем с помощью первой диагностики фокуса наносекундного и фемтосекундного пучков

совмещались на кончике иглы. Вторая диагностика также позволила с высокой точностью попадать обоими пучками в центральную часть пористой мишени.

## **24 Технология ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме**

В данном разделе будет проведено обобщение результатов, описанных в данном отчете выше, касающихся методологии генерации электронного пучка с низкой расходимостью (менее 0.1 рад) и высоким зарядом (порядка нк/Дж вложенной лазерной энергии ускоряющего импульса) посредством поэтапного набора энергии частицами по мере распространения фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности ( $3\text{-}5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) через плазменный профиль суб-критической плотности, сформированный на пленочной мишени наносекундным предимпульсом. Будут сформулированы требования, накладываемые на экспериментальную установку и лазерный импульс (как греющий наносекундный, так и ускоряющий фемтосекундный), дано описание физических основ генерации электронного пучка.

### **Актуальность технологии генерации электронного пучка.**

Междисциплинарные исследования нового уровня на стыке лазерной и ядерной физики, неинвазивного исследования биоматериалов требуют источника лабораторного масштаба пучка заряженных частиц (электронов) с высокими параметрами, способного обеспечивать высокую среднюю мощность. Такие требования могут быть удовлетворены с помощью лазерно-ускоренных электронных источников, где частицы набирают энергию в сложной комбинации полей лазерного импульса и горячей плазмы, образуемой на облучаемой мишени. Среди наиболее перспективных эффектов, приводящих к генерации пучков частиц с нужными свойствами можно выделить ускорение в кильватерных волнах (Wakefield acceleration), когда по мере распространения импульса через плазму достаточно низкой концентрации за счёт пондеромоторного действия света образуется разрежение электронной концентрации,двигающееся через плазму с групповой скоростью лазерного импульса. Квазистатические поля плазменной волны ускоряют частицы, формируя за импульсом сгусток с высокой степенью коллимации и квазимоноэнергетическим распределением. Тем не менее, заряд пучка оказывается относительно мал из-за низкой плотности электронов в окружающей плазме. Существенно повысить заряд пучка возможно при ускорении частиц в релятивистском плазменном канале, в котором реализуются условия для бетатронного резонанса (режим прямого лазерного ускорения или Direct Laser Acceleration), формируемом по мере распространения через плазму с более высокой (близкой к критической) концентрацией электронов. Но оба подхода чрезвычайно чувствительны к оптимальным условиям инжекции частиц в конечную ускоряющую стадию, а они во много достигаются за счёт большой мощности лазерного излучения. Современные лазерные технологии открыли доступ к системам, способным

генерировать лазерные импульсы на высокой частоте повторения импульсов (вплоть до кГц), но при умеренной мощности излучения (порядка единиц тераватт). Эффективная реализация описанных механизмов генерации электронного пучка с использованием таких лазерных импульсов представляет большую значимость, поскольку отроет лабораторный доступ широкому кругу исследователей к задачам, которые до нынешнего времени могли быть осуществлены лишь на уникальных и больших установках (ускорители и синхротронные источники). В рамках данного проекта в группе МГУ-ФИАН была численно и экспериментально исследована физика генерации электронного пучка в режиме DLA на лазерном импульсе ограниченной мощности порядка 1 ТВт. Полученные результаты показали, что получаемый пучок частиц имеет значения удельного заряда на уровне лучших мировых результатов (до нескольких нКл/Дж), а экспериментальная реализация не требует высокотехнологичных решений и основана на доступных мишенях (ПЭТ пленках), допускающих высокую скорость промотки, а, следовательно, и высокую частоту повторений.

Физические основы технологии генерации электронного пучка в плотной плазме.

Все без исключения методы лазерного ускорения заряженных частиц до высоких энергий основаны на движении электронов в плазме, формируемой либо фронтом самого лазерного импульса (плазмообразование происходит при интенсивности грубо около  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, тогда как пиковые значения превышают  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), либо предимпульсами как естественного, так и искусственного происхождения. Тем не менее, формирование направленного сгустка частиц возможно лишь при соблюдении определенных условий, которые часто можно разделить на последовательность этапов, на каждом из которых электроны испытывают действие различных механизмов и явлений в сложной комбинации полей окружающей плазмы и лазерного импульса. Лишь при эффективном переходе частиц из одной стадии в другую возможно достижение частицами высокой энергии при сохранении высокого их числа в узкий телесный угол. Нами было установлено, что такие условия могут быть выполнены при формировании плазменных волн параметрической неустойчивости в плазме с концентрацией около 0.1-0.3 критических на первом этапе, сопровождающимся их быстрым нарастанием, опрокидыванием и выбросом большого числа предускоренных частиц с энергией около  $mc^2$ , и их доускорении в релятивистском плазменном канале в области с меньшей концентрацией (менее 0.1 критической).

Для достижения оптимальных условий ускорения ключевую роль играет плазменный профиль, с которым происходит взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса. На основе численного PIC моделирования было установлено, что профиль,

состоящий из короткой (порядка 10 мкм вдоль оси распространения импульса) области с концентрацией электронов, достигающей 0.3 критических, на фоне протяженной области (порядка 100 мкм) с концентрацией около 0.05 критических, способствует эффективному формированию пучка частиц. Такой профиль может быть описан совокупностью двух гауссовых распределений с соответствующими значениями ширины и амплитуды.

Формирование такого профиля достижимо при аблировании пленочной ПЭТ мишени толщиной около 15 мкм лазерным импульсом наносекундной длительности (более подробно см. ниже) с энергией около 50 мДж и пиковой интенсивностью свыше  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> спустя несколько наносекунд после пика импульса, когда происходит пробой пленки с образованием в области пробоя плазмы с колоколообразным распределением концентрации электронов.

Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с пиковой интенсивностью свыше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> идет с сильно неоднородной плазмой с концентрацией близкой к  $n_c/4$ , возникает гибридная SRS-TPD (Stimulated Raman Scattering – Two Plasmon Decay) неустойчивость и возбуждаются плазменные волны. При релятивистских интенсивностях амплитуда плазменных волн быстро нарастает и происходит их разрушение. Пока разрушение не произошло, электроны в волне совершают осцилляции около положения равновесия. При разрушении плазменной волны часть электронов захватывается ее полем и ускоряется. После разрушения волн электроны одновременно с продольным полем испытывают поперечное поле лазерного импульса начинают ускоряться лазерным полем одновременно с плазменным и приобретают энергию до  $4mc^2$ . В результате генерируются сгустки электронов с энергиями 1-4mc<sup>2</sup>, движущиеся в направлении прошедшего лазерного излучения. После прохождения слоя плотной плазмы лазерный импульс распространяется в короне, создавая своим пондеромоторным действием плазменный канал. В таком канале электроны могут эффективно ускоряться полем лазерного импульса, если поля канала будут держать их в нужной фазе лазерного поля. Для этого необходимо выполнение условий резонанса, при которых при движении в лазерном поле после отражения от стенки канала (кулоновского потенциала) электрон, испытав изменение направления скорости, снова оказывался в ускоряющей фазе поля. Чтобы такой процесс начался, электроны должны иметь определенные начальные параметры, а именно значения энергии на уровне нескольких сотен кэВ. Эффективность инжекции в финальную стадию ускорения достигает 50%. Было установлено, что именно электроны, испытывающие такой механизм ускорения, формируют на выходе пучок частиц с энергией до 10 МэВ и малой расходимостью.

Требования на параметры лазерных импульсов и оптических элементов

Для реализации технологии генерации электронного пучка в плотной плазме по методике, описанной выше, необходимо два лазерных импульса: 1) наносекундный импульс с энергией 50-100 мДж для подготовки плазменного факела с нужными параметрами на плёночной мишени и 2) ускоряющий фемтосекундный импульс мощностью свыше 1 ТВт.

**Требования на наносекундный импульс:**

- длительность на уровне единиц наносекунд (1-10 нс), энергия от 50 до 100 мДж для достижения в перетяжке внеосевого параболического зеркала пиковой интенсивности свыше  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Экспериментально установлено, что такой импульс при воздействии на плёночную ПЭТ мишень толщиной около 10-15 мкм способен привести к пробое пленки уже на пике интенсивности и сформировать профиль плазмы с требуемыми характеристиками. Длина волны импульса должна быть 1064 нм.

- временной джиттер менее 0.5 нс и стабильность энергии не хуже 5%. Установлено, что профиль плазмы сильно зависит от времени относительно пика импульса. Сдвиги на 1 нс в одну или другую сторону изменяют критическим образом концентрацию электронов в области пробоя, условия для набора энергии перестают быть оптимальными. То же относится и к энергетике импульса.

- равномерное распределение энергии по поперечному сечению пучка (многомодовый пучок). Необходимо, в первую очередь, для избежания пробоя оптических элементов при возможном наличии горячих точек.

**Требования на ускоряющий импульс:**

- длительность в пределах 100 фс и энергия от 30 мДж на мишени (так, чтобы в совокупности мощность превышала 1 ТВт), пиковая интенсивность в перетяжке внеосевого параболического зеркала от  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Центральная длина волны – 800+/- 50 нм.

- близкое к гауссовому распределение энергии в поперечном сечении (параметр M2=1-2), необходимо для достижения высокой пиковой интенсивности в перетяжке при заданной мощности излучения.

Используемые оптические элементы (плоские и фокусирующие зеркала) должны соответствовать классу применяемого оптического излучения: высокая лучевая стойкость, высокий коэффициент отражения, низкая дисперсия групповых скоростей (для фемтосекундных зеркал), высокое качество полировки.

Оптическая схема, будучи размещенной в вакуумной камере, должна обеспечивать удалённое управление ключевыми элементами, которые должны быть смонтированы на моторизованных столиках. К таковым относится 1) зеркало регулировки

угла по двум плоскостям для наносекундного импульса, оптический тракт которого должен в конечном итоге совпасть с точностью до нескольких микрометров с трактом ускоряющего импульса, чтобы последний попадал на ось симметрии пробоя пленки; 2) внеосевое параболическое зеркало для юстировки качества фокусировки нано- и фемтосекундного импульсов.

#### Требования на мишенный узел

Предложенная технология генерации электронного пучка основана на образовании плазмы в пробое плёночной ПЭТ мишени. Толщина пленки составляет 10-15 мкм, что, как показали технические изыскания, обеспечивает устойчивый пробой от наносекундного импульса и достаточную прочность для протяжки пленки. Поверхность пленки должна быть свободна от разного рода напылений, которые при абляции пагубно сказываются на загрязнении оптических элементов внутри вакуумной камеры. Ширина ленты пленки должна составлять не менее 3 мм, поскольку конечный диаметр выжигаемого отверстия от наносекундного импульса превышает 1 мм. При протяжке пленки расстояние между кратерами от соседних выстрелов должно составлять не менее 3 мм. Протяжка пленки осуществляется при её разматывании и наматывании с одной бобины на другую (на подобие аудио-кассеты). Важно обеспечить равномерность скорости промотки для избежания образования вибраций плоскости пленки в области перетяжки.

Позиционирование мишени осуществляется при монтаже проматывающего узла на трех-координатный моторизованный столик с точность подстройки не хуже 5 мкм.

Со лицевой стороны пленки должна быть обеспечена защита оптических элементов (прежде всего, параболического фокусирующего зеркала) с помощью натянутой тонкой лавсановой пленки, покровного микроскопного стекла или проматываемой прозрачной лавсановой пленки, толщиной порядка 10-20 мкм при высоте, обеспечивающей перекрытие телесного угла оптических элементов. Защитный элемент должен находиться максимально близко к фокусирующей оптике, где плотность энергии невелика.

#### Требования на определение параметров электронного пучка

In-situ контроль эффективности генерации электронного пучка реализуем путём визуализации потока быстрых электронов на позиционно-чувствительном детекторе – сцинтилляционном экране Lanex, расположенном на расстоянии 10-15 см от точки взаимодействия. Изображение экрана (испускаемый свет) собирается объективом с задней стороны экрана и переносится на ПЗС/КМОП камеру. Для достижения высокой чувствительности необходимо использование объектива с коротким фокусным



расстоянием и камеры с динамическим диапазоном свыше 10 бит. Экран Lanex по умолчанию чувствителен к частицам с энергией свыше 400 кэВ. Тем не менее, для пучка с энергией частиц порядка 5-10 МэВ с учётом экспоненциального характера спектра нижняя граница детектирования должна быть смещена до нескольких МэВ. Это позволяет лучше отображать «ядро» пучка, т.е. часть, в которой содержатся частицы наибольшей энергии, и подстраивать параметры ускорения для достижения лучшей коллимации и яркости на экране. Для смещения нижней границы детектирования непосредственно перед экраном Lanex (для минимизации эффекта рассеяния пучка частиц) размещается металлический лист – вольфрам или свинец толщиной 1-3 мм.

Контроль заряда пучка должен осуществляться по фотоядерной методике, где лист вольфрама или свинца выступает в роли конвертора электрон-гамма и одновременно поглотителя гамма квантов. Фотоядерная реакция, протекающая с поглощением ядром гамма кванта и выделением нейтрона в качестве одного из продуктов распада, выступает в роли порогового детектора, поскольку сама реакция возможна лишь для квантов с энергией выше пороговой. Поглотители могут подбираться исходя из предположений об энергии электронов в пучке и могут иметь порог реакции от 1.6 МэВ (бериллий) и выше с использованием вольфрама, свинца, урана и других элементов.

Детектирование нейтронов должно осуществляться с помощью калиброванного He-3 счетчика, расположенного внутри блока замедлителя. Сигнал должен быть зарегистрирован на осциллографе во временном окне порядка 1 мс. Подсчёт всплесков амплитуды от прилёта нейтронов с учётом калибровки детектора даёт возможность быстрой оценки заряда пучка.

#### Требования на параметры вакуумной системы

Достаточно очевидным является условие взаимодействия лазерных пучков с мишенью в условиях вакуума, что связано с подавлением нелинейных эффектов по мере распространения мощного лазерного излучения через газовую среду. Но при этом требования на давление остаточного газа могут быть относительно мягкими до тех пор, пока не стоит вопрос потенциального детектирования ионов или протонов, длина свободного пробега которых сильно зависит от концентрации остаточных атомов/молекул газа. Экспериментальная генерация электронного пучка может проводиться при давлении от 1 Торр и меньше, что обеспечивается стандартными масляными/сухими форвакуумными насосными станциями. Требования ужесточаются с ростом энергетики ускоряющего импульса. Тем не менее, важно отметить, что при значении вакуума 1-10<sup>-5</sup> Торр внутри камеры взаимодействия объем камеры должен быть физически отделён от объема вакуумного компрессора оптического излучения, в котором давление

поддерживается на уровне ниже 10-5 Торр. Разделение производится с помощью тонкого кварцевой пластины толщиной 1 мм с оптическим диаметром не менее полного размера лазерного ускоряющего пучка. Просветление с обеих сторон пластины на длину волны ускоряющего импульса с малым значение дисперсии групповых скоростей должно быть обеспечено.

Описание технологии ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме

Провести измерения параметров используемых лазерных импульсов: энергии, длительности (с помощью быстрого фотодиода для наносекундного импульса и с помощью автокорреляционных методик для фемтосекундного импульса), пространственного профиля пучка (исходного и в перетяжке фокусирующей оптики). Убедиться, что параметры (энергия, длительность, размер фокального пятна) обеспечивают необходимые значения пиковой интенсивности.

Провести откачку газа из камеры взаимодействия до требуемого значения.

С помощью автоматизированного управления оптомеханическими элементами внутри вакуумной камеры обеспечить пространственное сведение перетяжек двух импульсов в поперечной оси распространения плоскости с точностью порядка нескольких микрометров. Контроль осуществляется по переносу изображения плоскости перетяжки внеосевого параболического зеркала на ПЗС/КМОП камеру микрообъективом с увеличением.

По сигналу быстрого фотодиода контролировать временное опережение ускоряющего импульса наносекундным предимпульсом. С помощью контроля времени срабатывания оптического затвора наносекундного лазера обеспечить опережение около 2 нс. Последующая подстройка с точностью не хуже 0.5 нс осуществляется по контролю сигнала с визуализатора электронного пучка Lanex и фотоядерного детектора.

Подвести к перетяжке лазерных импульсов поверхность пленочной мишени, запустить механизм промотки. Подстройку плоскости мишени относительно продольной оси (вдоль распространения импульса) с точность не менее 5 мкм осуществлять по контролю сигнала с визуализатора электронного пучка Lanex и фотоядерного детектора.

Провести серию выстрелов, зафиксировать сигнал с визуализатора электронного пучка, оценить расходимость. При необходимости подстроить задержку между двумя импульсами и положение плоскости пленки для достижения лучших результатов – высокой коллимации на экране Lanex и роста числа детектируемых фотонейтронов в каждом выстреле.

Последовательное выполнение действий выстрел-диагностика-подстройка параметров выводит систему на рабочий режим, в котором электронный пучок далее может быть использован для прикладных и смежных задач.

Результаты использования технологии

Результаты использования предложенной технологии ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме представлены в виде актов о проведении исследовательских испытаний и эскизно-конструкторской документации.

### **Перспективы использования технологии**

Предложенная технология генерации электронного пучка в плотной лазерной плазме может быть использована для решения ряда интересных прикладных и фундаментальных задач:

1) Инжектор для лазерно-плазменного ускорителя.

Получение рекордных значений энергии лазерно-ускоренного электронного пучка на основе метода кильватерного ускорения сопряжено с рядом сложностей, связанных с эффективной инжекцией электронов в ускоряющую фазу импульса. Процесс набора энергии происходит значительно эффективнее при наличии у электронов начальной энергии. Получаемый с помощью технологии электронный пучок может выступать в роли инжектора частиц для последующей стадии ускорения с применением более мощных лазерных систем.

2) Генерация рентгеновского излучения на основе обратного комптоновского рассеяния.

Лобовое столкновение (или столкновение под малым углом) лазерно-ускоренного пучка электронов и дополнительного лазерного импульса приводит к генерации пучка рентгеновских фотонов на основе эффекта обратного комптоновского рассеяния. На основе уже имеющихся параметров электронного пучка можно сделать следующие оценки энергий и выхода рентгеновского излучения при обратном комптоновском рассеянии: максимальная энергия фотонов для энергии электрона 5 МэВ составляет ~700 эВ, а число рассеянных фотонов при заряде пучка 20 пКл и энергии лазерного импульса 10 мДж составляет  $\sim 10^6$ . Ожидаемая расходимость пучка фотонов будет составлять ~10 мрад. Таким образом, уже при имеющихся параметрах электронного пучка можно провести эксперименты по регистрации излучения обратного комптоновского рассеяния. Импульс рентгеновских квантов имеет сверхмалую длительность и может быть использован для экспериментов по методу накачка-зонд, но также и в задачах неинвазивной диагностики биоматериалов.

### 3) Изучение фотоядерных процессов вблизи порога

Исследование фотораспада дейтрона вблизи порога является классической задачей квантовой электродинамики. Экспериментальные данные для околопорогового области малочисленны на сегодняшний день. Применение лазерно-ускоренного электронного пучка с последующей конверсией в гамма кванты позволяет создать значительный поток фотонов с энергией в диапазоне 5-10 МэВ, что находится вблизи пороговых значений для многих элементов.

### 4) Генерация переходного терагерцового излучения

Прохождение пучка ускоренных электронов через границу раздела металл-вакуум приводит к возникновению переходного излучения в широком диапазоне частот. Область когерентности данного излучения определяется длительностью импульса электронов, и для лазерно-плазменных пучков обычно лежит в области десятков ТГц, открывая возможности создания мощного источника широкополосного ТГц излучения. Характерный коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения при этом составляет ~1%.

### 5) Генерация позитронов вблизи порога

При взаимодействии ускоренных электронов с энергиями, превышающими пороговую ( $2mc^2$ ) со вторичной мишенью возможно получение позитронов в реакциях с реальными или виртуальными фотонами. Полученные позитроны имеют сверхкороткую длительность ( $< ns$ ) и высокую плотность, и могут быть использованы в задачах лабораторной астрофизики, в частности, для моделирования явления гамма-всплесков.

### **Информация о разработчике технологии**

Разработчики технологии: ФИАН, МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет.

Организации, на базе которых может осуществляться внедрение технологии:

Внедрение технологии ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме, может осуществляться на лазерных системах, удовлетворяющих требованиям, указанным выше. К числу организаций, обладающих такими лазерными системами, относятся: РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина, ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИПФ РАН, Ecole Polytechnique (Франция), ELI-NP (Румыния), ELI Beamlines (Чехия) и др.

### **Выводы**

Результаты данного раздела подтверждают разработку технологии ускорения высококоллимированного электронного пучка в плотной лазерной плазме в рамках работ по Соглашению № 075-15-2021-1361.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном отчете представлены результаты выполнения работы в полном объеме согласно пунктам 2.1.1–2.1.23 Плана-графика этапа 2 Соглашения № 075–15–2021–1361 от 07.10.2021 г. с Минобрнауки России.

В ходе экспериментов, проведенных на двух лазерах – петаваттного и тераваттного уровня мощности, – исследованы эффективные режимы ускорения электронов и генерации вторичных излучений, в результате которых были экспериментально продемонстрированы предсказанные в течение первого года выполнения проекта преимущества взаимодействия лазерных импульсов релятивистской интенсивности с плазмой околосубкритической плотности.

В экспериментах на петаваттной установке, проведенных с разными типами мишеней (газовые струи, твердотельные микропены) определены режимы лазерно-плазменного взаимодействия, соответствующие наиболее эффективной генерации рентгеновского излучения как по синхротронному, так и по рентгеновскому механизмам. Проведены эксперименты по оптимизации синхротронного источника, основанного на взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения ультрарелятивистской интенсивности со сверхзвуковыми газовыми струями. Показано, в частности, что оптимальные концентрации плазмы в струе лежат в суб-критическом диапазоне. Достигнутая яркость лазерно-плазменного синхротронного источника достаточна для получения рентгеновского изображения на детекторе за один лазерный импульс. В экспериментах с микроструктурированными мишенями продемонстрировано наличие низкотемпературной компоненты с температурой 4.2 МэВ и высокотемпературной компоненты с температурой 18.4 МэВ, которая превышает осцилляторную энергию электронов более чем в 4 раза. Полученные результаты ясно демонстрируют перспективность предложенных в рамках настоящего проекта подходов для создания компактных и ярких источников рентгеновского излучения с возможностью их использования для задач сверхбыстрой рентгеновской микроскопии.

Проведены эксперименты по оптимизации режима ускорения электронов лазерным излучением тераваттной пиковой мощности в подкритической плазме, формируемой наносекундным лазерным импульсом. Определена оптимальная конфигурация мишени в виде тонкой 10 мкм пленки и параметры наносекундного импульса. Заряды пучков формируемых с использованием отсечек по энергии, полученные путем добавления W фильтров различной толщины перед детектором, составляли: ~100 пКл ( $E > 1$  МэВ), ~50 пКл ( $E > 2$  МэВ), ~20 пКл ( $E > 3$  МэВ). На этой основе разработана технология получения определенного пучка лазерно-ускоренных электронов. Развита диагностика полученного

лазерно-ускоренного электронного пучка с использованием активационной методики. При этом пучок лазерно-ускоренных электронов взаимодействует с мишенью-конвертором, причем энергия электронов должна быть выше порога фотоядерной реакции с выходом нейтронов. Обработка результатов на основе моделирования с использованием Монте-Карло кода GEANT4 позволяет провести оценку заряда пучка и спектра электронов. Продемонстрирована эффективность данного метода применительно к лазерным импульсам умеренно-релятивистской интенсивности и показана возможность его использования для более высоких интенсивностей и энергии лазерного импульса.

Численно обнаружена высокая эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения лазерно-ускоренными электронами, вылетающими из низкоплотной мишени. Установлена возможность оптимизации источника жестких гамма-квантов при изменении толщины конвертера. На стенде PEARL проведена серия экспериментов по исследованию генерации тормозного излучения при взаимодействии лазерно-ускоренных электронов с твердотельными конверторами. Исследована зависимость спектров тормозного излучения от положения конвертера и от плотности газа в струе. Показано, в частности, что при понижении плотности газа уровень тормозного рентгеновского сигнала растет, а его наиболее эффективная генерация достигается при концентрациях плазмы в диапазоне  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, т.е. в LWFA-режиме.

В численных расчетах показана возможность получения сверхяркого синхротронного излучения при ускорении электронов в малоплотной (околокритической) мишени в режиме самозахвата лазерного импульса. Для рассмотренного примера лазерного импульса мощностью 135 ТВт и длительностью 30 фс (что может быть обеспечено на установке PEARL) синхротронное излучение генерировалось в диапазоне 10 кэВ – 100 кэВ. Жесткие рентгеновские лучи излучались в течение 75 фс из пятна размером 4 мкм. Узкая направленность синхротронного излучения с расходимостью на уровне 40 мрад приводила к высокой яркости  $1.2 \times 10^{22}$  фотонов/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0.1%b.w. при  $\hbar\omega = 100$  кэВ, что отвечает яркости современных бетатронных источников. Общее количество испускаемых фотонов бетатронного излучения с энергией более 10 кэВ было оценено как  $3 \times 10^{10}$ , что обеспечивает эффективность преобразования на уровне  $\approx 0.01\%$ , а эффективность преобразования в полный килоэлектронвольтовый диапазон рентгеновских лучей оценивается в несколько десятых процента, что превышает эффективность преобразования  $\sim 10^{-5}$  для чистого режима DLA. Было показано, что взаимодействие ускоряемых электронов с лазерным импульсом приводит к частичной поляризации рентгеновского излучения ( $P \approx 1/3$ ), что не ожидается в «bubble»-режиме кильватерного ускорения, когда распределение электронов изотропно в направлении,

перпендикулярном распространению лазерного импульса. Исследованный лазерно-плазменный источник синхротронного излучения оказывается достаточно устойчивым, а именно, относительные отклонения параметров лазерного импульса и плазменной мишени приводят к меньшим отклонениям характеристик вторичного излучения.

Проведено моделирование ускорения электронов для параметров тераваттной установки ФИАН-МГУ, демонстрирующее возможность ускорения электронов до энергий в десятки МэВ и дана оценка эффективности рентгеновского источника, основанного на томсоновском рассеянии пучка ускоренных электронов на встречном лазерном импульсе. Проведен расчет спектра томсоновского рассеяния лазерного пучка с пиковой мощностью 1 ТВт на пучке лазерно-ускоренных электронов. Параметры последнего выбраны на основе результатов проведенных экспериментов по ускорению электронов. Наклон экспоненты спектра («температура»)  $T$ , полученный в моделировании и эксперименте для используемых параметров лазерного излучения составляет 1-3 МэВ. Кроме того, в отчете рассмотрено несколько эффективных схем генерации узкополосного рентгеновского излучения в результате томсоновского (или обратного комптоновского) рассеяния лазерных фотонов на пучке релятивистских электронов. Предложена схема комптоновской генерации пучков фотонов в диапазоне до нескольких сотен кэВ на основе взаимодействия интенсивного лазерного импульса с тонкой мишенью околокритической плотности. Показано, что при просветлении мишени генерируются пучки ускоренных электронов, на которых может рассеиваться отраженное лазерное излучение, что сопровождается генерацией большого количества фотонов с энергиями до нескольких сотне кэВ. Показано, что яркость предлагаемого источника может на 2—3 порядка превышать яркость бетатронных источников при тех же параметрах лазерного импульса. Предложен также способ увеличения эффективности ОКР генерации рентгеновских фотонов, основанный на неколлинеарном столкновении лазерного импульса с наклонным фронтом с электронным сгустком.

Рассчитан частотный спектр ТГц излучения, получаемого при прохождении разрядного сигнала, инициированного лазерным импульсом, по проволочным антеннам различной пространственной формы. Показано, что при малых углах падения лазерного импульса на мишень эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцовое возрастает как за счёт увеличения длины взаимодействия, так и за счёт формирования самосогласованной структуры полей около плотной границы нагретого вещества.

С использованием сквозного многомерного численного моделирования PIC-GEANT4 проведено исследование лазерного ускорения протонов/дейтронов из тонких фольг и мишеней низкой плотности с целью его использования для инициирования

ядерных реакций для наработки нейтронов. Показано, что воздействие на тонкие фольги фемтосекундного лазерного импульса с энергией 3 Дж позволяет получать пучки протонов с зарядом порядка 30 нКл и средней энергией порядка 3 МэВ с коэффициентом конверсии ~4%. Воздействие сравнимого по энергии ультракороткого лазерного импульса на мишени с плотностью порядка критической не позволяет повысить эффективность ускорения протонов, вследствие достаточно малых максимальных энергии протонов, ускоренных в радиальном направлении. Вместе с тем существенное увеличение длительности и энергетика лазерных импульсов позволяет использовать мишени низкой плотности для радиального ускорения частиц, коэффициент конверсии до ~10%. Довольно низкая эффективность ускорения ионов в радиальном направлении при распространении фемтосекундного лазерного импульса в прозрачной плазме околоскритической плотности, связанная с тем, что энергия ускоренных протонов лишь незначительно превышает пороговые значения используемых ядерных реакций, не позволяет эффективно набирать нейтроны. Использование лазерного импульса пикосекундной длительности, который при взаимодействии с мишенью околоскритической плотности приводит к формированию протяженного лазерно-плазменного канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода нейтронов на единицу энергии лазерного импульса, чем использование короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса. Схема производства нейтронов с помощью облучения мишени из изотопа лития протонами или дейтронами, ускоренными лазерными импульсами мощностью 100-200 ТВт является довольно перспективной, например, для сверхбыстрой нейтронной радиографии [290] или неразрушающей диагностики [291], обеспечивая  $\sim 6 \times 10^7$  нейтронов на Дж вложенной энергии лазерного импульса за один выстрел, что сравнимо с наилучшими опубликованными результатами [291]. Увеличение мощности лазерных систем следующего поколения до 10-15 ПВт позволит получать пучки протонов с энергией от 100 МэВ до 800 МэВ с эффективностью до 9% и набирать с их помощью  $2 \times 10^{11}$  нейтронов за один выстрел.

Стремительное развитие лазерной техники привело к появлению лазеров петаваттного и мультипетаваттного уровня мощности, что поставило задачи об эффективной конверсии такого мощного лазерного излучения в потоки энергичные электронов и в жесткое вторичное рентгеновское излучение. В отчете представлен анализ обоих этих задач. В частности, определена оптимальная схема взаимодействия многоканальных мультипетаваттных лазерных систем с мишенями для наиболее эффективного производства жестких гамма-фотонов в результате развития квантово-электродинамического (КЭД) каскада. Определены оптимальные параметры затравочной



мишени (размер порядка 1 мкм и концентрация порядка 1-10 критических), а также зависимость эффективности гамма-источника от числа лазерных пучков и их фокусировки. Установлено, что эффективность гамма-источника растет при более острой фокусировке лазерных пучков, при этом не требуется большое число сходящихся лазерных пучков для эффективного преобразования энергии лазерного излучения в гамма-фотоны – уже 4 или 6 пучков обеспечивают конверсию в гамма-фотоны энергией более 1 МэВ на уровне 30-40% и на уровне 0,2-0,3% – в гамма-фотоны с энергией более 1 ГэВ.

Также решена задача об оптимальной конверсии лазерного излучения мультитераваттной мощности в пучки ускоренных электронов. В частности, продемонстрирована возможность использования мультитераваттного лазерного импульса, распространяющегося в плазме околоскритической плотности в режиме релятивистского самозахвата, для ускорения большого числа электронов с энергией (0.2 – 2) ГэВ с рекордным зарядом, почти до 0.1 мкКл. Еще больший заряд сосредоточен в электронах с энергией 100 МэВ. Обсуждаемый механизм генерации таких высокоэнергетичных электронов важен для большого числа применений, основанных на создании инновационных радиационных источников с использованием лазеров нового поколения. Именно использование обсужденного выше метода ускорения электронов позволяет создать источники предельной яркости электронов высокой энергии для радиотерапии, быстрых нейтронов для ядерной физики, гамма-излучения мультимэВного диапазона для глубокой радиографии, достаточно плотной электрон-позитронной плазмы, элементарных частиц, сверхинтенсивных импульсов терагерцового излучения, быстрых поверхностных токов рекордной силы, сверхжесткого мощного бетатронного излучения для фазово-контрастного имиджинга высокого разрешения и высокопроизводительного цифрового фенотипирования в селекции растений, для получения медицинских ПЭТ и ОФЭКТ изотопов. Это важно для решения ряда задач в инновационной индустрии, в лечении социально значимых заболеваний, для ядерной фармакологии и обеспечения безопасности, включая продовольственную. Приведенные результаты показывают перспективность разработки метода лазерно-электронной радиотерапии на основе режима релятивистского самозахвата интенсивного светового импульса. Они обосновывают возможность использования уже имеющихся коммерческих фемтосекундных лазеров [292, 293] для генерации пучков высокоэнергетичных электронов, что облегчает задачу перехода от расчетно-теоретического этапа разработки новой радиационно-терапевтической методики к его экспериментальному и технологическому продолжениям.

При разработке методов управления энергетическим спектром нейтронного потока на макете D-D нейтронного генератора ИПФ РАН выполнен анализ эффективности применения различных материалов в конструкции замедляющей системы, проведена оптимизация конструкции по большому числу геометрических параметров. Определены методы, позволяющие максимизировать интенсивность выходного нейтронного потока и одновременно эффективно управлять его энергетическим спектром, варьируя соотношение быстрой и эпитепловой компонент нейтронного потока. Полученные результаты будут использованы в ходе работ Третьего этапа при облучении клеточных культур, что будет являться первым шагом экспериментальных биологических исследований в области БНЗТ на нейтронном генераторе ИПФ РАН.

В ходе работ за счет внебюджетного софинансирования в ходе оптимизации электродинамических элементов нейтронного генератора были выбраны значения геометрических параметров СВЧ согласователя и предложены технические решения, которые позволили успешно реализовать коэффициент прохождения СВЧ излучения не менее 97%, при этом обеспечивая достаточное охлаждение согласователя и плазмоприемника и ввод газа по оси магнитной ловушки непосредственно в магнитную пробку.

В отчете также представлена технология получения высококолламированного ускоренного электронного пучка в плотной лазерной плазме на основе одновременного облучения тонкопленочных твердотельных мишеней наносекундным и фемтосекундным лазерным излучением умеренной пиковой мощности (порядка 1 ТВт).

В приложении к отчету представлено описание работ по модернизации учебной лаборатории НИЯУ МИФИ «Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц».

Список оборудования, приобретенного за счет средств гранта представлен в Таблице 25.1.

Таблица 25.1. Список оборудования, приобретенного за счет средств гранта.

Пункт плана-графика	Наименование, основные характеристики, где применяется	Сумма	Документы
2.1.14	Диодная система, BDL-2000W 940 нм, 2кВт, модуляция до 5 кГц вывод в волокно 600 мкм (QBH). BWT BEIJING LTD <b>Применяется</b> в качестве диодной накачки в стартовой части лазера PEARL	4 968 960,00	дог.2Т3-091-22 07.07.22, сч.на опл. Л_22_3421 07.07.22. П/П № 739222 от 11.07.2022 П/П № 114712 от

			07.12.2022 тов.накл.Л220014 74 23.11.22.
2.1.14	Вакуумный насос на магнитном подшипнике со встроенным контроллером CXF-320/3001, ISO-F 320<1860000.00 <b>Применяется</b> в системе откачки камеры лазерно-плазменного взаимодействия на стенде PEARL	1 860 000,00	дог.2Т3-107-22 29.07.22, сч.на опл.ЭВ-3402 29.07.22. П/П № 888449 от 02.08.2022 П/П № 29597 от 13.10.2022 УПД УТ-4294 03.10.22.
2.1.14	3D принтер Anycubic Photon Mono X <b>Применяется</b> для изготовления системы позиционирования лазерно-плазменных мишеней в экспериментах на стенде PEARL	66 800,00	сч.5/3327 05.09.22. П/П №258781 от 09.09.2022
2.1.11	генератор высокочастотный: HFP серия Plasma GK модель GLK-K0.13M56.1.0.0 <b>Применяется</b> в плазмоздающей системе D-D нейтронного генератора ИПФ РАН	690 000,00	дог.2Т3-185-22 02.11.22, сч.2Т3-185-22-Ав 02.11.22. П/П № 63660 от 07.11.2022 П/П № 118713 от 09.12.2022 тов.накл.38 01.12.22.
2.1.17	Промышленный чиллер CGW60 <b>Применяется</b> в системе охлаждения лазера накачки стенда PEARL	428 250,00	дог.2Т3-184-22 09.11.22, сч.09-11-1/2022 09.11.22. П/П № 73601 от 11.11.2022 УПД 17 18.11.22. П/П № 101298 от 01.12.2022
2.1.17	осциллограф АК ИП-4134/3А <b>Применяется</b> для измерения параметров лазерного излучения на стенде PEARL	792 360,00	дог.2Т3-203-22 14.11.22, сч.23 15.11.22. П/П № 82415 от 17.11.2022 П/П № 102245 от 02.12.2022 тов.накл.28 28.11.22.

2.1.11	источник питания программируемый UNION TEST ST UT 6015EWR <b>Применяется</b> для питания систем контроля лазерного стенда PEARL	30 300,00	СЧЕТ № 898 от 18.11.2022 П/П № 88231 от 22.11.2022
2.1.11	лабораторная мебель <b>Применяется</b> для оснащения лабораторных помещений D-D нейтронного генератора ИПФ РАН	168 717,00	дог.2Т1-236-22 16.12.22, тов.накл.465863 20.12.22. П/П № 152193 от 28.12.2022
2.1.14	сплав ВМ90-10 5Х100Х100 <b>Применяется</b> для изготовления конструкционных элементов, необходимых для проведения экспериментов на стенде PEARL	58 500,00	ДОГОВОР- СЧЕТ № 8от 11.05.2022 П/П № 340933 от 19.05.2022
2.1.14	азот жидкий <b>Применяется</b> в системе охлаждения фемтосекундного лазера стенда PEARL	13 650,00	дог.2Т1-133-21 21.06.21, П/П № 501947 от 09.06.2022 УПД 1313 от 06.06.22.
2.1.14	лазерные диоды (Лазерный диод K808DL9RN-LLS150.0WN0N- 40022F20ESM, Диод лазерный K808DA5RN-LLS60.00WN1N- 10522F20ESM) <b>Применяется</b> в качестве диодной накачки в стартовой части лазера PEARL	795 984,00	дог.2Т3-068-22 10.06.22, сч.на опл.Л_22_3244 14.06.22. П/П № 560439 от 17.06.2022 П/П№П/П221101 9от 04.10.2022 тов.накл.Л220010 37 23.09.22.
2.1.11	металл (Пруток алюминиевый Д16т d-25 мм Пруток алюминиевый Д16т d-30 мм Пруток алюминиевый Д16т d-35 мм Пруток алюминиевый Д16т d-45 мм Пруток алюминиевый Д16т d-65 мм	98 177,60	СЧЕТ№5139от 22.06.2022 подтв.П/П№П/П2 2631388от 27.06.2022 (пруток)
2.1.11	Пруток латунный ЛС 59-1 ДКРПП d-25мм Пруток латунный ЛС 59-1 ДКРПП d-30мм Пруток латунный ЛС 59-1 ДКРПП d-40мм Пруток латунный ЛС 59-1 ГКРHX d-60мм Пруток латунный ЛС 59-1 ДКРПП d-12мм, Труба 12x18н10т ф25x3,0x1800мм,	2 775,00	СЧЕТ№595от 21.06.2022 подтв.П/П№П/П2 2631344от 27.06.2022 (металлопрокат)
2.1.14	Пруток алюминиевый Д16т d-50 мм Пруток алюминиевый Д16т d-60 мм, Круг h11-12.0 ГОСТ 7417-75/20-В-НГ Круг h11-14.0 ГОСТ 7417-75/20-В-НГ Круг h11-30.0 ГОСТ 7417-75/20-В-НГ Круг h11-35.0 ГОСТ 7417-75/20-В-НГ	37 513,00	СЧЕТ№1744от 14.10.2022 подтв.П/П№П/П2 243089от 24.10.2022 (металлопрокат)

2.1.14	Круг В1-50.0 ГОСТ 2590-06/20-ГК ) Лист М16,0*600*1500*Пр НТчМягк Плита алюминиевая д16 12,0*1200*3000 <b>Применяются</b> для изготовления конструкционных элементов для позиционирования мишеней, оптических и электродинамических элементов при проведении экспериментов на стендах PEARL и D-D нейтронном генераторе	17 380,00	СЧЕТ№10838от 10.11.2022 подтв.П/П№П/П2 286408от 21.11.2022 (пруток алюминиевый)
2.1.17		22 000,00	СЧЕТ№2773от 17.11.2022 подтв.П/П№П/П2 292495от 25.11.2022 (металлопрокат)
2.1.17		25 464,00	СЧЕТ№7738от 10.11.2022 подтв.П/П№П/П2 286358от 21.11.2022 (металлопрокат)
2.1.17		2 444,40	сч.на опл.2773 17.11.22, П/П№П/П221174 29от 08.12.2022 УПД 1272 05.12.22. (металлопрокат)
2.1.14	Регулятор давления балонный двухступенчатый серии RPA2C от 0 до 1,5 бар ,G 3/4 Регулятор давления рамповый серии RPA1D от 0 до 1,5 бар ,NPT 1/4, внутренняя Штуцер с нружной резьбой из нержавеющей стали O.D/6 мм -NPT 1/4,серия СМС <b>Применяются</b> для проведения экспериментов с газовыми мишенями на стенде PEARL	37 096,80	СЧЕТ№412от 24.06.2022 подтв.П/П№П/П2 2703944от 06.07.2022
2.1.14	конденсаторы К75-100 6кВ 1100мкФ+/- 10% <b>Применяются</b> в блоках питания лазера накачки стенда PEARL	614 208,00	дог.2Т3-087-22 30.06.22, сч.2/1086 01.07.22. П/П№П/П227194 65от 07.07.2022 П/П№П/П221221 62от 12.12.2022 тов.накл.1914 30.11.22.

2.1.14	<p>Редуктор CSLLVDJROR,нерж.ст.,низ.давл.,FKM,2-ступ.,рег.вент.,на вых.,200-2 бар ,BT-BT,DIN9-NA 6 мм нерж</p> <p>Редуктор CSLLVDJROR,нерж.ст.,низ.давл.,FKM,2-ступ.,рег.вент.,на вых.,200-2 бар ,BT-BT,DIN1-NA 6 мм нерж</p> <p><b>Применяются</b> для проведения экспериментов с газовыми мишенями на стенде PEARL</p>	395 500,00	<p>дог.2Т1-099-22 13.07.22, сч.729 13.07.22.</p> <p>П/П№П/П227785 54от 15.07.2022 П/П№П/П225339 1от 11.08.2022 УПД 531 28.07.22.</p>
2.1.11	<p>Профильная рельсовая направляющая 15 мм Каретка для профильной направляющей 15 мм без фланца</p> <p><b>Применяются</b> в системе позиционирования системы экстракции пучка в D-D нейтронном генераторе ИПФ РАН</p>	9 480,00	<p>СЧЕТ№2754от 15.07.2022 подтв.П/П№П/П2 2807260от 20.07.2022</p>
2.1.17	<p>дисплей двухканальный Centauri двухканальный, датчик пирозлектрический</p> <p><b>Применяется</b> для измерения энергии и мощности лазерного излучения на лазерном стенде PEARL</p>	829 200,00	<p>дог.2Т3-085-22 19.07.22, сч.на опл.184 19.07.22. П/П№П/П228333 17от 22.07.2022 тов.накл.295 20.12.22. П/П№П/П221497 22от 27.12.2022</p>
2.1.17	<p>импульсный усилитель модуля SPGM-PM-D-1030-10/125-10 на основе тейпированного волокна с встроенной диодной накачкой</p> <p><b>Применяется</b> в стартовой части лазера PEARL</p>	1 400 000,00	<p>дог.2Т3-108-22 21.07.22, сч.на опл. Л_22_3505 22.07.22. П/П№П/П228564 21от 27.07.2022 П/П№П/П221563 2от 06.10.2022 тов.накл.Л220010 68 28.09.22.</p>
2.1.11	<p>теплообменник пластинчатый паяный ТТ 130-60</p> <p><b>Применяется</b> в системе охлаждения D-D нейтронного генератора ИПФ РАН</p>	113 600,00	<p>дог.2Т1-126-22 04.08.22, сч.на опл.1489 05.08.22. П/П№П/П224297 9от 10.08.2022 сч.на опл.1542 22.08.22.Ок.р. П/П№П/П221624 42от 26.08.2022</p>
2.1.1- 2.1.23	<p>принтер лазерный ECOSYS P2235dn (1102RV3NL0)</p> <p><b>Применяется</b> для подготовки публикаций и отчетной документации по проекту</p>	51 700,00	<p>СЧЕТ№ 2243 от 06.09.2022 П/П № 268457от 12.09.2022</p>

2.1.1- 2.1.23	многофункциональное устройство Kyocera Ecosys M 2735 dn <b>Применяется</b> для подготовки публикаций и отчетной документации по проекту	119 500,00	дог.2Т3-181-22 31.10.22, УПД 0430 09.11.22. П/П № 2276929 от 15.11.2022
2.1.1	ноутбуки (Apple MacBook Pro (МКGQ3RU/A) M1 Pro 10- core/16384/SSD 1024/M1 Pro 16-core/Мас OS/Space Grey) <b>Применяется</b> для выполнения расчетно-теоретических исследований в рамках проекта	269 999,00	дог.2Т3-088-22 04.07.22, сч.на опл.89 06.07.22. П/П № 22739199 от 11.07.2022 П/П № 22841401от 25.07.2022 УПД 70 15.07.22.
2.1.10	ноутбуки Huawei mateBook 14KLVL-W 56W <b>Применяется</b> для выполнения расчетно-теоретических исследований в рамках проекта	215 600,00	дог.2Т3-178-22 31.10.22, тов.накл. 0429 09.11.22. П/П № 2276789 от 15.11.2022
2.1.17	стеллаж, картотека ПРАКТИК AFC 09C S20299090102 <b>Применяется</b> для хранения опто-механических элементов в лаборатории по синхротронным исследованиям	87 154,00	сч.2205-100106-46912 13.05.22. П/П № 22323573 от 18.05.2022
2.1.14	пластик для 3D принтера (Фотополимер HARZ Labs Model 1кг (Black), <b>Применяются</b> для изготовления креплений для лазерно-плазменных мишеней для экспериментов на стенде PEARL	85 930,00	СЧЕТ№1022от 03.08.2022 подтв.П/П№П/П2 253385от 11.08.2022
2.1.14	пластиковый бак 1000 с отводом 2 дюйма (ПВ 1000) <b>Применяется</b> в системе охлаждения лазера накачки стенда PEARL	20 350,00	СЧЕТ- ДОГ№№72от 17.08.2022 подтв.П/П№П/П2 2145197от 24.08.2022
2.1.14	вертикальный многоступенчатый насос CalpedaMXV 50-2004 <b>Применяется</b> в системе водяного охлаждения лазерно-плазменного стенда PEARL	98 884,00	СЧЕТ№2464от 23.08.2022 подтв.П/П№П/П2 2169727от 29.08.2022
2.1.11	частотный преобразователь Hyundai N 700E_ 055HF <b>Применяется</b> в системе питания D-D нейтронного генератора ИПФ РАН	46 176,00	СЧЕТ№2586от 31.08.2022 подтв.П/П№П/П2 2207581от 02.09.2022

2.1.14	<p>пленка для 3D принтера, фотополимер Пленка FEP для 3D принтеров Anycubic Photon MONO X/Mono X 6K, Фотополимерная смола Anycubic Basic 1Л (Прозрачный) <b>Применяются</b> для изготовления креплений для лазерно-плазменных мишеней для экспериментов на стенде PEARL</p>	11 700,00	<p>СЧЕТ№5/3327от 05.09.2022 подтв.П/П№П/П2 2258787от 09.09.2022</p>
2.1.1- 2.1.23	<p>тонер-картриджи, картриджи (Hi-Black (НВ-ТК-1150) для Kyocera Ecosys M2135dn/M2635dn/M2735dw, 3К, с чипом, <b>Применяются</b> для подготовки публикаций и отчетной документации по проекту</p>	2 400,00	<p>СЧЕТ№2243от 06.09.2022 подтв.П/П№П/П2 2268458от 12.09.2022</p>
2.1.1- 2.1.23		20 943,10	<p>СЧЕТ№3228от 07.12.2022 подтв.П/П№П/П2 2126033от 14.12.2022</p>
2.1.1- 2.1.23		44 810,00	<p>СЧЕТ№ПН00000 0752от 24.11.2022 подтв.П/П№П/П2 2102229от 02.12.2022</p>
2.1.11, 2.1.14, 2.1.17	<p>крепеж (Винт 6x25 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Винт 6x20 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Винт 6x30 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Винт 6x16 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Винт 6x35 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Винт 6x40 оцинк с внут.шест. 8.8 DIN 912 полн. рез КНР Шайба 6 увел. оц. плоская ГОСТ 6958-70 (дин.9021) КНРК) <b>Применяются</b> для сборки экспериментальной схемы при проведении экспериментов на стенде PEARL и на D-D нейтронном генераторе</p>	4 580,51	<p>СЧЕТ№2068от 12.09.2022 подтв.П/П№П/П2 2295655от 15.09.2022</p>
2.1.11	<p>втулки переходные (Втулка переходная для фрез конус 7:24 40/КМ4 (1655-40-4-43, аналог BISON-BIAL) Втулка переходная для фрез конус 7:24 40/КМ3 (1655-40-3-14, аналог BISON-BIAL) <b>Применяются</b> для изготовления элементов экспериментальных схем при проведении экспериментов на стенде PEARL</p>	14 600,00	<p>СЧЕТ№УТ- 1084от 10.10.2022 подтв.П/П№П/П2 233401от 17.10.2022</p>



2.1.14	источник питания, Преобразователи АС/DC, HDR-15-15	4 868,35	СЧЕТ№4786от 15.11.2022 подтв.П/П№П/П2 284775от 18.11.2022
2.1.14	источник питания, Преобразователи АС/DC, HDR-15-24 автоматический выключатель 3-полюсный S203C50/ABB Радиодетали (микросхемы транзисторы, конденсаторы, резонаторы, радиоторы, вентиляторы, источники питания)	3 143,06	СЧЕТ№41257от 21.11.2022 подтв.П/П№П/П2 292479от 25.11.2022 (автомат. выключателя 3-полюсн.)
2.1.17	<b>Применяются</b> при изготовлении систем дистанционного управления и настройке при проведении экспериментов на стенде PEARL	93 230,60	СЧЕТ- ДОГн№9163756о т 14.10.2022 подтв.П/П№4139 3от 21.10.2022 (микросхемы, резисторы)
2.1.14	трубки ПВХ (ПВХ d-6x1.0 мм , ПВХ d-4мм )	5 800,00	СЧЕТ№264от 10.11.2022 подтв.П/П№П/П2 276791от 15.11.2022
2.1.11	<b>Применяются</b> в системах водяного охлаждения на стенде PEARL и на D-D нейтронном генераторе ИПФ РАН	4 400,00	СЧЕТ№269от 15.11.2022 подтв.П/П№П/П2 286374от 21.11.2022
2.1.14		17 930,00	СЧЕТ- ДОГн№J6025469 от 23.09.2022 подтв.П/П№П/П2 29603от 04.10.2022
2.1.10	Компьютерные комплектующие ( процессоры, материнские платы, блоки питания, мониторы, мыши, память)	141 350,00	дог.2Т3-177-22 28.10.22, тов.накл.0428 09.11.22. П/П№П/П227682 9от 15.11.2022
2.1.1	<b>Применяются</b> для проведения расчетно-теоретических работ в рамках проекта и для обработки экспериментальных данных	43 700,00	СЧЕТ№МФ9- 021772от 27.09.2022 подтв.П/П№П/П2 23591от 29.09.2022
2.1.1		1 233 570,00	дог.2Т0-154-22 05.10.22, тов.накл.ПН0000 00144 11.10.22. П/П№П/П223594

			1от 19.10.2022
2.1.10		490 290,50	дог.2Т0-162-22 14.10.22, тов.накл.РСС0000 1062 18.10.22. П/П№П/П224164 8от 24.10.2022
2.1.14	вакуумное оборудование (Вакуумный насос на магнитном подшипнике со встроенным контроллером CXF-320/3001, ISO-F 320) <b>Применяются</b> в системе вакуумной откачки на стенде PEARL	398 500,00	дог.2Т3-193-22 10.11.22, сч.на опл.ЭВ-6130 10.11.22. П/П№П/П228084 7от 17.11.2022 П/П№П/П221174 25от 08.12.2022 УПД УТ-5522 30.11.22.
2.1.17	Оптомеханические элементы: 3 МР-100+3АН6-4 Стержень для держателей оптики 4LM 149-05 Универсальный держатель 4SCML-2 Самоцентрирующий держатель 5PH50-1 держатель поляризаторов 5PH51-1 держатель поляризаторов малый гониометр разветвитель питания для контроллера 8SMC моторизованный линейный транслятор двухосный контроллер двигателей плита оптическая <b>Применяются</b> в оптической схеме экспериментов на стенде PEARL	376 040,04	дог.2Т3-194-22 09.11.22, УПД 315003 11.11.22. П/П№П/П228469 31от 18.11.2022
2.1.11	редуктор CSLLVDJROR,нерж.ст.,низ.давл.,FKM,2-ступ.,рег.вент.,на вых.,200-2 бар ,BT-BT,DIN9-NA 6 мм нерж Редуктор CSLLVDJROR,нерж.ст.,низ.давл.,FKM,2-ступ.,рег.вент.,на вых.,200-2 бар ,BT-BT,DIN1-NA 6 мм нерж Применяются для проведения экспериментов на D-D нейтронном генераторе	3 094,42	СЧЕТ№УТ-3669от 10.11.2022 подтв.П/П№П/П2286372от 21.11.2022 П/П№П/П221006 76от 01.12.2022 УПД УТ-2422 24.11.22.
2.1.1	видеокарта MSI PCIE 16RTX306012GB GDDR6 RTX 3060 VENTUS 2X OC RU LHR <b>Применяется</b> для проведения численных расчетов в рамках проекта	39 864,00	СЧЕТ№3057от 15.11.2022 подтв.П/П№П/П2287002от 21.11.2022

2.1.14, 2.1.17	электронные компоненты ( блок питания 3-12В,2,25А,27 Вт) <b>Применяются</b> в системах управления экспериментом на стенде PEARL	6 800,00	СЧЕТ-ДОГ№9385157от 18.11.2022 подтв.П/П№П/П2 288211от 22.11.2022
2.1.14, 2.1.17	корпус для радиоэлектронной аппаратуры ЕСТ <b>Применяется</b> при изготовлении систем управления экспериментом на стенде PEARL	31 443,83	СЧЕТ№УТ-5747от 18.11.2022 подтв.П/П№П/П2 288251от 22.11.2022
2.1.14, 2.1.17	Блок питания открытый 48 Вт ,10.4 А Блок питания открытый 24 Вт ,12.5 А блок питания в корпусе 48В,10.5 А <b>Применяются</b> в системах управления экспериментами на стенде PEARL	70 926,00	СЧЕТ-ДОГ№М-3812от 18.11.2022 подтв.П/П№П/П2 288261от 22.11.2022
2.1.14, 2.1.17	визуализатор лазерного излучения УФ1 <b>Применяется</b> для настройки оптической схемы в экспериментах на лазере PEARL	21 300,00	СЧЕТ№52от 10.11.2022 подтв.П/П№П/П2 291663от 24.11.2022
2.1.14, 2.1.17	комплект усилительных модулей <b>Применяется</b> в лазере накачки стенда PEARL	6 499 200,00	дог.2Т3-231-22 05.12.22, П/П№П/П221219 46от 12.12.2022 УПД 1862 06.12.22.
2.1.14, 2.1.17	заготовки из монокристаллического карбида кремния <b>Применяется</b> в качестве охлаждающего элемента для усилительных элементов в лазере накачки стенда PEARL	1 072 800,00	ДОГ.№2Т3-221-22от 01.12.2022 подтв.П/П№П/П2 2128363от 15.12.2022 тов.накл.329 06.12.22.
2.1.1- 2.1.23	канцелярские принадлежности <b>Применяются</b> для подготовки и хранения отчетной документации по проекту	25 004,09	СЧЕТ№0LW/913 078/5968727от 15.12.2022 подтв.П/П№П/П2 2135881от 20.12.2022

2.1.1- 2.1.23		12 263,80	СЧЕТ№0VT/9130 78/42961670от 05.12.2022 подтв.П/П№П/П2 2118685от 09.12.2022
2.1.15	двухкоординатный детектор мягких рентгеновских излучений <b>Применяется</b> при изготовлении спектрометров мягкого рентгеновского излучения и проведении экспериментов по детектированию лазерно-плазменного синхротронного излучения	2 016 000,00	ДОГ.№2Т3-202-22от 15.11.2022 подтв.П/П№П/П2 2140643от 22.12.2022 УПД 89 09.12.22.
2.1.1	процессор CPU intel Core i5-13600K,24 MB,LGA 1700 <b>Применяется</b> при проведении расчетно-численных работ по проекту	43 266,00	СЧЕТ№ПН00000 0851от 09.12.2022 подтв.П/П№П/П2 220от 13.12.2022
2.1.1	сервер ASUS RS 700-E10-RS12U, 32DDR4,2*1600W3*Pcle*16,AST 2600 Aspeed <b>Применяется</b> при проведении расчетов режимов лазерно-плазменного взаимодействия в рамках проекта	2 175 110,90	дог.2Т0-219-22 23.11.22, тов.накл.0360000 020206 08.12.22. П/П№П/П221248 61от 13.12.2022
2.1.17	тепловизор Hikmicro M30 с поверкой <b>Применяется</b> для настройки оптической схемы при проведении экспериментов на лазерном стенде PEARL	333 990,00	дог.2Т0-174-22 25.10.22, УПД ПИ1026108 26.10.22. П/П№П/П225323 3от 01.11.2022
2.1.17	электронные компоненты ( блок питания 3-12В,2,25А,27 Вт) <b>Применяются</b> в системах управления экспериментом на стенде PEARL	8 600,00	СЧЕТ№МФ9- 021677от 29.09.2022 подтв.П/П№П/П2 29042от 03.10.2022
2.1.1	кабель витая пара 24 AWG,внутренний,305m,кат.5е <b>Применяется</b> для передачи	74 950,00	СЧЕТ№сП- 0002930от 29.09.2022 подтв.П/П№П/П2 210935от 04.10.2022
2.1.1	экспериментальных данных на лазерно-плазменном стенде PEARL и передачи численных данных расчетов режимов лазерно-плазменного взаимодействия	588 390,00	дог.2Т0-157-22 12.10.22, тов.накл.рТБ- 001720 18.10.22. П/П№П/П224162 0от 24.10.2022

2.1.1		98 800,00	СЧЕТ-СПЕЦ№ЛД-9-00064-4от 29.09.2022 подтв.П/П№П/П2 214434от 05.10.2022
2.1.1	коммутаторы Cisco catalyst WS -C 494E-S <b>Применяются</b> при проведении численных расчетов режимов лазерно-плазменного взаимодействия	396 600,00	дог.2Т0-168-22 21.10.22, сч.на опл.4556 21.10.22. П/П№П/П224791 6от 27.10.2022 П/П№П/П221257 63от 14.12.2022 УПД 1484 01.12.22.
2.1.1	модуль NETELIT <b>Применяются</b> для передачи численных данных при расчетах режимов лазерно-плазменного взаимодействия	6 960,00	СЧЕТ-СПЕЦ№ЛД-9-00066от 30.09.2022 подтв.П/П№П/П2 214452от 05.10.2022
2.1.10	флеш карты USB <b>Применяются</b> для хранения экспериментальных и численных данных по проекту	43 680,00	СЧЕТ-ДОГн№J6201915 от 24.10.2022 подтв.П/П№П/П2 249445от 28.10.2022
2.1.17	оптический стол (Сотовая оптическая плита 1НТ08-15-20, Опоры оптического стола 1РО-50-100-50-ПИ-5) <b>Применяется</b> для размещения оптических схем при проведении экспериментов на лазерно-плазменном стенде PEARL	420 000,00	дог.2Т3-206-22 22.11.22, УПД 328001 24.11.22. П/П № 102235 от 02.12.2022
2.1.14, 2.1.17	провода латунная, щетки контактные <b>Применяется</b> для оснащения электрической системы лабораторного помещения стенда PEARL	16 400,00	СЧЕТ№313от 13.09.2022 подтв.П/П№П/П2 2313897от 19.09.2022
2.1.14, 2.1.17	комплектующие к изделиям( планка,опора изоляционная,стенка,изолятор) <b>Применяется</b> для оснащения электрической системы лабораторного помещения стенда PEARL	15 069,56	СЧЕТ№359от 04.10.2022 подтв.П/П№П/П2 226167от 11.10.2022
2.1.14, 2.1.17	составные части к изделиям - шасси, панели передние ,панель задняя,уголок,фальшпанель,рамка) <b>Применяется</b> для оснащения электрической системы лабораторного помещения стенда PEARL	23 049,46	СЧЕТ-Договор №40897от 12.10.2022 подтв.П/П№П/П2 239607от 20.10.2022

2.1.17	конденсаторы К-75-100-6кВ-110мкФ <b>Применяются</b> в высоковольтных блоках в лазере накачки стенда PEARL	76 776,00	СЧЕТ №2/937 от 08.06.2022 подтв.П/П №П/П2 2539917 от 15.06.2022
2.1.1- 2.1.23	запасные части к принтерам (головки) <b>Применяются</b> при подготовке публикаций и отчетной документации по проекту	35 268,00	СЧЕТ №ГК-06130 от 16.11.2022 подтв.П/П №П/П2 284745 от 18.11.2022
2.1.1	панель коммутаторов БИГЮ .741124.658, планки к изделию БИГЮ .741124.659 <b>Применяются</b> в системе передачи данных численных расчетов	25 540,87	СЧЕТ №595 от 15.11.2022 подтв.П/П №П/П2 2870521 от 21.11.2022
2.1.1	шкафы коммуникационные, фальш-панели <b>Применяются</b> в системе передачи данных численных расчетов	41 070,00	СЧЕТ-ДОГ №V026218717 от 18.11.2022 подтв.П/П №П/П2 288257 от 22.11.2022
2.1.17	лента медная 1*50мм <b>Применяется</b> для заземления в лабораторном помещении стенда PEARL	45 692,00	СЧЕТ №СМН-ВАС 1983 от 21.11.2022 подтв.П/П №П/П2 292493 от 25.11.2022
2.1.17	оптомеханические элементы (Линза 66-025 , Edmund Optics Ltd Светоделитель PBS253 , THORLABS Фильтр, NDUV20A THORLABS Фильтр NDUV10A , THORLABS Фильтр NDUV05A , THORLABS Детектор DET10A2 , THORLABS Держатель KM100PM/M , THORLABS Рукоятка PM3/M , THORLABS) <b>Применяется</b> в оптических схемах при проведении экспериментов на лазере PEARL	443 412,00	ДОГ. №2Т3-237-22 от 16.12.2022 подтв.П/П №П/П2 2144837 от 26.12.2022
2.1.17	кабель-каналы, труб жестк. <b>Применяется</b> в системе электроснабжения лабораторий PEARL и D-D нейтронного генератора	41 633,59	СЧЕТ №449/72119 от 30.09.2022 подтв.П/П №П/П2 214440 от 05.10.2022
2.1.11	комплект стекирования с креплениями, блок питания <b>Применяется</b> для размещения систем замедления нейтронов в лаборатории D-D нейтронного генератора ИПФ РАН	78 956,90	СЧЕТ-СПЕЦ №ЛД-9-00064-7 от 30.09.2022 подтв.П/П №П/П2 214456 от

			05.10.2022
2.1.1	<p>твёрдотельный накопитель 1000 GB          Samsung SATA III 870EVO SSD 2,5          Модуль памяти 32 GB          жесткий диск 6 Тб          Сетевой адаптер          Процессор TDRP100W,          серверная платформа M2/2*1000Ц  <b>Применяется</b> для получения и хранения          данных численных расчетов лазерно-          плазменного взаимодействия</p>	1 394 395,00	<p>дог.2Т0-146-22          12.10.22,          тов.накл.П-0450          19.10.22.          П/П№П/П224163          2от 24.10.2022</p>
		33 611 815,38	

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Generation of high-charge electron beam in a subcritical-density plasma through laser pulse self-trapping / V. Yu. Bychenkov, M. Lobok, V. F. Kovalev, A. V. Brantov // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2019. – Т. 61. – №. 12. – С. 124004.
- 2 Lobok, M. G. Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets/ M. G. Lobok, A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov // *Physics of Plasmas*. – 2019. – Т. 26. – №. 12. – С. 123107.
- 3 Быченков, В. Ю. Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме / В. Ю. Быченков, М. Г. Лобок // *Письма в ЖЭТФ*. – 2021. – Т. 114. – №. 10. – С. 650-656.
- 4 Таланов, В. И. О самофокусировке электромагнитных волн в нелинейных средах / В. И. Таланов // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. – 1964. – Т. 7. – С. 564.
- 5 Chiao, R. Y. Self-Trapping of Optical Beams / R. Y. Chiao, E. Garmire, C. Townes // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – V. 13. – P. 479.
- 6 Ахманов, С. А. О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде / С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов // *ЖЭТФ*. – 1966. – Т. 50. – С. 1537.
- 7 Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime / K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, [et al.] // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Т. 24. – №. 6. – С. 063109.
- 8 Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma / I. Tsymbalov, D. Gorlova, K. Ivanov [et al.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 022001.
- 9 Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction / A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2004. – Т. 93. – №. 13. – С. 135005.
- 10 Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron x-ray radiation / K. T. Phuoc, S. Corde, R. Shah [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – Т. 97. – №. 22. – С. 225002.
- 11 Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source S. Kneip, C. McGuffey, J.L. Martins [et al.] // *Nature Physics*. – 2010. – Т. 6. – №. 12. – С. 980-983.
- 12 Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator / O. Lundh, J. Lim, C. Rechatin [et al.] // *Nature Physics*. – 2011. – Т. 7. – №. 3. – С. 219-222.



- 13 Albert, F. Applications of laser wakefield accelerator-based light sources / F. Albert, A.G.R. Thomas //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2016. – T. 58. – №. 10. – C. 103001.
- 14 Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators / S. Corde, K. T. Phuoc, G. Lambert [et al.] //Reviews of Modern Physics. – 2013. – T. 85. – №. 1. – C. 1.
- 15 X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator / N. Lemos, P. King, J. L. Shaw [et al.] //Physics of plasmas. – 2019. – T. 26. – №. 8. – C. 083110.
- 16 Laser-driven soft-X-ray undulator source / M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp [et al.] //Nature physics. – 2009. – T. 5. – №. 11. – C. 826-829.
- 17 Principles and applications of compact laser–plasma accelerators /V. Malka, J. Faure, Y.A. Gauduel [et al.] //Nature physics. – 2008. – T. 4. – №. 6. – C. 447-453.
- 18 Quantitative X-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source / J. Wenz, S. Schleede, K. Khrennikov [et al.] //Nature communications. – 2015. – T. 6. – №. 1. – C. 7568.
- 19 Pukhov, A. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime /A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn //Applied Physics B. – 2002. – T. 74. – №. 4. – C. 355-361.
- 20 Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime /W. Lu, M. Tzoufras, C Joshi, C [et al.] //Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. – 2007. – T. 10. – №. 6. – C. 061301.
- 21 Bright x-ray radiation from plasma bubbles in an evolving laser wakefield accelerator / M.S. Bloom, M. J. V. Streeter, S. Kneip [et al.]//Physical Review Accelerators and Beams. – 2020. – T. 23. – №. 6. – C. 061301.
- 22 Characteristics of betatron radiation from direct-laser-accelerated electrons /T. W. Huang, A. P. L. Robinson, C.T. Zhou [et al.]//Physical Review E. – 2016. – T. 93. – №. 6. – C. 063203.
- 23 Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity / S. Kneip, S.R. Nagel, C. Bellei [et al.] // Physical Review Letters. – 2008. – T. 100. – №. 10. – C. 105006.
- 24 Thomas, A. G. R. Betatron x-ray generation from electrons accelerated in a plasma cavity in the presence of laser fields / A. G. R. Thomas, K. Krushelnick // Physics of Plasmas. – 2009. – T. 16. – №. 10. – C. 103103.
- 25 Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets /M. G. Lobok, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, V. Yu.Bychenkov / /Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – T. 60. – №. 8. – C. 084010.

- 26 Chiao, R. Y. Self-trapping of optical beams / R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes // *Physical Review Letters*. – 1964. – Т. 13. – №. 15. – С. 479.
- 27 Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense  $\gamma$ -ray and neutron sources for nuclear application and science / M. M. Günther, O. N. Rosmej, P. Tavana, [et al.] // *Nat. Commun.* – 2022. – Т. 13. – С. 170.
- 28 Comparison of bulk and pitcher-catcher targets for laser-driven neutron production / L. Willingale, G. M. Petrov, A. Maksimchuk, [et al.] // *Phys. Plasmas*. – 2011. – Т.18. – С. 083106.
- 29 Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids / M. Roth, D. Jung, K. Falk, [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Т. 110. – С. 044802.
- 30 Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets / Brantov A. V., Govras E. A., Bychenkov V. Yu., Rozmus W. // *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*. – 2015. – Т. 18. – С. 021301.
- 31 Быченков, В. Ю. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами / В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, С. В. Толоконников // *ЖЭТФ*. – 1999. – Т. – 115. С. 2080.
- 32 Synchronized ion acceleration by ultraintense slow light / A. V. Brantov, E. A. Govras, V. F. Kovalev, V. Yu. Bychenkov // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Т. 116 – С. 085004.
- 33 Быченков, В. Ю. Ускорение ионов интенсивным “медленным” лазерным светом в малоплотных мишенях / В. Ю. Быченков, Е. А. Говрас, А. В. Брантов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 104. – С. 640.
- 34 Tajima, T. Laser electron accelerator/ T. Tajima, J.M. Dawson // *Physical Review Letters*. – 1979. – Т. 43. – №. 4. – С. 267.
- 35 Dose properties of a laser accelerated electron beam and prospects for clinical application /K. K. Kainz, K. R. Hogstrom, J. A. Antolak [et al.] // *Medical physics*. – 2004. – Т. 31. – №. 7. – С. 2053-2067.
- 36 Laser electron accelerators for radiation medicine: a feasibility study /C. Chiu, M. Fomytskyi, F. Grigsby [et al.] // *Medical physics*. – 2004. – Т. 31. – №. 7. – С. 2042-2052.
- 37 Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam / Y. Glinec, J. Faure, V. Malka [et al.] // *Medical physics*. – 2006. – Т. 33. – №. 1. – С. 155-162.
- 38 Chuang, H. M. Identifying the value co-creation behavior of virtual customer environments using a hybrid expert-based DANP model in the bicycle industry/ H. M. Chuang, Y. S. Chen // *Human-centric Computing and Information Sciences*. – 2015. – Т. 5. – №. 1. – С. 1-31.

- 39 The European Joint Research Project UHDpulse–Metrology for advanced radiotherapy using particle beams with ultra-high pulse dose rates / A. Schüller, S. Heinrich, C. Fouillade [et al.]//*Physica Medica*. – 2020. – T. 80. – C. 134-150.
- 40 Toward an effective use of laser-driven very high energy electrons for radiotherapy: Feasibility assessment of multi-field and intensity modulation irradiation schemes /L. Labate, D. Palla, D. Panetta [et al.] //*Scientific reports*. – 2020. – T. 10. – №. 1. – C. 1-11.
- 41 A focused very high energy electron beam for fractionated stereotactic radiotherapy /K. Svendsen, D. Guénot, J.B. Svensson [et al.]//*Scientific reports*. – 2021. – T. 11. – №. 1. – C. 1-8.
- 42 1 kHz laser accelerated electron beam feasible for radiotherapy uses: A PIC–Monte Carlo based study/R. Polanek, N. A. Hafz, Z. LécZ [et al.] //*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2021. – T. 987. – C. 164841.
- 43 Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice/ V. Favaudon, L. Caplier, V. Monceau [et al.]// *Science translational medicine*. – 2014. – T. 6. – №. 245. – C. 245ra93-245ra93.
- 44 Survival of mammalian cells exposed to x rays at ultra-high dose-rates /R. J. Berry, E. J. Hall, D. W. Forster, [et al.] //*The British Journal of Radiology*. – 1969. – T. 42. – №. 494. – C. 102-107.
- 45 Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Fitour R., Malka V., Rousse A., Beck A., Lefebvre E. Femtosecond x Rays from Laser-Plasma Accelerators // *Reviews of Modern Physics*. – 2013. – V. 85. – P. 1–48.
- 46 Rousse A., Phuoc K., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., et al. Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 93. – P. 135005.
- 47 Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. X-ray generation in an ion channel // *Physics of Plasmas*. – 2003. – V. 10. – P. 4818–4828.
- 48 Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 93. – P. 135004.
- 49 Wenz J., Schleede S., Khrennikov K., Bech M., Thibault P., Heigoldt M., et al. Quantitative X-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source // *Nature Communications*. – 2015. – V. 6. – P. 7568.
- 50 Wood J.C., Chapman D.J., Poder K., Lopes N.C., Rutherford M.E., White T.G., et al. Ultrafast Imaging of Laser Driven Shock Waves using Betatron X-rays from a Laser Wakefield Accelerator // *Scientific Reports*. – 2018. – V. 8. – P. 11010.

- 51 Kieffer J. C. et al. Medical Applications of Laser-Generated Beams of Particles IV: Review of Progress and Strategies for the Future // SPIE. – 2017. – V. 10239. – P. 22.
- 52 Kneip S., McGuffey C., Martins J.L., Martins S.F., Bellei C., Chvykov V., et al. Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source // Nature Physics. – 2010. – V. 6. – P. 980–983.
- 53 Kozlova M., Andriyash I., Gautier J., Sebban S., Smartsev S., Jourdain N., et al. Hard X Rays from Laser-Wakefield Accelerators in Density Tailored Plasmas // Physical Review X. – 2020. – V. 10. – P. 011061.
- 54 Golovanov A.A., Kostyukov I.Yu., Lebedev V.S. Design of a gas cell for laser wakefield acceleration of electrons // Problems Atomic Sci. Technol. – 2018. – V. 116. – P. 70–75.
- 55 Surmin I.A., Bastrakov S.I., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Meyerov I.B. Particle-in-Cell laser-plasma simulation on Xeon Phi coprocessors // Computer Physics Communications. – 2016. – V. 202. – P. 204–210.
- 56 Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – С. 9–32.
- 57 Та Phuoc K., Corde S., Thaury C., Malka V., Tafzi A., Goddet J.P., et al. All-optical Compton gamma-ray source // Nature Photonics. – 2012. – V. 6. – P. 308–311.
- 58 Albert F., Thomas A.G.R., Mangles S.P.D., Banerjee S., Corde S., Flacco A., et al. Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2014. – V. 56– P. 084015.
- 59 Pugachev L.P., Andreev N.E., Levashov P.R., Rosmej O.N. Acceleration of electrons under the action of petawatt-class laser pulses onto foam targets // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.– 2016 – Т. 829. – С. 88–93.
- 60 Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaehner S., Zahn N. et al. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays // New J. Phys.– 2019 – Vol. 21, № 4. – P. 043044.
- 61 Rosmej O.N., Gyrdymov M., Günther M.M., Andreev N.E. et al. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research // Plasma Phys. Control. Fusion– 2020 – Vol. 62, № 11. – P. 115024.
- 62 Ginzburg V.N., Katin E. V., Khazanov E.A., Kirsanov A. V. et al. Application of Petawatt pARametric Laser (PEARL)—Laser Wakefield Acceleration– 2010 – P. 71–78.

- 63 Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // *Plasma Phys. Control. Fusion*– 2015 – Vol. 57, № 11. – P. 113001.
- 64 Vyskočil J., Klimo O., Weber S. Simulations of bremsstrahlung emission in ultra-intense laser interactions with foil targets // *Plasma Phys. Control. Fusion*– 2018 – Vol. 60, № 5. – P. 054013.
- 65 Ducloux R., Kirk J.G., Bell A.R. Monte Carlo calculations of pair production in high-intensity laser–plasma interactions // *Plasma Phys. Control. Fusion*– 2011 – Vol. 53, № 1. – P. 015009.
- 66 Elkina N. V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Y., Legkov M. V. et al. QED cascades induced by circularly polarized laser fields // *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*– 2011 – Vol. 14, № 5. – P. 054401.
- 67 Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. К.В.И. и др. Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме // *Письма в ЖЭТФ*.– 1992 – Vol. 55, № 10. – P. 551–555.
- 68 Antonsen T.M., Mora P. Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas // *Phys. Fluids B Plasma Phys.*– 1993 – Vol. 5, № 5. – P. 1440–1452.
- 69 Krall J., Ting A., Esarey E., Sprangle P. Enhanced acceleration in a self-modulated-laser wake-field accelerator // *Phys. Rev. E*– 1993 – Vol. 48, № 3. – P. 2157–2161.
- 70 Andreev N.E., Gorbunov L.M., Kirsanov V.I., Pogosova A.A. et al. The theory of laser self-resonant wake field excitation // *Phys. Scr.*– 1994 – Vol. 49, № 1. – P. 101–109.
- 71 Leemans W.P., Clayton C.E., Mori W.B., Marsh K.A. et al. Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas // *Phys. Rev. A*– 1992 – Vol. 46, № 2. – P. 1091–1105.
- 72 Горбунов Л. М., Кирсанов В.И. Возбуждение плазменных волн пакетом электромагнитного излучения // *ЖЭТФ*– 1987 – Vol. 93, № 2. – P. 509–518.
- 73 Sprangle P., Esarey E., Ting A., Joyce G. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding // *Appl. Phys. Lett.*– 1988 – Vol. 53, № 22. – P. 2146–2148.
- 74 Буланов С. В., Кирсанов В. И. С.А.С. Возбуждение ультрарелятивистских ленгмюровских волн импульсом электромагнитного излучения // *письма ЖЭТФ*– 1989 – Vol. 50, № 4. – P. 176–178.
- 75 Berezhiani V.I., Murusidze I.G. Relativistic wake-field generation by an intense laser pulse in a plasma // *Phys. Lett. A*– 1990 – Vol. 148, № 6–7. – P. 338–340.
- 76 Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.*– 2009 – Vol. 81, № 3. – P. 1229–1285.

- 77 Dawson J., Oberman C. High-Frequency Conductivity and the Emission and Absorption Coefficients of a Fully Ionized Plasma // *Phys. Fluids*– 1962 – Vol. 5, № 5. – P. 517.
- 78 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels // *Phys. Plasmas*– 1999 – Vol. 6, № 7. – P. 2847–2854.
- 79 Bagdasarova G., Boldarev A. Numerical studies by means of MARPLE: new tools for parallel simulation of continuous media using unstructured meshes // *Conference Proceedings of the YIC GACM 2015 / ed. Stefanie E., Jaan-Willem S. Aachen, 2015.*
- 80 Гасилов В.А., Дьяченко С.В., Болдарев А.С., Ольховская О.Г., Карташева Е.Л., Багдасаров Г.А. Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. Москва: ИПМ им. М.В.Келдыша, 2011. № 20. P. 1–36.*
- 81 Gales S.G. and Bentley C.D. Image plates as x-ray detectors in plasma physics experiments // *Rev. Sci. Instrum.* – 2004 – Vol. 75, № 10 – P. 4001–4003.
- 82 Curcio A., Andreoli P., Cipriani M., Claps G., Consoli F., Cristofari G., De Angelis R., Giulietti D., Ingenito F. and Pacella D. Imaging plates calibration to X-rays, // *J. Instrum.* – 2016 – Vol. 11, №. 5. – P. C05011
- 83 Thoms M., Von Seggern H., and Winnacker A., Spatial correlation and photostimulability of defect centers in the x-ray-storage phosphor BaFBr:Eu<sup>2+</sup> // *Phys. Rev. B* – 1991 – Vol. 44, № 17. P. – 9240-9247.
- 84 Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. GEANT4 - A simulation toolkit // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* – 2003 – Vol. 503. – P. 250-303.
- 85 Pandola L., Andenna C., and Caccia B. Validation of the Geant4 simulation of bremsstrahlung from thick targets below 3 MeV // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms* – 2015 – Vol. 350. – P. 41-48.
- 86 Willingale L., Nilson P.M., Thomas A.G.R. et al. 2011. *Phys. Plasmas.* **18**. 056706.
- 87 Willingale L., Thomas A.G.R, Nilson P.M. et al. 2013. *New J. Phys.* **15**. 025023.
- 88 Toncian T., Wang C., McCary E. et al. 2016. *Matter Rad. Extremes.* **1**. 82.
- 89 Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J. et al. 2018. *New J. Phys.* **20**. 093024.
- 90 Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. 1999. *Phys. Plasmas.* **6**., 2847.
- 91 Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L. et al. 2016. *Phys. Plasmas.* **23**. 056704.
- 92 Khudik V., Arefiev A., Zhang Xi et al. 2016. *Phys. Plasmas.* **23**. 103108.
- 93 Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaechter S. et al. 2019. *New J. Phys.* **21**. 043044.

- 94 Rosmej O.N., Gyrdymov M., Gunther M.M. *et al.* 2020. *Plasma Phys. Control. Fusion.* **62**. 115024.
- 95 Андреев Н.Е., Попов В.С., Розмей О.Н. *и др.* 2021. *Квантовая электроника.* **51**. 1019.
- 96 Agostinelli S., Allison J., Amako K. *et al.* 2003. GEANT4 — a simulation toolkit // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — — Vol. **506**, issue 3. — P. 250-303.
- 97 D. Debus, M. Bussmann, M. Siebold, A. Jochmann, U. Schramm, T. E. Cowan, R. Sauerbrey, *et al.*, Traveling-wave Thomson scattering and optical undulators for, *Appl. Phys. B* **100**, 61 (2010).
- 98 K. Steiniger, D. Albach, M. Bussmann, M. Loeser, R. Pausch, F. Röser, U. Schramm, M. Siebold, and A. Debus, Building an Optical Free-Electron Laser in the Traveling-Wave Thomson-Scattering Geometry, *Frontiers in Physics* **6**, 155 (2019).
- 99 J. Yang, M. Washio, A. Endo, T. Hori, Evaluation of femtosecond X-rays produced by Thomson scattering under linear and nonlinear interactions between a low-emittance electron beam and an intense polarized laser light, *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A* **428**, 556 (1999).
- 100 Bulyak and V. Skomorokhov, Parameters of Compton x-ray beams: Total yield and pulse duration, *Phys. Rev. ST-AB* **8**, 030703 (2005).
- 101 M. Zobov *et al.* Test of “Crab-Waist” Collisions at the DAΦNE Φ Factory, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 174801 (2010).
- 102 Variola, F. Zomer, E. Bulyak, P. Gladkikh, V. Skomorokhov, T. Omori, and J. Urakawa, Luminosity optimization schemes in Compton experiments based on Fabry-Perot optical resonators, *Phys. Rev. ST-AB* **14**, 031001 (2011).
- 103 Esarey, S. K. Ride, and P. Sprangle, Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas, *Phys. Rev. ST-AB* **48**, 3003 (1993).
- 104 P. Potylitsyn, A. M. Kolchzhkin, Scattering of strong electromagnetic wave by relativistic electrons: Thomson and Compton regimes, *Nucl. Instrum. and Methods A* **851** 82 (2017).
- 105 E.S. Sarachuk, G. T. Schappert, Classical Theory of the Scattering of Intense Laser Radiation by Free Electrons, *Phys. Rev. D* **1**, 2738 (1970).
- 106 P. Potylitsyn, *Electromagnetic radiation of electrons in periodic structures*, Berlin: Springer-Verlag, 2011.
- 107 K. Dupraz, K. Cassou, N. Delerue, P. Fichot, A. Martens, A. Stocchi, A. Variola, F. Zomer, A. Courjaud E. Mottay, A. Courjaud, E. Mottay, G. Gatti, A. Ghigo, T. Hovsepien, J.

Y. Riou, F. Wang, A. C. Mueller, L. Palumbo, L. Serafini, P. Tomassini, Design and optimization of a highly efficient optical multipass system for  $\gamma$ -ray beam production from electron laser beam Compton scattering Phys. Rev. ST-AB **17**, 033501 (2014).

108 M. Jacquet, "Potential of compact Compton sources in the medical field," *Physica Medica* **32**, 1790 (2016).

109 H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, Berlin: Springer Publishing, 2007.

110 Chen M., Shenga Zh.-M., Zheng J. *et al.* Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions // *Optics Express*. – 2006. – № 14 (7). – С. 3093–3098.

111 Mao J. Y., Chen L. M., Huang K. *et al.* Highly collimated monoenergetic target-surface electron acceleration in near-critical-density plasmas // *Applied Physics Letters*. – 2015. – № 106. – С. 131105.

112 Andreev N. E., Pugachev L. P., Povarnitsyn M. E., Levashov P. R. Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target // *Laser and Particle Beams*. – 2016. – № 34. – С. 115–122.

113 Serebryakov D. A., Nerush E. N., Kostyukov I. Yu. Near-surface electron acceleration during intense laser–solid interaction in the grazing incidence regime // *Physics of Plasmas*. – 2017. – № 24. – С. 123115.

114 Ma Y., Zhao J., Li Y. *et al.* Ultrahigh-charge electron beams from laser-irradiated solid surface // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2018. – № 115 (27). – С. 6980–6985.

115 Mandal T., Arora V., Rao B. S. *et al.* Experimental study of fast electron generation in intense short duration laser solid interaction at grazing incidence // *Physics of Plasmas*. – 2019. – № 26. – С. 043105.

116 Quinn K., Wilson P. A., Cecchetti C. A. *et al.* Laser-Driven Ultrafast Field Propagation on Solid Surfaces // *Physical Review Letters*. – 2009. – № 102. – С. 194801.

117 Nakajima H., Tokita S., Inoue S. *et al.* Divergence-Free Transport of Laser-Produced Fast Electrons Along a Meter-Long Wire Target // *Physical Review Letters*. – 2013. – № 110. – С. 155001.

118 Bukharskii N., Kochetkov Iu., Korneev Ph. Terahertz annular antenna driven with a short intense laser pulse // *Applied Physics Letters*. – 2022. – № 120. – С. 014102.

119 Bukharskii N., Korneev Ph. Intense widely-controlled terahertz radiation from laser-driven wires [Электронный ресурс] // *arXiv.org*. 2022. Дата обновления: 27.10.2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2210.14166> (дата обращения: 09.12.2022).

120 Ehret M., Kochetkov Yu., Abe Yu. *et al.* Kilot Tesla plasmoid formation by a trapped relativistic laser beam // *Physical Review E*. – 2022. – №. 106 (4). – С. 045211.



- 121 Korneev Ph., Abe Y., Law K. F. F. *et al.* Laser electron acceleration on curved surfaces [Электронный ресурс] // arXiv.org. 2017. Дата обновления: 02.11.2017. URL: <https://arxiv.org/abs/1711.00971> (дата обращения: 09.12.2022).
- 122 Ehret M., Bailly-Grandvaux M., Korneev Ph. *et al.* Guided Electromagnetic Discharge Pulses Driven by Short Intense Laser Pulses: Characterisation and Modelling [Электронный ресурс] // arXiv.org. 2022. Дата обновления: 01.09.2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2209.00272> (дата обращения: 09.12.2022).
- 123 Derouillat J., Beck A., Pérez F. *et al.* Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation // Computer Physics Communications. – 2018. – №. 222. – С. 351-373.
- 124 Simpson R. A., Scott G. G., Mariscal D. *et al.* Scaling of laser-driven electron and proton acceleration as a function of laser pulse duration, energy, and intensity in the multi-picosecond regime // Physics of Plasmas. – 2021. – № 28. – С. 013108.
- 125 Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // Nature Photonics. – 2007. – № 1 (2). – С. 97–105.
- 126 Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H. *et al.* The 2017 terahertz science and technology roadmap // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – № 50. – С. 043001.
- 127 Mittleman D. M. Perspective: Terahertz science and technology // Journal of Applied Physics. – 2017. – № 122. – С. 230901.
- 128 Amini T., Jahangiri F., Ameri Z., Hemmatian M. A. A Review of Feasible Applications of THz Waves in Medical Diagnostics and Treatments // Journal of Lasers in Medical Sciences. – 2021. – № 12. – С. e92.
- 129 Nikitkina A. I., Bikmulina P., Gafarova E. R. *et al.* Terahertz radiation and the skin: a review // Journal of Biomedical Optics. – 2021. – № 26. – С. 043005.
- 130 Kim S. M., Hatami F., Harris J. Biomedical terahertz imaging with a quantum cascade laser // Applied Physics Letters. – 2006. – № 88. – С. 153903.
- 131 Yu C., Fan S., Sun Y., Pickwell-Macpherson E. The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date // Quantitative Imaging in Medicine and Surgery. – 2012. – № 2. – С. 33.
- 132 Son J.-H. Terahertz Biomedical Science and Technology. CRC Press, 2014. ISBN: 9780429194283.
- 133 Peng Y., Shi C., Wu X., Zhu Y., Zhuang S. Terahertz Imaging and Spectroscopy in Cancer Diagnostics: A Technical Review // BME Frontiers. – 2020. – № 2020. – С. 2547609.
- 134 Vafapour Z., Keshavarz A., Ghahraloud H. The potential of terahertz sensing for cancer diagnosis // Heliyon. – 2020. – № 6. – С. e05623.

- 135 Lindley-Hatcher H., Stantchev R. I., Chen X. *et al.* Real time THz imaging—opportunities and challenges for skin cancer detection // *Applied Physics Letters*. – 2021. – № 118. – C. 230501.
- 136 Cheon H., Yang H.-j., Lee S.-H. *et al.* Terahertz molecular resonance of cancer DNA // *Scientific Reports*. – 2016. – № 6 (1). – C. 37103.
- 137 Cheon H., Yang H.-J., Choi M., Son J.-H. Effective demethylation of melanoma cells using terahertz radiation // *Biomedical Optics Express*. – 2019. – № 10. – C. 4931.
- 138 Son J.-H., Oh S. J., Cheon H. Potential clinical applications of terahertz radiation // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – № 125. – C. 190901.
- 139 Son J.-H., Cheon H. *Next-Generation Spectroscopic Technologies XIII*; edited by S. M. Barnett, L. T. Profeta, and A. K. Azad, SPIE, Online Only, United States, 2020. ISBN: 9781510635579.
- 140 Kawase K., Ogawa Y., Watanabe Y., Inoue H. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints // *Optics Express*. – 2003. – № 11. – C. 2549.
- 141 Lee A. W. M., Williams B. S., Kumar S. *et al.* Real-time imaging using a 4.3-THz quantum cascade laser and a 320x240 microbolometer focal-plane array // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2006. – № 18. – C. 1415.
- 142 Mittleman D., Jacobsen R., Nuss M. T-ray imaging // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 1996. – № 2. – C. 679.
- 143 Zhong H., Xu J., Xie X. *et al.* Nondestructive defect identification with terahertz time-of-flight tomography // *IEEE Sensors Journal*. – 2005. – № 5. – C. 203.
- 144 Salen P., Basini M., Bonetti S. *et al.* Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology // *Physics Reports*. – 2019. – № 836-837 (1). – C. 1-74.
- 145 Federici J., Moeller L. Review of terahertz and subterahertz wireless communications // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – № 107. – C. 111101.
- 146 Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T. A Review on Terahertz Communications Research // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2011. – № 32. – C. 143.
- 147 Zhang Y., Li K., Zhao H. Intense terahertz radiation: generation and application // *Frontiers of Optoelectronics*. – 2021. – № 14. – C. 4–36.
- 148 Liao G.-Q., Li Y.-T. Review of Intense Terahertz Radiation from Relativistic Laser-Produced Plasmas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2019. – № 47. – C. 3002.
- 149 Tokita S., Sakabe S., Nagashima T. *et al.* Strong sub-terahertz surface waves generated on a metal wire by high-intensity laser pulses // *Scientific Reports*. – 2015. – № 5. – C. 8268.

- 150 Tian Y., Liu J., Bai Y. *et al.* Femtosecond-laser-driven wire-guided helical undulator for intense terahertz radiation // *Nature Photonics*. – 2017. – № 11. – С. 242-246.
- 151 Nakajima K. Novel efficient THz undulator using a laser-driven wire // *Light: Science & Applications*. – 2017. – № 6. – С. e17063.
- 152 Teramoto K., Tokita S., Terao T. *et al.* Half-cycle terahertz surface waves with MV/cm field strengths generated on metal wires // *Applied Physics Letters*. – 2018. – № 113. – С. 051101.
- 153 Zeng Y., Zhou Ch., Song L. *et al.* Guiding and emission of millijoule single-cycle THz pulse from laser-driven wire-like targets // *Optics Express*. – 2020. – № 28. – С. 15258.
- 154 Zhuo H. B., Zhang S. J., Li X. H. *et al.* Terahertz generation from laser-driven ultrafast current propagation along a wire target // *Physical Review E*. – 2017. – № 95. – С. 013201.
- 155 Li Z.-c., Zheng J. Terahertz radiation from a wire target irradiated by an ultra-intense laser pulse // *Physics of Plasmas*. – 2007. – № 14. – С. 054505.
- 156 Bleko V., Karataev P., Konkov A. *et al.* Coherent Cherenkov radiation as an intense THz source // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – № 732. – С. 012006.
- 157 Gordienko, S. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons/S. Gordienko, A. Pukhov // *Physics of Plasmas*. – 2005. – Т. 12. – №. 4. – С. 043109.
- 158 Self-focusing of short intense pulses in plasmas /G.-Z. Sun , E. Ott, Y. C. Lee, P. Guzdar // *The Physics of fluids*. – 1987. – Т. 30. – №. 2. – С. 526-532.
- 159 Sen, S. Relativistic propagation of linearly/circularly polarized laser radiation in plasmas / S. Sen, M. A. Varshney, D. Varshney // *International Scholarly Research Notices*. – 2013. – Т. 2013. – С. 642617.
- 160 Kovalev, V. F. Analytic theory of relativistic self-focusing for a Gaussian light beam entering a plasma: Renormalization-group approach /V. F. Kovalev, V.Y. Bychenkov // *Physical Review E*. – 2019. – Т. 99. – №. 4. – С. 043201.
- 161 Стохастическое ускорение электронов плазменной волной мощного субпикосекундного лазерного импульса /С. Г. Бочкарев, А.В. Брантов, В.Ю. Быченков [и др.]// *Физика плазмы*. – 2014. – Т. 40. – №. 3. – С. 265-265.
- 162 Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma / M. G. Lobok, I. A. Andriyash, O. E. Vais [et al.]// *Physical Review E*. – 2021. – Т. 104. – №. 5. – С. L053201.
- 163 Jackson, J. D. *Classical electrodynamics/ J. D. Jackson*. – New York-London-Sydney: John Wiley and Sons, Inc.: 1962. – 641 p.

- 164 Bright betatron x-rays generation from picosecond laser interactions with long-scale near critical density plasmas /X. F. Shen, A. Pukhov, M. M. Günther, O.N. Rosmej //Applied Physics Letters. – 2021. – T. 118. – №. 13. – C. 134102.
- 165 Bright betatron radiation from direct laser-accelerated electrons at moderate relativistic laser intensity / O. N. Rosmej, X. F. Shen, A. Pukhov [et al.] // Matter Radiat. Extremes –2021. –T. 6. – C. 048401.
- 166 Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction / I. Tsymbalov, D. Gorlova, S. Shulyapov [et al.] // Plasma Phys. Control. Fusion – 2019. –T. 61. – C. 075016
- 167 Electro-optic shocks from ultraintense laser-plasma interactions / D.F. Gordon, B. Hafizi, D. Kaganovich and A. Ting [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2008. – T.101. – C. 045004.
- 168 Danson C. N. et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide //High Power Laser Science and Engineering. – 2019. – T. 7.
- 169 Bell A. R., Kirk J. G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers //Physical review letters. – 2008. – T. 101. – №. 20. – C. 200403.
- 170 Fedotov A. M. et al. Limitations on the attainable intensity of high power lasers //Physical review letters. – 2010. – T. 105. – №. 8. – C. 080402.
- 171 Bulanov S. S. et al. Schwinger limit attainability with extreme power lasers //Physical review letters. – 2010. – T. 105. – №. 22. – C. 220407.
- 172 Nerush E. N. et al. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma //Physical review letters. – 2011. – T. 106. – №. 3. – C. 035001.
- 173 Nikishov A. I., Ritus V. I. Quantum processes in the field of a plane electromagnetic wave and in a constant field I //Sov. Phys. JETP. – 1964. – T. 19. – №. 2. – C. 529-541
- 174 Fedotov A. M. Electron-positron pair creation by a strong tightly focused laser field //Laser physics. – 2009. – T. 19. – №. 2. – C. 214-221.
- 175 Bulanov S. S. et al. Multiple colliding electromagnetic pulses: a way to lower the threshold of  $e^+ e^-$  pair production from vacuum //Physical review letters. – 2010. – T. 104. – №. 22. – C. 220404.
- 176 Gonoskov A. et al. Probing nonperturbative QED with optimally focused laser pulses //Physical review letters. – 2013. – T. 111. – №. 6. – C. 060404.
- 177 Gonoskov A. et al. Ultrabright GeV photon source via controlled electromagnetic cascades in laser-dipole waves //Physical Review X. – 2017. – T. 7. – №. 4. – C. 041003.
- 178 Jirka M. et al. QED cascade with 10 PW-class lasers //Scientific Reports. – 2017. – T. 7. – №. 1. – C. 1-7.

- 179 Sokolov I. V. et al. Pair creation in QED-strong pulsed laser fields interacting with electron beams //Physical review letters. – 2010. – T. 105. – №. 19. – C. 195005.
- 180 Mironov A. A., Narozhny N. B., Fedotov A. M. Collapse and revival of electromagnetic cascades in focused intense laser pulses //Physics Letters A. – 2014. – T. 378. – №. 44. – C. 3254-3257.
- 181 Samsonov A. S., Nerush E. N., Kostyukov I. Y. Laser-driven vacuum breakdown waves //Scientific reports. – 2019. – T. 9. – №. 1. – C. 1-11.
- 182 Tamburini M., Di Piazza A., Keitel C. H. Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades //Scientific reports. – 2017. – T. 7. – №. 1. – C. 1-8.
- 183 Fedotov A. M., Mironov A. A. Pair creation by collision of an intense laser pulse with a high-frequency photon beam //Physical Review A. – 2013. – T. 88. – №. 6. – C. 062110.
- 184 Slade-Lowther C., Del Sorbo D., Ridgers C. P. Identifying the electron–positron cascade regimes in high-intensity laser-matter interactions //New Journal of Physics. – 2019. – T. 21. – №. 1. – C. 013028.
- 185 Fedotov A. M. et al. Radiation friction versus ponderomotive effect //Physical Review A. – 2014. – T. 90. – №. 5. – C. 053847.
- 186 Magnusson J. et al. Laser-particle collider for multi-GeV photon production //Physical review letters. – 2019. – T. 122. – №. 25. – C. 254801.
- 187 Surmin I. A. et al. Particle-in-Cell laser-plasma simulation on Xeon Phi coprocessors //Computer Physics Communications. – 2016. – T. 202. – C. 204-210.
- 188 Gonoskov A. et al. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments //Physical review E. – 2015. – T. 92. – №. 2. – C. 023305.
- 189 Volokitin V. et al. Optimized routines for event generators in QED-PIC codes //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – T. 1640. – №. 1. – C. 012015.
- 190 Muraviev A. et al. Strategies for particle resampling in PIC simulations //Computer Physics Communications. – 2021. – T. 262. – C. 107826.
- 191 Efimenko E. S. et al. Extreme plasma states in laser-governed vacuum breakdown //Scientific reports. – 2018. – T. 8. – C. 2329.
- 192 Efimenko E. S. et al. Laser-driven plasma pinching in  $e^- e^+$  cascade //Physical review E. – 2019. – T. 99. – C. 031201(R).
- 193 SHIBATA, K., IWAMOTO, O., NAKAGAWA, T., IWAMOTO, N., ICHIHARA, A., KUNIEDA, S., CHIBA, S., FURUTAKA, K., OTUKA, N., OHSAWA, T., MURATA, T., MATSUNOBU, H., ZUKERAN, A., KAMADA, S., & KATAKURA, J. (2011). JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering. In Journal of Nuclear Science

and Technology (Vol. 48, Issue 1, pp. 1–30). Informa UK Limited.  
<https://doi.org/10.1080/18811248.2011.9711675>

194 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.

195 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.

196 196 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.

197 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.

198 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.

199 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.

200 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.

201 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.

- 202 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.
- 203 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», Pörrsitalo, Helsinki, Finland. June 14-19, 2014. — P.181.
- 204 Matsumoto T. Phantom experiment and calculation for in vivo <sup>10</sup>B analysis by prompt gamma ray spectroscopy / T. Matsumoto, M. Aoki, O. Aizawa // *Phys Med Biol.* — 1991. — Vol. 3, № 36. — P. 329–338.
- 205 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. — P. 855–860.
- 206 Wittig A. Biodistribution of <sup>10</sup>B 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.
- 207 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.
- 208 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
- 209 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.
- 210 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.
- 211 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.

- 212 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.
- 213 March R.E. An introduction to quadrupole ion trap mass spectrometry // *J Mass Spectrom.* — 1997. — № 32. — P. 351–369.
- 214 Coderre J.A. Biodistribution of boronophenylalanine in patients with glioblastoma multiforme: boron concentration correlates with tumor cellularity / J.A. Coderre, A.D. Chanana, D.D. Joel, E.H. Elowitz, P.L. Micca, M.M. Nawrocky, M. Chadha, J.O. Gebbers, M. Shady, N.S. Peress, D.N. Slatkin // *Radiat Res.* — 1998 — Vol. 149, № 2. — P. 163–70.
- 215 Seo, I.H. The Anti-Tumor Effect of Boron Neutron Capture Therapy in Glioblastoma Subcutaneous Xenograft Model Using the Proton Linear Accelerator-Based BNCT System in Korea // I.H. Seo, J. Lee, D. Na, H. Kyung, J. Yang, S. Lee, S.J. Jeon, J.W. Choi, K.Y. Lee, J. Yi, et al. // *Life* — 2022 — №2 — P.1264.
- 216 Arima J. Anti-tumor effect of boron neutron capture therapy in pelvic human colorectal cancer in a mouse model / J. Arima, K. Taniguchi, M. Yamamoto, T. Watanabe, Y. Suzuki, H. Hamamoto, Y. Inomata, H. Kashiwagi, S. Kawabata, K. Tanaka, K. Uchiyama, M. Suzuki, S.W. Lee. // *Biomed Pharmacother* — 2022 — Vol.154, №2 — P. 113632.
- 217 Yoshimura, K. Efficacy of Boron Neutron Capture Therapy in Primary Central Nervous System Lymphoma: In Vitro and In Vivo Evaluation / K. Yoshimura, S. Kawabata, H. Kashiwagi, Y. Fukuo, K. Takeuchi, G. Futamura, R. Hiramatsu, T. Takata, H. Tanaka, T. Watanabe et al. // *Cells* — 2021 — Vol. 10, №12 — P. 3398.
- 218 Цыганкова А.Р., Каныгин В.В., Касатова А.И., Завьялов Е.Л., Гусельникова Т.Я., Кичигин А.И., Мухамадияров Р.А. Определение бора методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой. Изучение биораспределения  $^{10}\text{B}$  в органах мышечной ткани / *Известия академии наук. Серия химическая* — 2020 — №3 — С. 601–607.
- 219 Andoh T. Boron neutron capture therapy for clear cell sarcoma (CCS): biodistribution study of p-borono-L-phenylalanine in CCS-bearing animal models / T. Andoh, T. Fujimoto, T. Sudo, I. Fujita, M. Imabori, H. Moritake, T. Sugimoto, Y. Sakuma, T. Takeuchi, S. Kawabata, M. Kirihata, T. Akisue, K. Yayama, M. Kurosaka, S. Miyatake, Y. Fukumori, H. Ichikawa // *Appl Radiat Isot.* — 2011 Vol.69, №12 — P. 1721-4.
- 220 Каныгин В.В. Оценка эффективности воздействия бор-нейтронозахватной терапии на различные опухолевые и нормальную клеточные культуры / В.В. Каныгин, А.И. Касатова, И.А. Разумов, Е.Л. Завьялов, А.И. Кичигин, Р.А. Мухамадияров, С.Ю. Таскаев // *Сибирский онкологический журнал* — 2021 — Т. 20, № 3 — С. 56–66.



- 221 Zaboronok, A. Polymer-Stabilized Elemental Boron Nanoparticles for Boron Neutron Capture Therapy: Initial Irradiation Experiments / A. Zaboronok, P. Khaptakhanova, S. Uspenskii, R. Bekarevich, L. Mechetina,; O. Volkova, B.J. Mathis, V. Kanygin, E. Ishikawa, A. Kasatova et al. // *Pharmaceutics* – 2022 – Vol. 14, № 761 – P. 14040761
- 222 Alberti D. In vitro and in vivo BNCT investigations using a carborane containing sulfonamide targeting CAIX epitopes on malignant pleural mesothelioma and breast cancer cells // D. Alberti, A. Michelotti, A. Lanfranco, N. Protti, S. Altieri, A. Deagostino, S. Geninatti Crich // *Sci Rep.* – 2020 – Vol.6, №10 – P. 19274.
- 223 Malouff T.D. Boron Neutron Capture Therapy: A Review of Clinical Applications / T.D. Malouff, D.S. Seneviratne, D.K. Ebner, W.C. Stross, M.R. Waddle, D.M. Trifiletti, S. Krishnan // *Front Oncol.* – 2021 – Vol.26, №11 – P. 601820.
- 224 Oike T. Reporting of methodologies used for clonogenic assays to determine radiosensitivity / T. Oike, S. Komatsu, Y. Komatsu, A. Nachankar, N.D.M. Darwis, A. Shibata, T. Ohno // *J Radiat Res.* – 2020 – Vol.16, №6 – P. 828-831.
- 225 Franken N.A. Clonogenic assay of cells in vitro / N.A. Franken, H.M. Rodermond, J. Stap, J. Haveman, C. van Bree // *Nat Protoc.* – 2006 – Vol.1, №5 – P. 2315-9.
- 226 Berridge M.V. Tetrazolium dyes as tools in cell biology: new insights into their cellular reduction / M.V. Berridge, P.M. Herst, and A.S. Tan // *Biotechnology Annual Review* – 2005 – № 11 – P. 127—152.
- 227 Comparative analysis of laser-triggered proton generation from overdense and low-density targets / A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov , K. I. Popov [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods A.* – 2011. – T. 653. – C. 62.
- 228 Anomalous absorption due to development of return current instability / S. I. Glazyrin, A. V. Brantov, M. A. Rakitina, V. Yu Bychenkov // *High Energy Density Phys.* – 2020. – T. 36. – C. 100824.
- 229 Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser / D. Raffestin, L. Lecherbourg, I. Lantuéjoul, [et al] // *Matter Radiat. Extremes.* – 2021. – T. 6. – C. 056901.
- 230 Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions / L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, [et al] // *Nature Phys.* – 2007. – T. 3. – C.
- 231 Borisenko N. G. et al. “Noisy” low-density targets that worked as bright emitters under laser illumination // *Journal of Physics: Conference Series.* – IOP Publishing, 2020. – T. 1692. – №. 1. – C. 012026.

- 232 Rosmej O. N. et al. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays //New Journal of Physics. – 2019. – Т. 21. – №. 4. – С. 043044.
- 233 Rosmej O. N. et al. The hydrodynamic and radiative properties of low-density foams heated by X-rays //Plasma physics and controlled fusion. – 2015. – Т. 57. – №. 9. – С. 094001.
- 234 Kumar D. et al. Alignment of solid targets under extreme tight focus conditions generated by an ellipsoidal plasma mirror //Matter and Radiation at Extremes. – 2019. – Т. 4. – №. 2. – С. 024402.
- 235 Faenov A. Y. et al. High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations //Physica Scripta. – 1994. – Т. 50. – №. 4. – С. 333.
- 236 Zs. Lecz, A. Andreev, N. Hafz / Substantial enhancement of betatron radiation in cluster targets // Phys. Rev. E., Vol. 102, 053205 (2020).
- 237 A.A. Soloviev, K.F. Burdonov, V.N. Ginzburg, A.A. Gonoskov, E.V. Katin, A.V. Kim, A.V. Kirsanov, A.V. Korzhimanov, I.Yu. Kostyukov, V.V. Lozhkarev, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, E.N. Nerush, O.V. Palashov, A.K. Poteomkin, A.M. Sergeev, A.A. Shaykin, M.V. Starodubtsev, I.V. Yakovlev, V.V. Zelenogorsky, E.A. Khazanov / Fast electron generation using PW-class PEARL facility // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Vol. 653, P. 35–41 (2011).
- 238 <http://xray-optics.ru/products/software-multifitting/>
- 239 М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок / Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах // Поверхность, № 1. С. 70–77 (2003).
- 240 Н.П. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер, Н.В. Забродская, В.В. Забродский, А.Я. Лопатин, А.Е. Пестов, М.В. Петренко, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, В.Л. Суханов, Н.И. Чхало / Кремниевый фотодиод для экстремального ультрафиолетового диапазона спектра с селективным Zr/Si-покрытием // Квантовая Электроника, т.42, №10, с.943-948 (2012).
- 241 [www.zemax.com](http://www.zemax.com)
- 242 И.Г. Забродин, М.В. Зорина, И.А. Каськов, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало / Ионно-пучковые методики прецизионной обработки оптических поверхностей // ЖТФ, т. 90, вып. 11, С. 1922-1930 (2020).

- 243 M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, A.A. Fraerman, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, Yu.A. Vainer / Ultra-short period X-ray mirrors: Production and investigation // Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A, Vol. 543, P. 333–339 (2005).
- 244 S.S. Andreev, N.N. Salashchenko, L.A. Suslov, A.N. Yablonsky, S.Yu. Zuev / Stress reduction of Mo/Si multilayer structures // Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A, Vol. 470, No.1-2, P.162-167 (2001).
- 245 N.I. Chkhalo, I.V. Malyshev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, A.A. Soloviev / Problems in the application of a null lens for precise measurements of aspheric mirrors // Appl. Opt., Vol. 55, No. 3, P. 619–625 (2016)
- 246 Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion– 2015 – Vol. 57, № 11. – P. 113001.
- 247 Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий // Москва – Наука – 1979.
- 248 Ращиков В.И. // ВАНТ, Серия: Ядерно-физические исследования – 1990 – 10 (18), с. 50
- 249 Диденко А.Н., Ращиков В.И., Фортгов В.Е. // ЖТФ – 2011 – 81 (10), с. 155–158
- 250 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
- 251 Polozov S.M., Rashchikov V.I., Shashkov Ya.V. / Proceedings of IPAC'16 – 2016 – pp. 2224–2226
- 252 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Cybernetics and Physics – 2020 – 9 (2), pp. 103-106
- 253 Polozov S.M., Rashchikov V.I. / Proceedings IPAC'21 – 2021 – pp. 2829-2832
- 254 Polozov S.M., Rashchikov V.I. // Physics of Atomic Nuclei – 2021– 84(11) – pp. 1881–1885.
- 255 Файнберг Я.Б. // Атомная энергия –1959 – 6(4) –с. 431–446.
- 256 Кадомцев Б.Б. // УФН – 1968 – 95(1) –с. 111–129.
- 257 Schamel H. // Phys. Plasmas –2000 – 7(12) – pp. 4831–4844.
- 258 Van Kampen N.G. // Physica –1955 – 21(7) – pp. 949–963.
- 259 Case K.M. // Ann. Phys. – 1959 – 7(3) – pp. 349-364.
- 260 Bernstein I. B., Greene J. M., Kruskal M. D. // Phys. Rev. –1957 – 108(3) – pp. 546-549.
- 261 Villani C. // Phys. Plasmas – 2014 – 21(3) –p. 030901.

- 262 Kaganovich I. D. // *Phys. Rev.* – 1999 – 88(2) – pp. 327-330.
- 263 Zheng J., Qin H. // *Phys. Plasmas* – 2013 – 20(9) – pp. 092114.
- 264 Каримов А.Р., Богданов В.К. // *Вестник Санкт-Петербургского Университета. Прикладная Математика. Информатика. Процессы управления* – 2022 – 18(2) – с. 231–238.
- 265 Karimov A.R., Bogdanov V.K. // *Plasma* – 2021 – 4 – pp. 359– 365.
- 266 Karimov A.R., Yu M.Y. and Stenflo L. // *Journal of Plasma Physics* – 2016 – 82 – pp. 905820502(15).
- 267 Karimov A.R., Yu M.Y. and Stenflo L. // *Physica Scripta* – 2016 – 91– pp. 114002(8)
- 268 Karimov A. R. // *Phys. Plasmas* – 2013 – 20 – pp. 052305(4).
- 269 Karimov A.R // *Journal of Plasma Physics* – 2009 – 75 – pp. 817–828.
- 270 Karimov A.R., Stenflo L. and M.Y. Yu // *Physics of Plasmas* – 2009 – 16 – 102303(4).
- 271 Karimov A.R., Yu M.Y. and L. Stenflo // *Journal of Plasma Physics* – 2013 – 79(6) – pp. 1007–1009.
- 272 Russo G., Smereka P. // *SIAM J. Appl. Math.* – 1996 – 56(2) – pp. 327–357.
- 273 Karimov A., Bogdanov V., Valiullin R., et al. // *Polymers* – 2022 – 14 – pp. 1497(14).
- 274 Enhancement of electron energy to the multi-GeV regime by a dual-stage laser-wakefield accelerator pumped by petawatt laser pulses / H. T. Kim, K. H. Pae , H. J. Cha [et. al] // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – T.111. – C. 165002.
- 275 Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime / W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H. S. Mao [et. al] // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – T. 113. – C. 245002.
- 276 Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide / A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels [et. al] // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – T. 122. – C. 084801.
- 277 W. Esarey, E. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans // *Rev. Mod. Phys.* – 2009. – V. 81. – P. 1229.
- 278 Параметры световой пули / Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец [и др.] // *Письма в ЖЭТФ.* – 2021. – Т. 113. – С. 817.
- 279 Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays / O. N. Rosmej, N. E. Andreev, S. Zaechter [et. al] // *New J. Phys.* – 2019. – T. 21. – C. 043044.

- 280 Kovalev, V. F. Analytic theory of relativistic self-focusing for a Gaussian light beam entering a plasma: Renormalization-group approach / V. F. Kovalev, V. Y. Bychenkov //Physical Review E. – 2019. – Т. 99. – №. 4. – С. 043201.
- 281 Focused VHEE (very high energy electron) beams and dose delivery for radiotherapy applications/ L. Whitmore, R. I. Mackay, M. Van Herk [et al.]//Scientific Reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 1-14. DOI: 10.1038/s41598-021-93276-8.
- 282 Relative Insensitivity to Inhomogeneities on Very High Energy Electron Dose Distributions / A. Lagzda, R.M. Jones, D. Angal-Kalinin [et al.] // Proceedings of the 8th International Particle Accelerator Conference. – 2017, –Copenhagen, Denmark. – THPVA139. – P. 4791-4794.
- 283 Lobok, M. G. Shielded radiography with gamma rays from laser-accelerated electrons in a self-trapping regime/ Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. //Physics of Plasmas. – 2020. – Т. 27. – №. 12. – С. 123103.
- 284 Pukhov A., Sheng Z. M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels //Physics of Plasmas. – 1999. – Т. 6. – №. 7. – С. 2847-2854.
- 285 Катин Е. В. и др. Синхронизация фемтосекундного лазера и лазера с модуляцией добротности с точностью 50 пс //Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – №. 9. – С. 836-840.
- 286 Андреев Н. Е. и др. //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 11. – С. 1019-1025
- 287 Шайкин А. А. и др. Лазер на стержнях из неодимового стекла с выходной энергией 500 Дж //Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 4. – С. 371-374.
- 288 Кузьмин А. А., Хазанов Е. А., Шайкин А. А. Ограничение энергии импульсов мощных наносекундных лазеров из-за образования плазмы в пространственных фильтрах //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 2. – С. 142-148.
- 289 Rosmej O. N. et al. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays //New Journal of Physics. – 2019. – Т. 21. – №. 4. – С. 043044.
- 290 Laser-driven neutron source and nuclear resonance absorption imaging at ILE, Osaka University: review / K. Mima, A. Yogo, S. R. Mirfayzi, [et al.] // Applied Optics. – 2022. – Т. 61. – СР. 2398.
- 291 Demonstration of non-destructive and isotope-sensitive material analysis using a short-pulsed laser-driven epi-thermal neutron source / M. Zimmer, S. Scheuren, A. Kleinschmidt, [et al.] // Nature Comm. –2022. –Т. 13. – С. 1173.

292 <https://amplitude-laser.com/products/femtosecond-lasers/pulsar-tw/> (дата обращения: 09.08.2022). – Текст : электронный.

293 <https://www.thalesgroup.com/en/worldwide/group/market-specific-solutions-lasers-science-applications/terawatt-systems>. (дата обращения: 09.08.2022). – Текст: электронный.

## **Приложение 1**

### **2.3.3 Модернизация учебной лаборатории НИЯУ МИФИ**

#### **«Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц» (ВНЕБЮДЖЕТ)**

Данное направление работ в рамках исследовательской программы направлено на создание одного из базовых курсов НИЯУ МИФИ в подготовке по физическим специальностям — курса «Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц».

Современные ускорители заряженных частиц технически сложные объекты автоматизации, включающие в себя ВЧ-систему с резонаторами, магнитную систему, вакуумную систему, источники заряженных частиц и т.д., которым необходимы современные средства управления, для обеспечения сохранения пучка в процессе ускорения. Системы управления состоят из программируемого логического контроллера (ПЛК) с набором различных интерфейсов, модулей с набором аналоговых и дискретных вводов/выводов, преобразователей интерфейсов, сенсорных панелей оператора, источников питания и т.д. Все это оборудование устанавливается в серверную стойку и подключается к серверу. Одним из ключевых элементов системы управления является SCADA-система (Supervisory Control and Data Acquisition, диспетчерское управление и сбор данных) — система сбора, обработки, отображения и архивирования информации об объекте мониторинга или управления, которая обеспечивает интерфейс с оператором и сбор данных в реальном времени. Понимание принципов работы микропроцессорных систем, интерфейсы, взаимодействия узлов необходимо студентам, обучающимся на кафедре ЭФУ.

Целью модернизации лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц» кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ является материальное обеспечение на современном уровне и внедрение практических элементов научно-исследовательской работы в выполнение учебных работ на стендах в составе лабораторного практикума.

Лабораторный практикум по «Микропроцессорным системам ускорителей заряженных частиц» предназначен для приобретения студентами навыков создания систем управления и работы с ними. Тематика лабораторного практикума:

- Порты ввода-вывода GPIO;
- Изучение промышленных сетевых интерфейсов;
- Управление узлами ускорителя.

Одним из результатов реализации второго этапа проекта является оснащение лабораторной мебелью, современным оборудованием (мини ПК, измерительные приборы), отладочными платами, платами расширения, датчиками, источниками питания.

Лабораторная мебель для лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей заряженных частиц» предназначена для размещения оборудования учебной лаборатории и исследования студентами макетов и узлов электрофизических установок.

Для обучения студентов были закуплены компактные мини ПК (рисунок 2.3.3.1), которые занимают минимум места на столе (или могут быть закреплены за монитором при помощи VESA-крепления), с небольшим энергопотреблением, при этом обеспечивая достаточную производительность для обучения программированию микроконтроллеров. Мини ПК GK3 Pro построены на энергоэффективном мобильном процессоре Intel Celeron N5105 (Intel Jasper Lake, 4 ядра, 4 потока), частота от 2,0 ГГц до 2,9 ГГц, 4 Мб кэш-памяти. Графический процессор Intel®UHD Graphics 600, от 450 МГц до 800 МГц, с поддержкой разрешения до 4096\*2160 @ 60 Гц; 16 Гб ОЗУ LPDDR4 2933 МГц; 512 Гб M.2 2280 SSD (возможность установки дополнительного SATA накопителя); два USB3.0 и два USB2.0; поддержка двух HDMI и одного VGA; двухдиапазонный Wi-Fi 2,4 ГГц, 5 ГГц 802,11 b/g/n/ac; Bluetooth 4,0 (Intel 3165); 1000 Мбит/с Ethernet, лицензионная Microsoft Windows 11 Pro.



Рисунок 2.3.3.1– Мини-ПК для проведения лабораторных работ



Рабочие места студентов будут оснащены мониторами 22" BENQ GW2283 черный IPS 1920x1080 250 cd / m<sup>2</sup> 5 ms HDMI VGA Аудио, комплектами клавиатура + мышь A4Tech Fstyler Wireless FG1012 White и источниками бесперебойного питания Ippon Back Basic 1050S Euro.

Для проведения лекций в лаборатории будет установлен проектор ViewSonic PA503X с экраном ViewScreen Plato (EPL-16104).

Программируемые логические контроллеры (ПЛК) известных фирм как правило состоят из следующих частей:

- центральная микросхема (микропроцессор, микроконтроллер, или микросхема FPGA), с необходимой обвязкой;
- интерфейсы последовательного ввода-вывода (RS-485, RS-232, Ethernet);
- энергонезависимая память;
- подсистема часов реального времени;
- схемы защиты и преобразования напряжений на входах и выходах.

В качестве ПЛК для лабораторных работ были закуплены одноплатные компьютеры Raspberry Pi4 (рисунок 2.3.3.2) размером с банковскую карту, основными достоинствами которых являются: однокристальная система Broadcom BCM2711, кристалл включает в себя четырехядерный 64-битный процессор Cortex-A72 (ARM v8) с частотой 1,5 ГГц и графический процессор GPU VideoCore VI с частотой 500 МГц, низкоуровневый интерфейс ввода-вывода прямого управления GPIO, USB 2.0 и USB 3.0, сетевые интерфейсы: Wi-Fi, Bluetooth и Ethernet, возможность устанавливать различные операционные системы (Linux, Windows), наличие дополнительного программного обеспечения: бесплатные версии SCADA: OpenSCADA, NextSCADA (Eclipse).

Технические характеристики:

- Однокристальная система: SoC Broadcom BCM2711;
- Центральный процессор: четырехядерный 64-битный CPU на ARM Cortex A72 с тактовой частотой 1,5 ГГц;
- Графический процессор: VideoCore VI GPU с тактовой частотой 500 МГц;
- Оперативная память: 8 ГБ LPDDR4-2400 SDRAM;
- Стандарт Wi-Fi: 802.11 b/g/n/ac;
- Стандарт Bluetooth: v5.0 с BLE;
- Цифровой аудио/видеовыход: 2× micro-HDMI версии 2.0/ (максимальное выходное разрешение: 2160p (60 Гц), максимальное разрешение в режиме двух мониторов: 2160p (30 Гц));
- Аналоговый аудио/видеовыход: 4-контактный мини-джек 3,5 мм;

- Порты для периферии: 2× USB 2.0, 2× USB 3.0;
- Порт для камеры: Camera Serial Interface (MIPI CSI);
- Порт для экрана: Display Serial Interface (MIPI DSI);
- Поддержка карт памяти: microSD;
- Порты ввода-вывода GPIO: 40;
- Напряжение питания: 5 В;
- Ток потребления: 3 А;
- Габариты: 85×56×17 мм

Raspberry Pi4 работает в основном на операционных системах, основанных на Linux-ядре. Также возможна установка Windows 10 IOT. С платами расширения её сфера применения становится ещё шире: появляется возможность работать с аналоговыми и цифровыми датчиками, экранами LCD и E-Ink и другой электроникой.



Рисунок 2.3.3.2 – Одноплатный компьютер Raspberry Pi 4.

Приобретенное оборудование позволило разработать и внедрить две новые лабораторные работы:

Лабораторная работа №1 «Порты ввода-вывода GPIO».

Цель работы: познакомиться с работой портов ввода/вывода, научиться управлять внешними устройствами. Использование альтернативных режимов портов (IIC, SPI, ШИМ и т.д.).

Порт ввода/вывода общего назначения, служит для низкоуровневого обмена цифровыми сигналами с внешними по отношению к микроконтроллеру устройствами. Выводы могут быть программно переконфигурированы для работы в качестве последовательных портов, вывода с широтно-импульсной модуляцией и т.д. (альтернативные режимы).

Лабораторная работа №2 «Изучение промышленных сетевых интерфейсов».

Цель работы: изучение интерфейсов связи и принципов работы промышленных протоколов связи *ModBUS RTU*, *ProfiNET*, *EtherCAT*, знакомство с особенностями практического использования. Научиться выполнять конфигурацию устройств.

Коммуникационный протокол Modbus – основан на архитектуре ведущий (master) и ведомый (slave), разработан для использования в программируемых логических контроллерах, преобразователях частоты, датчиках. На сегодняшний день является самым распространенным протоколом, используемым в различных промышленных системах.

ProfiNet (Process Field Network — сеть полевого уровня) — открытый промышленный стандарт для автоматизации от ассоциации Ethernet PROFIBUS & PROFINET International (PI). PROFINET использует TCP/IP и IT - стандарты, и режим реального времени Ethernet.

EtherCAT — стандарт промышленной сети, относимый к семейству Industrial Ethernet и технологиям используемым для распределенного управления в режиме реального времени. Целью разработки протокола было использование технологии Ethernet для автоматизации приложений, которые требуют частого обновления времени (также называемым временем цикла) с низким дрожанием связи (для синхронизации) и низкими затратами на аппаратное обеспечение.