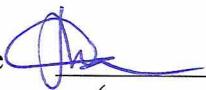


СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

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

Руководитель НИР

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



28.12.2024

(подпись, дата)

М.В. Стародубцев
(введение, заключение)

Исполнители

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



28.12.2024

(подпись, дата)

В.А. Скалыга
(разделы 12,17)

Зав. отделом, д-р физ.-мат. наук,
член-корр. РАН



28.12.2024

(подпись, дата)

И.Ю. Костюков
(раздел 1)

Зав. лабораторией, д-р физ.-мат.
наук



28.12.2024

(подпись, дата)

А.В. Ким
(раздел 11)

Зам. зав. отд., канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

(подпись, дата)

А.А. Соловьев
(разделы 16,21)

Мл. научн. сотр.

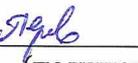


28.12.2024

(подпись, дата)

Р.С. Земсков
(разделы 16,21)

Мл. научн. сотр.



28.12.2024

(подпись, дата)

С.Е. Перевалов
(разделы 16,21)

Ст. научн. сотр.



28.12.2024

(подпись, дата)

Н.Н. Цыбин
(раздел 26)

Научн. сотр.



28.12.2024

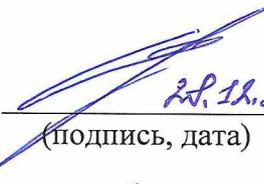
(подпись, дата)

А.Я. Лопатин
(раздел 26)

Соисполнители:

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

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



28.12.2024

(подпись, дата)

В.Ю. Быченков
(разделы 8,19)

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

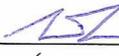


28.12.2024

(подпись, дата)

А.В. Брантов
(разделы 9,19)

Исполнители

ст. науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	С.Г. Бочкарев (раздел 19)
науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	О.Е. Вайс (раздел 8)
науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	С.И. Глазырин (раздел 9)
мл. науч. сотр. ФИАН	 <u>28.12.2024</u>	Д.А. Гожев (раздел 19)
науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	К.А. Иванов (раздел 10,14)
ведущий науч. сотр. ФИАН, д-р физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	В.Ф. Ковалев (раздел 8)
мл. науч. сотр. ФИАН	 <u>28.12.2024</u>	А.С. Куратов (раздел 9)
ст. науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	М.Г. Лобок (раздел 8,9,19)
мл. науч. сотр. ФИАН	 <u>28.12.2024</u>	И.Г. Мордвинцев (раздел 14)
науч. сотр. ФИАН, канд. физ.-мат. наук	 <u>28.12.2024</u>	И.И. Метельский (раздел 8)
мл. науч. сотр. ФИАН	 <u>28.12.2024</u>	М.А. Ракитина (раздел 9)
главный науч. сотр. ФИАН, д-р физ.-мат. наук	<u>28.12.2024</u>	А.Б. Савельев-Трофимов (раздел 10,14)

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

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

28.12.2024 А.В. Масленникова
(подпись, дата) (раздел 13,18)

Заведующий лабораторией
оптической когерентной
томографии НИИ ЭО и БМТ

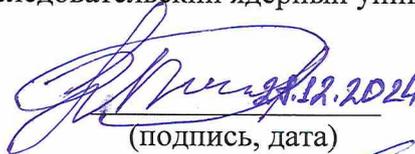

Н.Д. Гладкова
28.12.2024 (раздел 13,18)
(подпись, дата)

Заместитель директора по науке
НИИ ЭО и БМТ


М.В. Ширманова
28.12.2024 (раздел 18)
(подпись, дата)

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

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


С.В. Попруженко
28.12.2024 (разделы 4,7,8)
(подпись, дата)

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


А.А. Тищенко
28.12.2024 (раздел 1)
(подпись, дата)

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


А.А. Савченко
28.12.2024 (раздел 3)
(подпись, дата)

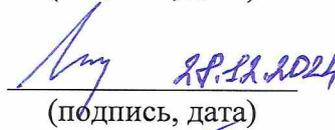
Старший научн. сотр. МИФИ,
канд. физ.-мат. наук


Д.Ю. Сергеева
28.12.2024 (раздел 4)
(подпись, дата)

Младший научн. сотр. МИФИ


А.А. Пономаренко
28.12.2024 (раздел 3)
(подпись, дата)

Проф. МИФИ, д-р. физ.-мат. наук


А.Р. Каримов
28.12.2024 (разделы 7,9)
(подпись, дата)

Доцент МИФИ, канд. техн. наук


М.А. Гусарова
28.12.2024 (раздел 2)
(подпись, дата)

Доцент МИФИ, канд. техн. наук,
снс


В.И. Рашиков
28.12.2024 (разделы 4,6)
(подпись, дата)

Доцент МИФИ,
канд. физ.-мат. наук


А.В. Самошин
28.12.2024 (раздел 5)
(подпись, дата)

Доцент МИФИ


Г.Г. Новиков
28.12.2024 (раздел 6)
(подпись, дата)

Инженер-конструктор


28.12.2024 О.А. Иванов
(подпись, дата) (раздел 1,5)

Инженер


28.12.2024 С.В. Мациевский
(подпись, дата) (раздел 8)

Инженер


28.12.2024 С.А. Терехов
(подпись, дата) (раздел 7)

Лаборант


28.12.2024 В.К. Богданов
(подпись, дата) (раздел 6)

РЕФЕРАТ

Отчет 394 с., 164 рис., 14 табл., 415 источн.

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

В отчете представлены результаты исследований, проведенных в 2024 году в рамках выполнения проекта ФНТП СиН №075-15-2021-1361. Отчет включает описание комплекса работ по развитию лазерных и СВЧ методов генерации рентгеновского излучения и нейтронов, созданию и применению источников, созданных на их основе.

Представлены аналитическая теория релятивистского самозахвата (РСЗ) мощных лазерных импульсов и результаты трехмерных расчетов оптимизации режима РСЗ для наиболее эффективного ускорения электронов; показана возможность достижения рекордных значений энергии терагерцовых импульсов, генерируемых лазерно-ускоренными электронами, а также генерации рекордных магнитных полей при облучении специальных мишеней сверхмощными лазерными импульсами; разработаны мишени, оптимизированные для РСЗ ускорения электронов. Предложены новые схемы лазерно-плазменных синхротронных (бетатронных) источников, включая бетатронные источники с использованием мощных пикосекундных лазеров, а также смешанные бетатронно-комптоновские источники, расширяющие спектральный диапазон лазерно-плазменных рентгеновских источников. Приведены результаты оптимизации лазерно-плазменных источников тормозного и квазимонохроматического рентгеновского излучения. Даны результаты измерений рентгеновского спектра в широком диапазоне частот и спектра нейтронов, генерируемых в результате фотоядерных реакций; исследован лазерно-кластерный D-D генератор нейтронов. Изучены возможности использования мультипетаваттных лазерных систем следующего поколения для задач создания нейтронного источника экстремальной пиковой яркости. В ходе тестовых облучений обоснована перспективность использования созданного в ИПФ РАН D-D нейтронного генератора на основе ЭЦР разряда с использованием непрерывного гиротрона для задач нейтронографии и бор-нейтронозахватной терапии.

Отчет обосновывает полное выполнение работ по задачам, запланированным на 2024 г. в соответствии с Планом-графиком выполнения Соглашения № 075-15-2021-1361 от 07.10.2021г. с Минобрнауки России.

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ.....	12
ВВЕДЕНИЕ.....	14
1 Исследование возможностей расширения спектра ЭМ излучения, генерируемого LWFA электронами, за счет использования комбинированных схем, сочетающих бетатронный и комптоновский механизм генерации.....	26
2 Исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до $1e22$ Вт/см ²	35
2.1 Введение	35
2.2 Обзор существующих лазер-плазменных источников рентгеновского излучения при лазерной интенсивности до 10^{22} Вт/см ²	36
2.3 Теоретические оценки	39
2.4 Численные расчеты ускорения электронов	43
2.5 Численные расчеты генерации рентгеновского излучения	51
2.6 Выводы	53
3 Разработка и модернизация программ для численного моделирования процесса эмиссии ультракоротких сгустков с высокой плотностью заряда в фотопушках	55
3.1 Постановка задачи	55
3.2 Модель фотоэмиссии	55
3.3 Математическая модель.....	56
3.4 Численная модель	58
3.5 Заключение	64
4 Анализ зависимости выхода квазимонохроматического рентгеновского излучения от кластерных мишеней в различных спектральных диапазонах	65
4.1 Введение	65
4.2 Влияние горячих электронов на эмиссионные рентгеновские спектры короткоживущей плазмы	67
4.3 Модель динамики лазерно-кластерной плазмы	70
4.4 Зависимости свечения лазерно-кластерной плазмы от ее параметров.....	81
4.5 Ab initio расчет свечения лазерной плазмы аргоновых кластеров в резонансных линиях H- и He-подобных ионов	88
4.6 Выводы	97

5	Анализ зависимости характеристик рентгеновского излучения от параметров лазерных импульсов, генерирующих пучки ультрарелятивистских электронов в протяженных мишенях околос критической плотности	100
5.1	Введение.....	100
5.2	Создание плазменной мишени околос критической плотности наносекундным импульсом.....	101
5.3	Генерация сильноточных пучков релятивистских электронов в NCD плазме в режиме DLA	104
5.4	Генерация бетатронного излучения релятивистскими электронами, ускоряемыми в NCD плазме в режиме DLA	107
5.5	Заключение	110
6	Исследование когерентного обратного рассеяния лазерного импульса на сгустке ультрарелятивистских электронов	112
6.1	Введение	112
6.2	Когерентная светимость	113
6.3	Комптоновское рассеяние гауссовых пучков	116
6.4	Анализ и обсуждение результатов	118
6.5	Заключение	123+
7	Оценка возможностей оптимизации оптических схем генерации импульсных магнитных полей в задачах управления пучками быстрых частиц.....	124
8	Построение теории релятивистского самозахвата (РСЗ) и параметризация ускорения электронов в этом режиме	135
8.1	Теоретико-аналитическое описание самофокусировки лазерного пучка в режиме его релятивистского самозахвата	137
8.2	Оценки и масштабирование для РСЗ и ускорения электронов	149
8.3	Численное моделирование	151
8.4	Моделирование РСЗ в режиме «лазерной пули».....	153
8.5	Режим самомодуляции лазерного импульса.....	157
8.6	Характеристики электронного пучка	159
8.7	Ускорение электронов лазерными импульсами с разной энергией	161
8.8	Обсуждение и выводы.....	164
9	Получение мощных импульсов терагерцового диапазона частот вследствие переходного излучения пучка электронов, ускоренного в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса.....	165

9.1 Теоретические оценки эффективности генерации терагерцового и излучения.....	168
9.2 Параметры моделирования	172
9.3 Результаты расчетов ускорения электронов и генерации переходного излучения в режиме РСЗ распространения лазерного импульса	174
9.4 Обсуждение результатов.....	180
10 Исследование широкодиапазонных спектров рентгеновского излучения плазмы, создаваемой мощным лазерным пучком	182
10.1 Постановка эксперимента	183
10.2 Результаты измерений широкодиапазонного спектра	185
10.3 Особенности ускорения электронов и генерации рентгеновского излучения	186
10.3.1 Ускорение горячих электронов и нагрев плазмы	186
10.3.2 Генерация рентгеновского излучения в разных энергетических диапазонах.....	191
11 Численное моделирование облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами, фокусируемыми в форме дипольной волны, в зависимости от мощности лазерных импульсов. Анализ спектра генерируемого гамма-излучения в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу	196
12 Развитие методов нейтронографии на базе нейтронного генератора ИПФ РАН с регулируемыми размерами нейтроноизлучающей области мишени	211
13 Эксперименты <i>in vitro</i> (на культурах опухолевых и нормальных клеток) по определению максимально эффективного режима работы генератора нейтронов.....	232
13.1 Материалы и методы	234
13.1.1 Оборудование	234
13.1.2 Реактивы и расходные материалы.....	234
13.1.3 Приготовления раствора борфенилаланина в молярном избытке фруктозы	235
13.1.4 Определение содержания изотопа бора-10 методом масспектрометрии с индуктивно связанной плазмой	235
13.1.4.1 Подготовка образцов клеток	235
13.1.4.2 Разложение биологических объектов.....	236
13.1.4.3 Масс-спектральный анализ	237
13.1.4.4 Контроль правильности проведения анализа.....	237
13.1.5 Схема экспериментов <i>in vitro</i>	238

13.1.5.1 МТТ-тест.....	238
13.1.5.2 Анализ формирования колоний (клоногенный тест)	239
13.2 Результаты	239
13.2.1 Разработка программ и методик экспериментальных исследований in vitro.....	239
14 Исследования энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе	245
14.1 Избранные реакции фоторасщепления.....	246
14.2 Схема экспериментальной установки.....	249
14.3 Электронный пучок.....	251
14.4 Регистрация нейтронов.....	252
15 Разработка стенда для исследования эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа в МР и ЭУФ диапазонах длин волн. Исследование эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа	257
16 Разработка инновационной докритической лазерно-плазменной мишени с магнитным удержанием	277
17 Материально-техническое обеспечение тестовых облучений биологических объектов на нейтронном генераторе ИПФ РАН с целью развития методов бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний	288
18 Эксперименты in vitro (на культурах опухолевых и нормальных клеток) по сравнению эффективности борнейтронзахватной терапии с помощью генератора нейтронов и стандартных методов лучевой терапии	293
19 Максимизация выхода нейтронов из кластерной плазмы.....	295
19.1 Характеристики взрывно-ускоренных ионов в зависимости от интенсивности лазерного импульса	295
19.2 Расчет выхода термоядерных нейтронов в зависимости от интенсивности лазера.....	303
19.3 Обсуждение и выводы.....	306
20 Разработка спектрографа с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн 8-20 нм.....	309
21 Разработка компактной модульной мишенной камеры для мишени с магнитным удержанием.....	318
22 Разработка и реализация программы дополнительного образования “Лазеры экстремальной мощности: фундаментальная физика и приложения”.....	324

23 Проведение школы для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц»	329
24 Модернизация учебной лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей» кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ (3 очередь).....	337
25 Проведение школы для молодых ученых «Фундаментальная физика в лазерных полях экстремальной интенсивности»	347
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	352
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	365

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

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

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

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

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

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

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

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

МС ИСП – масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой

L-BPA – борфенилаланин

B – индукция магнитного поля

DLA – direct laser acceleration

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

β_{ϕ} – фазовая скорость волны

ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области лазерно-плазменного ускорения электронов и ионов активно ведутся в течение нескольких десятилетий, со времени создания релятивистски-сильных лазерных систем фемтосекундной длительности. Важные приложения этих исследований связаны с применением лазерно-ускоренных заряженных частиц в фотоядерных и нейтронных исследованиях и при создании источников вторичного электромагнитного излучения. В частности, пучки электронов, ускоряемые короткими мощными лазерными импульсами, являются основным источником вторичного излучения в различных диапазонах частот, начиная от низкочастотного терагерцового излучения до жесткого рентгеновского и гамма-излучения. Разработке этих важных приложений и посвящен настоящий проект.

Цель проекта ФНТП СиН №075-15-2021-1361 «Новые источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц» состояла в реализации мероприятий:

- «Проведение синхротронных и нейтронных исследований (разработок), необходимых для решения принципиально новых фундаментальных и крупных прикладных задач», в рамках которого выполнялась исследовательская программа, направленная на разработку методов создания источников рентгеновского, гамма- и нейтронного излучения высокой пиковой яркости, основанных на лазерно-плазменных схемах ускорения электронов;
- «Подготовка специалистов в области разработки, проектирования и строительства источников синхротронного и нейтронного излучения, а также научных кадров для проведения синхротронных и нейтронных исследований (разработок) в целях получения результатов мирового уровня», в рамках которого проводились курсы дополнительного профессионального образования и научные школы для молодых ученых по тематике проекта.

Работы, выполненные в ходе первых трех этапов настоящего проекта, показали, что выбранные направления исследования лазерных механизмов генерации излучения синхротронного типа и нейтронов по-прежнему сохраняют актуальность, что подтверждается высоким темпом развития подобных работ в ведущих лазерных лабораториях мира. Одновременно с этим, в ходе выполнения первых трех этапов выявились новые перспективные задачи в рамках проекта и, главное, обозначились пути их решения. В связи с этим, основное направление работ в рамках четвертого этапа проекта направлено на:

- наиболее полное раскрытие потенциала лазерно-плазменных источников вторичного излучения, что требует как оптимизации режимов лазерно-плазменного

ускорения для наиболее эффективной генерации каждого из типов вторичного излучения, так и изготовления мишеней обладающих специфическими характеристиками (нестандартной концентрацией электронов порядка $1e20-1e21$ см⁻³ и специфический пространственный профиль распределения концентрации), в связи с чем важным направлением работ в рамках четвертого этапа является оптимизация режимов ускорения электронов и развитие технологии изготовления оригинальных мишеней (в т.ч. капсульных и плазменных с магнитным удержанием);

- исследование возможностей расширения спектра электромагнитного излучения, генерируемого кильватерно-ускоренными электронами, в связи с чем будут рассмотрены новые схемы, позволяющие более эффективно использовать энергию ускоренных электронов, например, путем комбинации их синхротронного излучения с другими механизмами генерации излучений, таких как тормозной или комптоновский;

- оптимизация характеристик рентгеновского излучения, а также дейтронов и термоядерных DD нейтронов, получаемых при облучении мощным лазерным излучением кластерной или микрокапельной среды, что, как было продемонстрировано в ходе выполнения первых трех этапов проекта является одним из наиболее перспективных методов создания яркого лазерно-плазменного вторичного источника;

- разработку и оптимизацию схем лазерно-плазменных источников гамма-излучения и нейтронов с использованием лазерных систем с уровнем пиковой мощности 100 ПВт и выше; актуальность этого направления связана со стремительным развитием лазерной техники и, в том числе, с началом реализации 100 ПВт проектов в нескольких странах, в том числе в России;

- отработку задач нейтронографии и бор-нейтронозахватной терапии на созданном в ходе первых трех этапов проекта нейтронном DD генераторе в плазме ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением непрерывного гиротрона; высокая яркость и точечность получившегося источника позволяют рассчитывать на его высокую эффективность для задач получения нейтронографических изображений и для задач облучения биологических культур.

Реализация вышеизложенного основного направления работ четвертого этапа проекта определяет его **место и роль** в выполнении всей исследовательской программы проекта, а также набор тех **основных задач**, которые были решены в ходе реализации четвертого этапа и которые состояли в развитии лазерно-плазменных методов генерации синхротронного излучения и нейтронов с целью максимизации эффективности лазерно-плазменных методов ускорения заряженных частиц и пиковой яркости вторичных источников, а также расширения их спектрального диапазона.

1) Одной из наиболее актуальных **задач** при этом является поиск режимов с наиболее эффективным вложением энергии лазерного импульса в энергию пучка ускоренных электронов и минимизацией потерь лазерной энергии на все другие побочные процессы. Такие режимы были предложены и детально рассмотрены в ходе выполнения настоящего проекта (раздел 8); было продемонстрировано, что они обеспечивают весьма эффективное ускорение большого числа электронов, но требуют использования достаточно специфических лазерно-плазменных мишеней околокритической плотности с резкими границами между плазмой и вакуумом. В ходе выполнения четвертого этапа настоящего проекта существенное внимание как раз и было уделено техническим аспектам создания новых типов лазерно-плазменных мишеней, позволяющим, с одной стороны, реализовать на практике наиболее эффективные режимы генерации вторичного излучения и обеспечивающим, с другой стороны, возможность их использования при высокой частоте повторения лазерных импульсов (разделы 15, 16 и 21).

2) В течение четвертого этапа проекта решались и **задачи** увеличения яркости лазерно-плазменного синхротронного (бетатронного) излучения с использованием мишеней околокритической плотности, в которых реализуется удобный, простой и устойчивый механизм прямого лазерного ускорения электронов в плазменном канале (раздел 5), который, более того, не требует использования лазеров с экстремальными параметрами (ультракоротких и обеспечивающих ультрарелятивистскую интенсивность излучения на мишени); могут использоваться лазерные системы пикосекундной длительности и умеренно-релятивистской интенсивности.

3) В 2024 году исследовались **задачи** расширения спектрального диапазона электромагнитного излучения, генерируемого лазерно-ускоренными сгустками электронов. Исследования состояли как в поиске новых и оригинальных идей, направленных, например, на возможность одновременной генерации нескольких типов излучения, таких как синхротронное и комптоновское (раздел 1, см. также раздел 6), так и на оптимизацию ранее предложенных схем, включая схемы тормозной генерации рентгеновского излучения лазерно-ускоренными пучками частиц (раздел 2) и генерации излучения мягкого рентгеновского диапазона, чрезвычайно важного, например, для задач рентгеновской литографии (разделы 4, 10, 15, 20), низкочастотного излучения ТГц диапазона частот (раздел 9), а также схемы эффективной генерации гамма-излучения в диапазоне энергий вблизи гигантского дипольного резонанса на перспективных мульти-петаваттных лазерных системах (раздел 11).

4) Результаты исследований, проводившихся в рамках **задачи** развития лазерных и СВЧ источников нейтронов для бор-нейтронзахватной терапии и нейтронографии, представлены в разделах 12-14, 17-19.

В течение четвертого этапа выполнения проекта были получены важные научные **результаты** по всем запланированным задачам проекта. В частности, получены **результаты** по задачам ускорения электронных пучков в разных режимах лазерно-плазменного взаимодействия и генерации с их помощью электромагнитного излучения различных диапазонов. Для режима кильватерного ускорения электронов в плазменной волне (LWFA – laser wakefield acceleration в англоязычной литературе) была продемонстрирована возможность усиления лазерно-плазменного бетатронного источника рентгеновского излучения за счёт использования импульсов с фемтосекундным предвестником (**раздел 1**). Показано, что наличие предвестника стабилизирует процесс распространения импульса в более плотной плазме, что приводит к увеличению энергии ускоренных электронов и их количества и, как следствие, к увеличению яркости бетатронного излучения. Именно такие импульсы с фемтосекундным предвестником могут быть получены разработанным недавно методом нелинейной компрессии и представленным в предыдущих отчетах по настоящему проекту.

Также в **разделе 1** для LWFA режима ускорения разработана модель для вычисления спектров фотонов, генерируемых в смешанном бетатронно-комптоновском источнике, основанном на распространении ультракороткого лазерного импульса в прозрачной плазме с последующим его отражением от твердотельной пластинки в конце мишени. Для 150 ТВт лазерного импульса продемонстрировано появление популяции «комптоновских» фотонов с энергиями до 10 МэВ при энергии отсечки бетатронных фотонов менее 100 кэВ.

Помимо представленной в первом разделе «полностью лазерной» схемы комптоновской генерации, в рамках проекта рассматривалась и традиционная постановка задачи о комптоновской генерации, когда лазерное излучение взаимодействует с электронным пучком, ускоренным в традиционном ускорителе (**разделы 3 и 6**). В **разделе 3** представлены результаты разработки программы для моделирования работы фотопушек, являющихся важнейшей составной частью традиционных ускорителей электронов. Построена математическая модель дрейфа-диффузии носителей заряда в полупроводниковой пленке катода, позволившая существенно улучшить понимание процессов, происходящих в полупроводнике, находящимся в сильном электромагнитном поле под действием лазерного излучения. На основе данной модели разработан алгоритм и составлена программа на языке Фортран, с помощью которой удалось описать процесс появления динамически из-

меняющегося положительного заряда на полупроводниковой пленке катода. Учет этого заряда позволяет существенно сблизить расчетные и экспериментальные эмиссионные кривые. В **разделе 6** представлена теория, описывающая когерентную светимость двух сталкивающихся пучков с произвольной геометрией, и приведены расчеты для случая обратного комптоновского рассеяния. Показано, что при определенных углах поворота лучей область их геометрического перекрытия перемещается со сверхсветовой скоростью, что приводит к появлению интерференционных максимумов с направлением, подобным черенковскому. Рассчитаны специальные углы поворота, при которых это направление совпадает с направлением комптоновского излучения, тем самым усиливая его.

Возвращаясь к основным для настоящего проекта лазерно-плазменные ускорительные схемы, в разделе 2 для LWFA режима ускорения электронов лазерным импульсом с ультрарелятивистской интенсивностью 10^{22} Вт/см² была определена плотность плазмы, оптимальная для максимального электронного заряда в области энергий 1 МэВ ($3 \times 10^{21} - 10^{22}$ см⁻³), для которых путем численного моделирования были определены оптимальные режимы конверсии в тормозное излучение. Показано, что оптимум достигается при использовании вольфрамового конвертера, помещенного в плазму в область около точки поглощения лазерного импульса. Например, при толщине конвертера 10 микрон суммарный коэффициент конверсии в фотоны с энергией > 100 кэВ, летящие в переднюю полусферу $\approx 10^{-4}$ при длительности рентгеновского импульса ≈ 150 фс.

В рамках проекта рассматривались и другие режимы лазерно-плазменного ускорения электронов, например, режим прямого лазерного ускорения в плазменном канале (DLA – direct laser acceleration в англоязычной литературе). Этот режим, устойчивый и удобный в использовании, не позволяет достичь экстремально высоких энергий электронов, но зато характеризуется большими зарядами электронного пучка. В **разделе 5** отчета представлены измерения параметров DLA пучков электронов при взаимодействии субпикосекундного лазерного импульса интенсивностью 10^{19} Вт/см² с предварительно ионизированными полимерными пенами низкой плотности суб-миллиметровой толщины. Показано, что заряд направленной части электронного пучка (> 10 МэВ) достигал 2–3 нКл на джоуль сфокусированной лазерной энергии, а самая высокая эффективная температура 10–16 МэВ была измерена у электронов, летящих вдоль оси лазера в пределах телесного угла 100–200 мср. пиковая яркость бетатронного излучения составляет $\sim 2 \times 10^{20}$ фотонов/с/мм²/мрад²/(0,1% BW) при 10 кэВ, но при этом оно обеспечивает наибольшее из достигнутых количество фотонов (с энергией 10 кэВ) на джоуль лазерной энергии $\sim 1.5 \times 10^9$ фотонов/кэВ/ср/Дж.

Недавно коллективом участников настоящего проекта, с помощью численного моделирования и теоретических оценок, был найден способ эффективного ускорения пучка электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. Этот режим, являющийся переходным между LWFA и DLA режимами, обеспечивает чрезвычайно высокую эффективность конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных электронов и синхротронного излучения, но требует весьма точного подбора параметров лазерно-плазменных мишеней, причем не только толщины и концентрации мишени, но и ее профиля, в особенности границ между плазмой и вакуумом. В ходе четвертого этапа проекта был получен ряд результатов, позволивших существенно продвинуться в понимании физики режима релятивистского самозахвата света и изготовлении мишеней, обеспечивающих возможность экспериментальной его реализации. Так, в **разделе 8** данного отчета представлена аналитическая теория режима релятивистского самозахвата (РСЗ) лазерного импульса конечной длительности и приводятся результаты многопараметрического трехмерного моделирования РСЗ режима для различных параметров лазерного импульса с целью выявления возможности увеличения эффективности ускорения электронов. В ходе выполнения проекта разработана технология производства газонаполненных мишеней капсульного типа, пригодных в качестве РСЗ мишеней. Описание технологической карты производства таких мишеней представлено в **разделе 26** настоящего отчета, а в **разделе 15** отчета представлены результаты тестирования капсульных мишеней для другой задачи, связанной с генерацией излучения в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах. Показано, что при использовании капсульных мишеней в ЭУФ источниках излучения газовое наполнение капсул может давать заметный вклад в общий выход излучения. В частности, при использовании мишеней диаметром около 2 мм и окнами из Al или Mo толщиной около 200 нм приращение сигнала составило около 10% при наполнении капсул ксеноном. Предложены способы увеличения яркости ЭУФ излучения от капсульных мишеней. Для дальнейших работ по созданию и оптимизации источника ЭУФ излучения разработана конструкция компактного спектрографа на основе сферической дифракционной решетки (**раздел 20**). Разработаны габариты прибора и вакуумной камеры, а также технические решения для крепления и юстировки оптических элементов. Подготовлена эскизная конструкторская документация на спектрограф, представленная в отчетных материалах к настоящему проекту.

Результаты изучения другого подхода к созданию РСЗ плазменных мишеней представлены в **разделах 16 и 21**. В **разделе 16** рассмотрены возможности формирования плазменных мишеней с требуемыми для РСЗ режима ускорения профилем и

концентрацией плазмы путем использования абляционной плазмы, получающейся при облучении твердотельных мишеней, помещенных в сильное магнитное поле (10-15 Тл), наносекундными лазерными импульсами с энергией в несколько Дж. Детально исследована динамика разлета абляционной плазмы во внешнее магнитное поле и показано, что на временах от единиц до нескольких десятков наносекунд формируются компактные плазменные структуры, ограниченные давлением внешнего магнитного поля. Ограниченный магнитным полем разлет абляционной плазмы приводит к ее достаточно высокой концентрации и резким границам между плазмой и вакуумом, то есть как раз к тем условиям, которые ожидаются от РСЗ плазменных мишеней. В **разделе 21** представлены результаты разработки модульной мишенной камеры, предназначенной для создания мишеней с магнитным удержанием. Мишенная камера позволяет размещать импульсную магнитную систему, специально разработанную для создания плазменных мишеней с магнитным удержанием, обеспечивает размещение твердотельных абляторов внутри магнитной системы и ввод плазмосоздающего наносекундного излучения внутрь магнитной системы, позволяет размещать корпускулярные и оптические схемы диагностики, а также обеспечивает возможность присоединения к вакуумному тракту для транспортировки сверхмощного фемтосекундного лазерного излучения к плазменной мишени. Эскизная конструкторская документация на мишенную камеру представлена в отчетных материалах.

Пучки релятивистских электронов, ускоренных в режиме РСЗ, могут приводить к генерации широкополосного переходного терагерцового излучения. Поскольку режим РСЗ приводит к генерации пучков электронов с высоким зарядом (рекордными значениями заряда высокоэнергетичных пучков на Дж вложенной энергии), можно ожидать, что и терагерцовые импульсы, производимые при вылете этого пучка электронов из плазменной мишени, будет иметь рекордные характеристики по энергии и амплитуде прамещеоля. Проверке этого утверждения с помощью численных оценок, основанных на теории переходного излучения лазерно-ускоренных электронов, и трехмерных численных расчетов, посвящен **раздел 9** данного отчета.

Достаточно эффективный, но чрезвычайно простой в реализации источник рентгеновского излучения может быть реализован просто путем облучения поверхности твердотельной мишени сверхинтенсивным лазерным излучением. Ускоренные таким образом электроны являются источниками рентгеновского излучения в широком диапазоне частот, включающем как характеристические линии материалов мишени (обычно используются металлы с высокими атомными номерами), отвечающие энергии фотонов в несколько кэВ, так и тормозное жесткое рентгеновское или даже гамма-

излучение с энергией фотонов до нескольких МэВ и выше. Возможность экспериментального измерения спектра излучения в таком широком диапазоне частот представлена в **разделе 10** данного отчета.

Раздел 14 отчета посвящен экспериментальному исследованию генерации нейтронов в результате фотоядерных реакций, инициируемых в свинцовых или вольфрамовых мишенях-конверторах пучками электронов, ускоренных при облучении газовой струи коротким лазерным импульсом. Особое внимание уделяется отработке методики измерения спектров генерируемых нейтронов.

В **разделах 4 и 19** данного отчета представлены результаты исследования генерации различных типов вторичных излучений – нейтронов и широкодиапазонного рентгеновского излучения с кластерными мишенями. Вообще, кластерные мишени сочетают в себе практические преимущества газовой струи (не загрязняют вакуумную камеру и являются непрерывно обновляемыми) с высоким поглощением, соответствующим твердотельной мишени. В **разделе 19** отчета приведены результаты моделирования нагрева микро-кластерной среды для диапазона интенсивностей лазерного импульса 2×10^{18} Вт/см² - 3.4×10^{19} Вт/см². Характеристики горячих дейтронов и термоядерных D-D нейтронов получены с использованием специально разработанного алгоритма для восстановления функции распределения дейтронов. Продемонстрировано, что в зависимости от интенсивности лазерного импульса можно подобрать оптимальным размер кластеров для нагрева среды и получения максимального выхода нейтронов. Так, если кластерной струи будет соответствовать длине остановки дейтронов с энергией 1.5-2 МэВ, то выход нейтронов может достигать $\approx 4 \times 10^6$ нейтронов/Дж.

Задача взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с кластерными мишенями рассматривалась и в **разделе 4** отчета, где представлена физическая модель, позволяющая рассчитывать и интерпретировать рентгеновские спектры кластерных мишеней, нагреваемых фемтосекундными лазерными импульсами. Определены значения параметров излучения и кластеров, оптимальные с точки зрения создания яркого квазимонохроматического рентгеновского источника на основе аргоновых и CO₂ кластеров. Самая высокая интенсивность свечения может быть получена для линии Ly_alpha. В спектральном диапазоне 3320-3325 эВ она может достигать значений $\sim 10^{23}$ эрг см⁻³ срад⁻¹ с⁻¹ для аргоновой плазмы с электронной плотностью 1.5×10^{22} см⁻³ и температурой 1.4 – 1.7 кэВ. В наиболее мягком диапазоне, соответствующем линии He_alpha, чуть меньшую интенсивность можно получить при заметно меньших температурах 0.9 – 1.2 кэВ.

Достигнутый к настоящему времени прогресс в лазерных технологиях позволяет создавать компактные оптические ускорители заряженных частиц, способные получать плотные потоки электронов и протонов с энергиями до нескольких десятков и даже сотен МэВ. При этом, вследствие малой области формирования, угловое распределение таких потоков оказывается существенно шире, чем в конвенциональных ускорителях. Проблему коллимации можно попытаться решить при помощи компактных устройств, обеспечивающих вблизи от оптического ускорителя область сильного управляющего электромагнитного поля. Величина такого поля для указанных энергий в несколько десятков или сотен МэВ должна быть чрезвычайно большой, превышающей уровень килотесла. В **разделе 7** представлены результаты, демонстрирующие возможность создания полностью оптической схемы управления пучками лазерно-ускоренных частиц на основе генерации сверхсильных магнитных полей с помощью взаимодействия достаточно мощных коротких лазерных импульсов с мишенями специальной формы.

Развитие мультитераваттных лазерных систем может привести к созданию эффективного источника гамма-излучения, основанного на взаимодействии лазерного излучения с веществом и покрывающего широкий диапазон энергий от МэВ-ного до ГэВ-ного уровня энергий гамма-фотонов. Реализация такого рода мультитераваттных лазерных проектов начинается в нескольких странах, в том числе и в России. В связи с этим, в рамках настоящего проекта внимание уделялось и исследованию взаимодействия ультра-интенсивного лазерного излучения 10^{24} - 10^{25} Вт см⁻² с веществом. В **разделе 11** представлены результаты численного моделирования облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами, фокусируемыми в форме дипольной волны, в зависимости от мощности лазерных импульсов, причем основное внимание уделялось анализу спектра генерируемого гамма-излучения в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу для исследования возможности эффективного производства нейтронов с помощью мультитераваттных лазерных систем. Были определены оптимальные режимы взаимодействия лазерных импульсов с плазменной мишенью, максимизирующие выход фотонов в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу, и проведена оценка количества нейтронов, которые можно получить за счет облучения мишени-конвертера гамма-излучением в оптимальном случае.

Важным направлением работ по проекту являлась разработка компактного нейтронного генератора высокой пиковой яркости на основе электронно-циклотронного разряда с использованием современных мощных СВЧ генераторов миллиметрового диапазона частот – гиротронов. Результаты использования этого генератора для задач

нейтронографии и бор-нейтронозахватной терапии представлены в **разделах 12, 13, 17 и 18**. В **разделе 12** представлены результаты использования созданного генератора нейтронов для построения нейтронографических изображений тестовых объектов путем регистрации нейтронного излучения с использованием рентгенографических пластинок. Суть этого оригинального метода заключается в регистрации вторичного рентгеновского излучения, порождаемого нейтронами, при этом для усиления сигнала на рентгенографической пластинке, непосредственно перед ней размещался тонкий слой водородсодержащего материала, например, пластика. В ходе эксперимента были определены характеристики нейтронного излучения и успешно построены рентгенографические изображения тестовых объектов.

В **разделах 13, 17 и 18** представлены результаты использования созданного нейтронного источника для задач бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) онкологических заболеваний. 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}B и потоком нейтронов, обладающими энергией в диапазоне $5 \times 10^{-3} - 10^4$ эВ. Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть инсталлированы непосредственно в радиотерапевтической клинике. С самого начала развития метода БНЗТ для получения пучков тепловых и эпитепловых нейтронов использовали ядерные реакторы. Пучки получали на основе самоподдерживающейся цепной ядерной реакции распада ^{235}U . Спектр таких нейтронов имеет энергию до 10 МэВ со средней энергией около 2 МэВ. Однако в настоящее время уже появились прототипы компактных ускорительных источников разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой. Помимо этого, разработаны прототипы D-D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью. К числу последних и относится разработанный в ИПФ РАН нейтронный генератор на основе плазмы ЭЦР разряда в пучке СВЧ излучения миллиметрового диапазона, поддерживаемого излучением гиротрона в прямой магнитной ловушке. Нейтроны в созданном генераторе образовывались в ходе реакции $d(d,n)^3\text{He}$ при попадании пучка ионов дейтерия на водоохлаждаемую медную мишень, работающую в режиме автонасыщения. Ионный пучок извлекался из плазмы при помощи двухэлектродной системы экстракции и использовался для облучения тестовых биологических образцов **раздел 17**, в ходе которого уровень экспозиции составил $1.3 \cdot 10^{12}$ нейтронов. Путем проведения расчетов

было установлено, что наибольшая среди различных образцов доза поглощенного излучения составила 1.5 мГр, а наименьшая – 0.6 мГр.

Поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур. В разделе 13 представлены результаты изучения эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора для следующих клеточных линий: MCF7 – рак молочной железы человека, U87 – глиобластома человека, а также для нормальных клеток организма на примере фибробластов кожи человека. Была проведена оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (L-BPA), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, которая способна относительно селективно накапливаться в опухоли. Определение содержания изотопа ^{10}B проводилось методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой. Оценка чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* проводилась путем анализа колониобразования, с помощью МТТ-теста и колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток. По итогам проведенных исследований эффективности нового D-D генератора нейтронов была показано его частичную эффективность в отношении опухолевых клеток и относительную безопасность в отношении нормальных клеток организма на примере фибробластов кожи человека. Хотя основной токсический эффект наблюдался за счет быстрых нейтронов и только в отношении клеточной линии U87 даже в тестовом режиме работы установки удалось зафиксировать токсический клад от тепловых/эпитепловых нейтронов.

В разделе 18 приведены результаты исследований, направленных на сравнение эффективности нейтронного излучения и стандартных методов лучевой терапии. Проведено исследование по эффективности облучения трех клеточных линий MCF-7, U87 и huFB с помощью рентгеновского облучения с помощью лабораторного рентгеновского облучателя MultiRad225 X-Ray system (Precision X-Ray, USA). Сравнение со стандартным методом лучевой терапии на примере рентгеновского облучения показало более эффективное воздействие нейтронного излучения даже в низких дозах, к тому же рентгеновское излучение оказалось наиболее токсичным в отношении нормальных, а не опухолевых клеток организма.

Помимо работ в рамках Мероприятия по проведению синхротронных и нейтронных исследований (разработок), необходимых для решения принципиально новых фундаментальных и крупных прикладных задач, на четвертом этапе выполнения проекта были выполнены работы в рамках Мероприятия по подготовке специалистов в области

разработки, проектирования и строительства источников синхротронного и нейтронного излучения, а также научных кадров для проведения синхротронных и нейтронных исследований (разработок) в целях получения результатов мирового уровня. Результаты выполнения этих работ представлены в **разделах 22-25**. Так, в **разделе 22** (и дополнительных материалах к нему) представлены результаты реализации на базе НИЯУ МИФИ программы дополнительного образования «Лазеры экстремальной мощности: фундаментальная физика и приложения», в **разделе 23** – результаты проведения на базе ИПФ РАН Школы для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц», в **разделе 24** – результаты модернизации учебной лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей» кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ, в **разделе 25** – результаты проведения в НИЯУ МИФИ Школы для молодых ученых «Fundamental physics at extreme laser intensities».

1 Исследование возможностей расширения спектра ЭМ излучения, генерируемого LWFA электронами, за счет использования комбинированных схем, сочетающих бетатронный и комптоновский механизм генерации

В рамках выполнения проекта было проведено исследование генерации высокоэнергетического излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с составной плазменной мишенью. Была рассмотрена плазменная мишень, состоящая из двух однородных участков, первый из которых является прозрачным для лазерного излучения и обладает большой протяжённостью (доли миллиметров), а второй представляет из себя тонкое (единицы микрон) зеркало. При взаимодействии релятивистски сильного ($a_0 > 1$) лазерного излучения с первым участком мишени происходит эффективное ускорение электронов в сильно нелинейной кильватерной волне или баббле [1]. Помимо эффективного продольного ускорения из-за присутствия поперечного плазменного поля электроны, захваченные в баббл, совершают бетатронные колебания. Это в свою очередь приводит к генерации излучения, которое при характерных параметрах взаимодействия является синхротронным и лежит в области рентгена ($\lesssim 100$ кэВ) [2].

$$dN_{ph} = \alpha \frac{F_{\perp}}{m_e c} dt, \quad (1.1)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, F_{\perp} — поперечная сила, действующая на электрон. Примечательно, что число фотонов не зависит от энергии электронов. Характерная частота фотонов при этом определяется выражением

$$\omega_c = \frac{\gamma^2 F_{\perp}}{m_e c}, \quad (1.2)$$

где γ — Лоренц-фактор электронов. Согласно теории баббля [4,5] поперечная сила, действующая на электроны, равна $m_e \omega_{pl}^2 r$, где $\omega_{pl} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ — плазменная частота, r — отклонение электронов от оси баббля. Считая, что структура поля баббля существенно не изменяется в процессе распространения лазерного импульса в плазме, полное число бетатронных фотонов можно оценить как

$$N_{ph,\beta} \sim \alpha k_{pl}^2 R_b L_{pl}, \quad (1.3)$$

где $k_{pl} \equiv \omega_{pl}/c$, R_b — радиус баббля, L_{pl} — протяжённость мишени. Вводя безразмерные величины $\tilde{R}_b = k_{pl} R_b$, $\tilde{L}_{pl} = k_{pl} L_{pl}$, получаем

$$N_{ph,\beta} \sim \alpha \tilde{R}_b \tilde{L}_{pl}. \quad (1.4)$$

Мгновенная характерная частота излученных фотонов при этом равна

$$\omega_{с,\beta} \sim \omega_{pl} \gamma^2 \tilde{R}_b. \quad (1.5)$$

Считая, что продольное поле E_{\parallel} , ускоряющее электроны также существенно не изменяется со временем, энергия электронов растёт линейно и достигает значения $eE_{\parallel}L_{pl}$ в конце взаимодействия. Средняя величина ускоряющего поля в баббле примерно совпадает с поперечным полем, т.е. $E_{\parallel} \sim m_e \omega_{pl}^2 R_b / c$. Таким образом, максимальная энергия бетатронных фотонов может быть оценена как

$$\omega_{max,\beta} \sim \omega_{pl} \tilde{L}_{pl}^2 \tilde{R}_b^3. \quad (1.6)$$

Оптимальная длина ускорения L_{pl} может быть определена из условия дефазировки, которая достигается, когда электроны «догоняют» лазерный импульс, распространяющийся в плазме с групповой скоростью $v_g \approx \sqrt{1 - n_e^2/n_{cr}^2}$, где $n_{cr} = m_e \omega_L^2 / 4\pi e^2$ — критическая концентрация для лазерной частоты ω_L . Это условие можно записать в виде

$$L_{pl} \approx \frac{2}{3} \frac{n_{cr}}{n_e} R_b. \quad (1.7)$$

При этом радиус баббля R_b совпадает по порядку величины с радиусом лазерного импульса w_L . В свою очередь релятивистски сильный лазерный импульс стабильно распространяется в плазме без колебаний своего радиуса при выполнении условия $k_{pl} w_L \sim 2\sqrt{a_0}$, где $a_0 = eE_L / m_e c \omega_L$ — безразмерная амплитуда лазерного поля. В итоге получаем следующие оценки на полное число и максимальную энергию бетатронных фотонов

$$N_{ph,\beta} \sim \alpha \frac{a_0 n_{cr}}{n_e}, \quad (1.8)$$

$$\omega_{max,\beta} \sim \omega_L a_0 \left(\frac{a_0 n_{cr}}{n_e} \right)^{3/2}. \quad (1.9)$$

При достижении второй существенно более плотной части плазменной мишени лазерное излучение отражается и “сталкивается” с ускоренными электронами. В данном случае поперечная сила, действующая на электроны, равна $a_0 m_e c \omega_L$, где для упрощения поглощение лазерного импульса в плазме и неидеальность отражения от плазменной мишени не были учтены. Анализ, аналогичный проведённому выше для бетатронных фотонов, даёт следующую оценку характерной энергии и числа комптоновских фотонов

$$N_{ph,c} \sim \alpha a_0 \omega_L \tau_L, \quad (1.10)$$

$$\omega_C \approx \omega_L a_0 \left(\frac{a_0 n_{cr}}{n_e} \right)^2, \quad (1.11)$$

где τ_L — длительность лазерного импульса. Таким образом, на выходе из мишени образуется пучок фотонов с широким спектром. При этом за счёт подбора параметров мишени и лазерного излучения можно отдельно контролировать бетатронную и комптоновскую составляющие спектра фотонов.

Для исследования взаимодействия интенсивного лазерного импульса с составной плазменной мишенью нами также было проведено полноразмерное численное моделирование методом частиц-в-ячейках с помощью программного комплекса Smilei [6]. Для существенного уменьшения вычислительной сложности моделирование проводилось в цилиндрической геометрии с разложением на 3 азимутальные моды. Допустимость использования такого разложения обоснована высокой степенью геометрической симметрии рассматриваемой задачи. В моделировании первый участок мишени задавался как однородный неионизованный газ атомов азота с концентрацией $n_e/7$, где n_e соответствует концентрации электронов в полностью ионизованном газе. Второй участок мишени толщиной d_{mirr} также задавался в виде однородного слэба неионизованного углерода с концентрацией атомов $n_{e,mirr}/6$, где $n_{e,mirr}$ соответствует концентрации электронов при полной ионизации. Для моделирования эффективного отражения лазерного излучения от этого участка мишени, величина $n_{e,mirr}$ была выбрана равной $20n_{cr}$. В начале моделирования в каждой ячейке, занятой мишенью, находилось по 16 нейтральных частиц, при этом учитывалась туннельная ионизация. Лазерное излучение в моделировании задавалось в виде линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda_L = 0.91$ мкм, сфокусированного на небольшом расстоянии от начала мишени в пятно с радиусом ω_L и пиковой амплитудой E_L , с гауссовой временной огибающей длительностью 25 фс.

Спектр фотонов, излученных электронами, моделировался согласно формулам синхротронного излучения в ультрарелятивистском пределе [3]. При этом при решении уравнений движения электронов дополнительно учитывалась сила реакции излучения, которая в проводимом моделировании не является пренебрежимо малой при излучении жёстких комптоновских фотонов.

Ниже описывается моделирование со значениями параметров $n_e = 0.01n_{cr}$ и $a_0 = 10$. При выбранных параметрах оптимальный радиус лазерного импульса составляет порядка 10

мкм, его полная энергия — около 3 Дж и мощность около 150 ТВт. Протяжённость первого участка мишени L_{pl} выбрана равной 0.5 мм, что несколько меньше оптимальной длины, равной около 0.6 мм. Распределение плотности электронов и поперечной силы, действующей на электроны, спектр фотонов и электронов в различные моменты времени представлены на рисунке 1.1 и рисунке 1.2 соответственно.

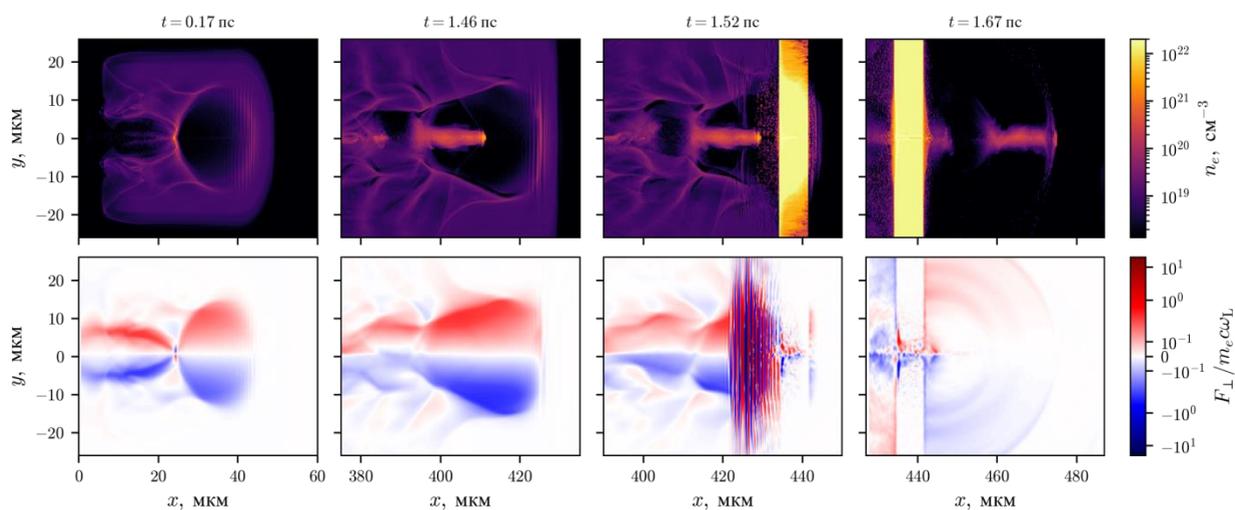


Рисунок 1.1 - Распределение плотности электронов и поперечной силы, действующей на электроны, в различные моменты времени в численном моделировании

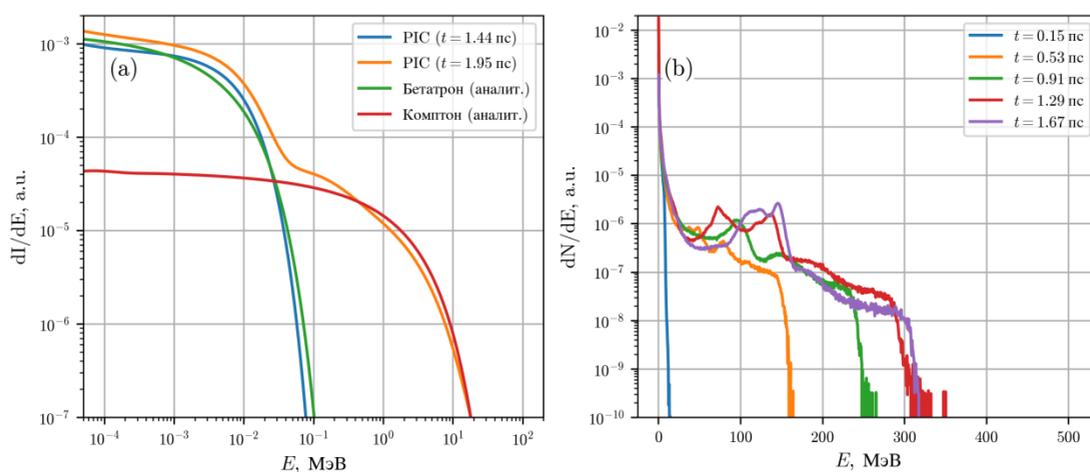


Рисунок 1.2 - (а) Энергетический спектр фотонов в моделировании до взаимодействия ускоренных электронов с отражённым от плазменного зеркала лазерным импульсом (синяя линия) и в конце моделирования (оранжевая линия) и рассчитанный по аналитическим оценкам для бетатронного излучения (зелёная линия) и комптоновского

излучения (красная линия). (b) Энергетический спектр электронов в моделировании в различные моменты времени

На рисунке 1.2 (a) также построены спектры бетатронных и комптоновских фотонов согласно приведённым выше оценкам. Несмотря на довольно большое число допущений в приведённых оценках, они позволяют достаточно точно определить общий вид спектра, в частности энергии отсечки и соотношение полного числа бетатронных и комптоновских фотонов. Таким образом, приведённые выше оценки можно использовать для определения характерных параметров мишени и лазерного излучения, необходимых для получения того или иного итогового спектра фотонов. При этом полноразмерное численное моделирование можно использовать для более точного определения спектра как фотонов, так и электронов, эмиттанса пучка электронов и т.д.

В рамках проекта была также исследована возможность улучшения лазерно-плазменного бетатронного источника рентгеновского излучения за счёт использования импульсов с фемтосекундным предвестником. Ранее, нами исследовалось влияние структуры лазерного импульса на фемтосекундных временах на процесс ускорения электронов и генерации ими бетатронного излучения и было показано, что наличие предвестника даже с относительно небольшой энергией, но с релятивистской интенсивностью и распространяющегося с опережением порядка 10—15 фс перед основным импульсом может значительно увеличить и энергию ускоренных электронов, и их количество, и яркость испускаемого ими излучения [7]. Это происходит за счёт того, что предвестник формирует в электронной плотности канал с пониженной концентрацией, облегчая переход основного импульса в стабильный режим самоканалирования.

Такие исследования востребованы в связи с тем, что в последние годы была продемонстрирована возможность укорочения фемтосекундных лазерных импульсов за счёт уширения их спектра в тонких нелинейно-оптических плёнках с последующей компенсацией полученной нелинейной частотной модуляции [8]. В результате такого процесса, однако, наблюдается усложнение профиля лазерного импульса с возможным появлением предвестников и пьедестала. За счёт подбора нелинейно-оптического элемента и параметров дисперсионной системы, компенсирующей частотную модуляцию, можно пытаться управлять фемтосекундной структурой результирующего импульса.

В рамках отчётного года была исследована возможность использования фемтосекундных предвестников для стабилизации процесса ускорения электронов в мишенях околоритической плотности с целью увеличения яркости бетатронного

источника. С увеличением плотности плазмы увеличивается количество ускоряемых электронов и растут плазменные поля в кильватерной волне, что увеличивает количество испускаемых фотонов. Однако при этом наблюдается снижение стабильности процесса распространения лазерного импульса в плазме, становится сложнее достичь режима самоканалирования, лазерный импульс зачастую филаментируется. Наличие предвестника за счёт формирования предварительного канала может стабилизировать этот процесс и улучшить процесс ускорения электронов и генерации бетатронного излучения.

Исследование проводилось путем численного моделирования полностью электродинамическим методом частиц в ячейках с использованием кода PICADOR [9]. Моделирование проводилось в двумерной геометрии в области размером 120×40 мкм². Размер шагов в продольном направлении составлял $\Delta x = 0,05$ мкм, а в поперечном направлении – $\Delta y = 0,5$ мкм. Временной шаг составлял $\Delta t = \Delta x/2c = 8,34 \times 10^{-2}$ фс.

На левой границе генерировался лазерный импульс с длиной волны 900 нм, поляризованный в плоскости моделирования в направлении y . Импульс имел гауссовый поперечный профиль и фокусировался в пятно диаметром 6 мкм по уровню половины интенсивности на расстоянии 60 мкм от границы. Импульс состоял из основного импульса и предвестника. Основной импульс имел гауссовый продольный профиль длительностью 15 фс по уровню половины интенсивности. Предвестник также имел гауссовый продольный профиль, но длительностью 5 фс по уровню половины интенсивности. Задержка между основным импульсом и предвестником по их максимумам составляла 12,7 фс. Амплитуда основного импульса в фокусе в отсутствии плазмы соответствовала безразмерному параметру $a_0 = 10$, или интенсивности $1,7 \times 10^{20}$ Вт/см². Амплитуда предвестника варьировалась и характеризовалась величиной a_1 равной отношению его амплитуды к амплитуде основного импульса.

Плазма предполагалась однородной толщиной 100 мкм. Левая граница плазмы первоначально располагалась на расстоянии 10 мкм от левой границы расчётной области. Ионы предполагались подвижными, отношение их заряда к массе соответствовало полностью ионизованным ионам гелия. Плотность плазмы в разных расчётах варьировалась, так что безразмерный параметр критичности n_0 изменялся в пределах от 0,03 до 0,5, что соответствует изменению концентрации электронов от $4,1 \times 10^{19}$ см⁻³ до $6,9 \times 10^{20}$ см⁻³. Число макрочастиц в ячейке составляло 25.

Бетатронное излучение рассчитывалось методом Монте-Карло с использованием выражений для синхротронного излучения, как описано в статье [10].

Вначале была проведена серия расчётов без предвестника с варьируемой плотностью плазмы. Результаты представлены на рисунке 1.3.

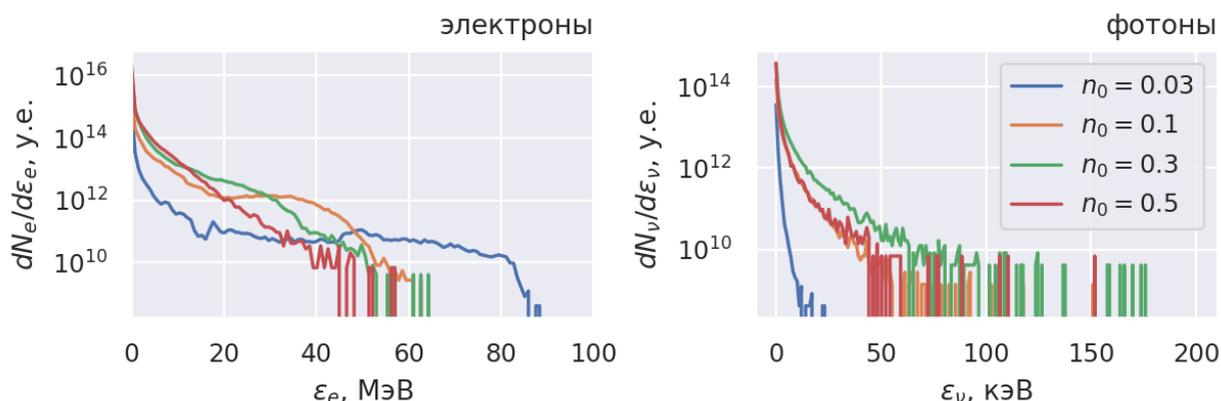


Рисунок 1.3 - Сравнение спектров ускоренных электронов (слева) и сгенерированных ими фотонов (справа), полученных в результате моделирования для лазерного импульса без предвестника в плазме различной плотности

Видно, что хотя наибольшей энергии электроны достигают в разреженной плазме, их количество, особенно в области около 10 МэВ, растёт с увеличением плотности плазмы. Это приводит к тому, что количество генерируемых фотонов также увеличивается и достигает максимума для $n_0 = 0,3$. Для более высокой плотности, однако, яркость излучения снижается в силу быстрого разрушения импульса в результате его филаментации.

Далее была исследована возможность улучшения спектров бетатронного излучения за счёт использования предвестников. При фиксированной плотности плазмы варьировалась относительная амплитуда предвестника в диапазоне $a_1 = 0 \dots 1$ (то есть от полного отсутствия до предвестника той же амплитуды, что и основной импульс). Результаты для $n_0 = 0,5$ приведены на рисунке 1.4.

Видно, что, действительно, наличие предвестника приводит как к увеличению энергии ускоренных электронов и их количества, так и к увеличению яркости бетатронного излучения.

Стоит отметить, что такой же эффект наблюдается и в случае $n_0 = 0,3$, результаты моделирования для которого приведены на рисунке 1.5. Величина эффекта в этом случае, правда, меньше, поскольку для этой плотности взаимодействие и без предвестника проходит достаточно стабильно.

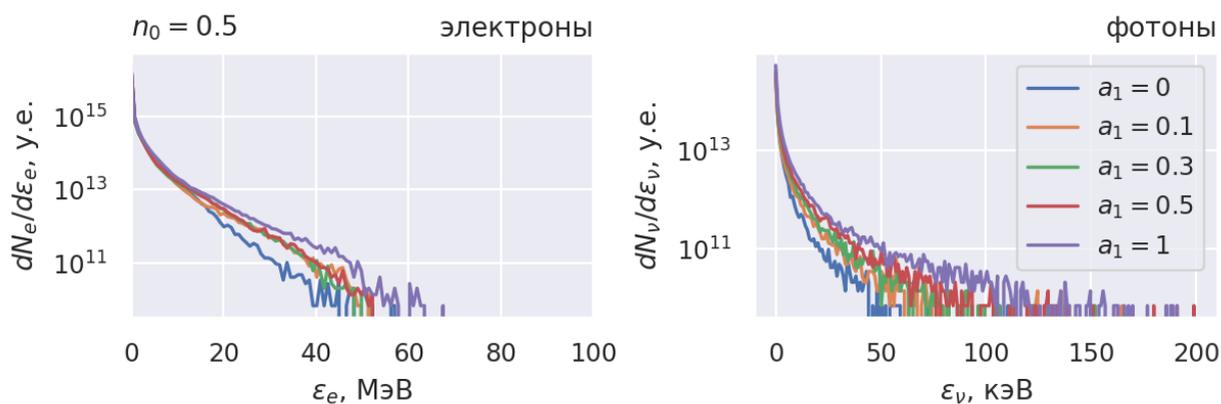


Рисунок 1.4 - Сравнение спектров ускоренных электронов (слева) и сгенерированных ими фотонов (справа), полученных в результате моделирования для лазерного импульса с предвестниками различной амплитуде в плазме с параметром $n_0 = 0,5$

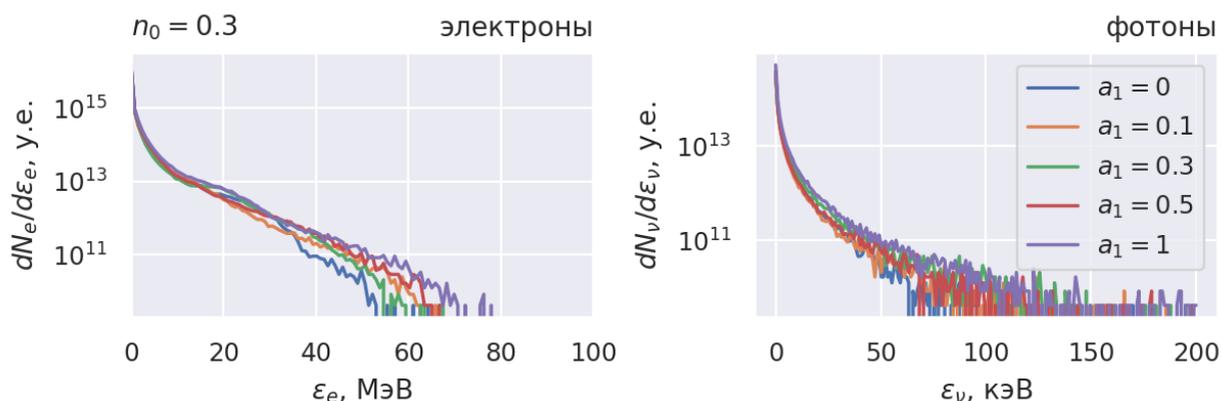


Рисунок 1.5 - Сравнение спектров ускоренных электронов (слева) и сгенерированных ими фотонов (справа), полученных в результате моделирования для лазерного импульса с предвестниками различной амплитуде в плазме с параметром $n_0 = 0,3$

На рисунке 1.6 приведено сравнение случаев $n_0 = 0,5$ и $n_0 = 0,3$ между собой, из которого видно, что наличие предвестника улучшает оба из них до приблизительно одного уровня. Причём для улучшения достаточно и относительно малоинтенсивного – но всё же релятивистски сильного – предвестника. При этом случай более разреженной плазмы $n_0 = 0,1$ не достигает той же эффективности излучения из-за недостатка электронов в плазме.

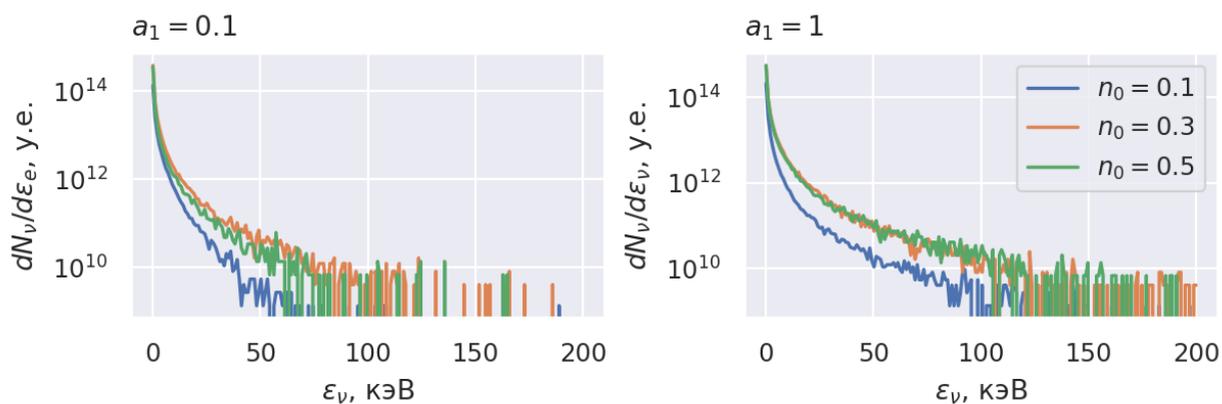


Рисунок 1.6 - Сравнение спектров сгенерированных фотонов, полученных в результате моделирования для лазерного импульса с предвестниками с относительной амплитудой $a_1 = 0,1$ (слева) и $a_1 = 1$ (справа) для плазмы различной плотности

Выводы по результатам раздела.

Разработана модель для вычисления спектров фотонов, генерируемых в смешанном бетатронно-комптоновском источнике, основанном на распространении ультракороткого лазерного импульса в прозрачной плазме с последующим его отражением от твердотельной пластинки в конце мишени. Путём численного моделирования показана работоспособность модели с точки зрения предсказания энергии отсечки спектра и соотношения полного числа бетатронных и комптоновских фотонов. Модель может быть использована для определения характерных параметров мишени и лазерного излучения, необходимых для получения того или иного итогового спектра фотонов.

Исследована возможность усиления лазерно-плазменного бетатронного источника рентгеновского излучения за счёт использования импульсов с фемтосекундным предвестником. Показано, что наличие предвестника стабилизирует процесс распространения импульса в более плотной плазме, что приводит к увеличению энергии ускоренных электронов и их количества и, как следствие, к увеличению яркости бетатронного излучения. Это позволяет использовать в качестве мишеней плазму околокритической плотности. Импульсы с фемтосекундным предвестником могут быть получены разработанным недавно методом в тонких нелинейно-оптических плёнках с последующей компенсацией приобретаемой нелинейной частотной модуляции на дисперсионных зеркалах.

Полученные научные результаты полностью соответствуют требованиям п.4.1.1. Плана-графика.

2 Исследование характеристик излучения твердотельного конвертора под действием LWFA электронов для интенсивностей лазерного драйвера до $1e22$ Вт/см² (МИФИ, Договор №K98-13 от 26.09.2024)

2.1 Введение

На сегодняшний день рентгеновское излучение с высокой пиковой яркостью, короткой длительностью импульса и малым размером источника стало незаменимым инструментом в фундаментальной науке, медицине и промышленности, открывая новые перспективы для многих передовых приложений [11–13]. Например, в исследованиях ядерной динамики атомов и молекул требуются сверхяркие источники высокоэнергетических фотонов с длительностью импульса всего в аттосекунды и энергией фотонов > 1 МэВ. Источники жесткого рентгеновского излучения позволяют получать изображения плотных объектов в высокоразрешающей радиографии, которые не видны низкоэнергетическим рентгеновским источникам.

В качестве источников яркого рентгеновского излучения традиционно используются синхротроны 3-4 поколения и рентгеновские лазеры на свободных электронах (XFEL) [14]. Они имеют диапазон пиковой яркости 10^{19-24} и 10^{27-32} фотонов/с/мм²/мрад²/0.1% соответственно. Число фотонов в 1 импульсе XFEL $\sim 10^{12}$ [15]. Источники синхротронного излучения и рентгеновские лазеры очень широко используются в фундаментальных исследованиях, проектировании и производстве новых материалов, биологии и промышленности из-за их превосходных характеристик. Однако большой размер и высокая стоимость этих крупномасштабных установок ограничивают доступ к источникам. Кроме того, энергии фотонов излучения рентгеновских лазеров и синхротронов обычно ограничены несколькими кэВ и несколькими сотнями кэВ соответственно.

Также необходимо отметить, что напряженность ускоряющего поля в традиционных ускорителях близка к технологическому пределу (~ 100 MeV/m [16]), обусловленному возможным развитием мультипакторного разряда и пробоем ускоряющего промежутка. Ведутся исследования, направленные на выявление новых конфигураций ускоряющих элементов, а также новых материалов для них, позволяющих предотвратить пробой при работе с сильными полями [17]. Тем не менее, по-видимому, стандартные методы ускорения частиц вряд ли позволят увеличить градиент ускорения на несколько порядков.

Поэтому лазерное ускорение электронов вызывает большой интерес. Главное место среди механизмов лазерного ускорения занимает так называемое кильватерное ускорение (LWFA – laser wakefield acceleration). Градиенты ускорения, достигаемые с помощью лазерно-плазменных методов, имеют порядок величины 100 ГэВ/м и существенно превышают те, которые можно получить в традиционных радиочастотных ускорителях [18–20],

что позволяет построить на их основе альтернативные компактные ускорители заряженных частиц с практическим применением в науке, медицине и индустрии. На сегодняшний день экспериментально показана возможность получения электронов с энергией около 10 ГэВ [21], а теория предсказывает, что вполне достижимы энергии порядка ТэВ [22,23].

2.2 Обзор существующих лазер-плазменных источников рентгеновского излучения при лазерной интенсивности до 10^{22} Вт/см²

При использовании лазерного импульса с интенсивностью $>10^{20}$, а особенно $>10^{22}$ Вт/см² ускоренные электроны могут получать огромную энергию из лазерного поля и когерентно излучать высокоэнергетические рентгеновские фотоны. Здесь надо отметить, что в данном случае импульсы испущенных фотонов получаются сопоставимыми с импульсами плазменных электронов. Это сильно влияет на поведение плазменных электронов и ионов [24–27]. Существует три наиболее значимых механизма генерации рентгеновского излучения лазерной плазме: бетатронное излучение, обратный комптоновский эффект и исследуемое в данном разделе тормозное излучение при взаимодействии лазерно-ускоренных электроного пучка с конвертером, состоящим из вещества с высоким зарядовым числом Z . Рассмотрим эффективность этих механизмов:

Бетатронное излучение возникает из релятивистских электронов, совершающих поперечные бетатронные колебания в самогенерируемом квазистатическом электрическом поле в кильватерной волне [28–30]. Кильватерно ускоренный электронный пучок обычно характеризуется энергией от сотен до тысяч МэВ, расходимостью от одного до нескольких десятков мм·мрад и длительностью порядка нескольких фемтосекунд [31]. В процессе ускорения, данные электроны совершают поперечные колебания, излучая рентгеновские лучи под углом к переднему конусу, т. е. бетатронное излучение [32]. Его характерная частота равна $\omega_\beta = \omega_p / (2\gamma_e)^{1/2}$, где γ_e — релятивистский фактор Лоренца ($\gamma_e = (1 - (v_e^2/c^2))^{-1/2}$), v_e — скорость электрона. $\omega_p = (4\pi \cdot n_p e^2 / m_e)^{1/2}$ — плазменная частота, n_p — плотность плазмы, m_e — масса электрона. Типичный источник бетатронного рентгеновского излучения на основе LWFA электронов имеет распределение по энергиям фотонов типичное для синхротронного излучения с критической энергией (максимумом спектра) $E_c \sim$ несколько кэВ, пиковую яркость 10^{19-23} фотонов/с/мм²/мрад/0.1%BW. Общее число фотонов за 1 лазерный импульс $\sim 10^{7-8}$, эффективностью преобразования энергии лазерного излучения в энергию фотонов порядка 10^{-6} .

Однако использование лазерной интенсивности 10^{22} Вт/см² и выше, а также применение “конвертера” в виде плотной плазмы может сильно улучшить данный результат. На

сегодняшний момент, лучший результат по бетатронному ускорению приведен в работах [33,34].

Для увеличения коэффициента конверсии наиболее эффективна двухступенчатая плазменная схема. Вначале электроны эффективно ускоряются кильватерным полем в низкоплотной плазме, а затем попадают в область высокой (но все еще ниже критической) плотности, где эффективно излучают синхротронное излучение. Принципиальная схема приведена на рисунке 2.1.

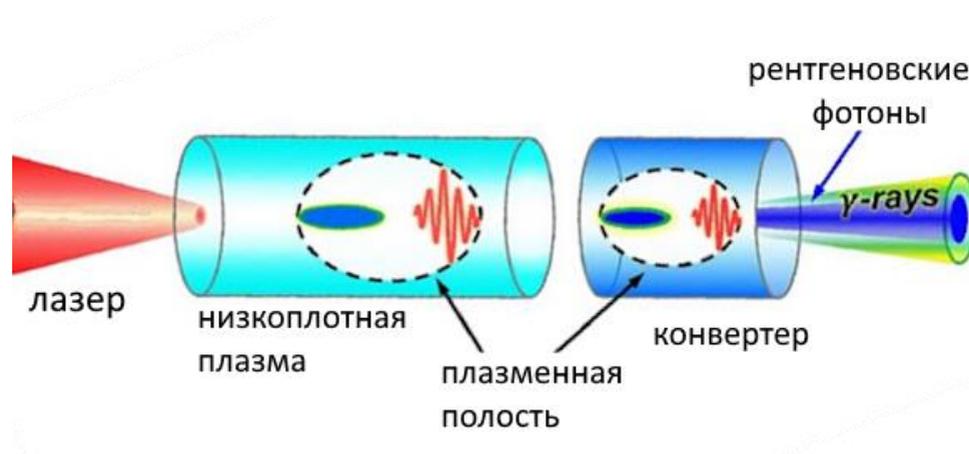


Рисунок 2.1 – Концепт двухступенчатого источника бетатронного излучения

Трехмерное моделирование методом частица в ячейке (PIC) показало, что сгенерированный пучок рентгеновских имеет пиковую яркость 4×10^{26} фотонов/с/мм²/мрад²/0,1%BW, критическую энергию в 1МэВ и энергию отсечки ≈ 3 ГэВ. Коэффициент конверсии лазерной энергии в ускоренные электроны достигает 50%, а в рентгеновские фотоны 10%.

Обратное комптоновское рассеяние возникает в результате обратного рассеяния встречного лазерного импульса с энергией фотонов E_L на пучке ускоренных электронов с фактором Лоренца γ_e . После рассеяния энергия фотонов увеличивается на величину $E_x \sim 4\gamma_e^2 \cdot e \cdot E_L$ [35–37]. Классическим пределом обратного комптоновского рассеяния является так называемое нелинейное томсоновское рассеяние или многофотонное томсоновское рассеяние. В результате процесса обратного комптоновского рассеяния могут рождаться фотоны с энергией, сравнимой (или даже выше) с энергией покоя рассеивающих частиц, поэтому оно широко использовалось для запуска вторичных процессов, таких как рождение лептонных пар, ядерных реакций и для исследования нелинейной квантовой электродинамики.

Когда лазерный импульс рассеивается на пучке релятивистских электронов, то за счет обратного комптоновского рассеяния электроны испускают рентгеновские фотоны, распространяющиеся в том же направлении, что и электроны. Вероятность испускания

рентгеновского фотона главным образом зависит от квантового параметра χ_e , который прямо пропорционален вертикальной составляющей силы Лоренца. Когда высокоэнергетические электроны распространяются в том же направлении, что и лазер, вертикальная составляющая электрического поля E_{\perp} почти компенсируется $v_e \times B$, что делает χ_e близким к 0. В этом случае эффективность обратного комптоновского рассеяния также стремится к нулю. И напротив, если релятивистские электроны распространяются под углом к лазерному импульсу, то эффективность обратного комптоновского рассеяния сильно повышается, что приводит к значительному количеству излученных фотонов. В ультрарелятивистском случае с $\gamma \gg 1$, величина χ_e достигает максимума, при встречном распространении электронов и лазерного импульса. В данном случае для χ_e можно написать аппроксимационную формулу: $\chi_e \approx 2\gamma(E/E_{cr})$. Поэтому в экспериментах с обратным комптоновским рассеянием предпочтительнее использовать два лазерных луча. Первым лазерным (управляющим) импульсом генерируется пучок релятивистских электронов, а второй распространяется с другой стороны навстречу электронному пучку (рассеивающий луч) [38,39].

Однако, существуют большие сложности как с реализацией эксперимента в конфигурации лобового столкновения двух лазерных импульсов, так и в обнаружении испускаемых фотонов в данной конфигурации. Поэтому обычно используют один лазерный импульс, который сначала ускоряет электроны, а затем отражается от дополнительной мишени (зеркала), и электроны взаимодействуют с отраженным излучением. [38,40]. Полученный при такой схеме эксперимента [40] рентгеновский источник обладает следующими параметрами: излучение имеет синхротронный спектр с критической энергией ≈ 100 кэВ, энергией отсечки ~ 500 кэВ, пиковая яркость 10^{21} фотон/с/мм²/мрад²/0,1%BW при 100 кэВ. Недавно в [38] предложили схему для яркого рентгеновского излучения с похожей конфигурацией.

Другая экспериментальная конфигурация для обратного комптоновского рассеяния это использование двух лазерных лучей, которые пересекаются под определенным углом. В такой конфигурации в работах [41] показан рентгеновский источник с пиковой спектральной яркостью $\sim 10^{29}$ фотонов/с/мм²/мрад²/0,1%BW с эффективностью преобразования энергии лазерного излучения в рентгеновские фотоны $\approx 2\%$ и пиковой энергией 10 МэВ.

Тормозное рентгеновское излучение возникает в результате прохождения ускоренного электронного сгустка через конвертор, в котором электроны теряют энергию из-за соударений с атомами конвертера и, соответственно, генерируют тормозное излучение с широким спектром. Преимущество данного метода перед бетатронным излучением, или обратным комптоновским рассеянием заключается в более простой экспериментальной

реализации, а также в легкости перенастройки источника на другие длины волн и длительность рентгеновского импульса – достаточно просто заменить конвертер на фольгу другой толщины, или другого атомного состава. Первое исследование возможности использования ускоренных лазером электронов для создания источника жесткого рентгеновского излучения было проведено в 2002 году на лазерной установке Вулкан [42]. В данной работе использовался лазерный импульс пикосекундной длительности с интенсивностью $\sim 5 \times 10^{19}$ Вт/см², который либо напрямую взаимодействовал с танталовой мишенью, либо сначала ускорял электроны в газовой струе. Было показано, что в случае с LWFA ускорением электронов источник более коллимирован (5°), чем в случае прямого воздействия лазерного излучения на мишень ($> 45^\circ$). С повышением лазерной интенсивности увеличивается энергия электронов, а также коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в рентгеновские фотоны. К настоящему моменту достигнуты следующие параметры рентгеновского источника с твердотельным конвертером: в работе [43] из численных расчетов показано, что лазерный импульс с интенсивностью 10^{22} Вт/см² излучает $\approx 0,2\%$ своей энергии в виде высокоэнергетических фотонов при взаимодействии с медной пластиной толщиной 3 мкм. Лазерное излучение поглощалось в предплазме с экспоненциальным профилем плотности. При увеличении интенсивности лазера на порядок коэффициент конверсии κ_γ увеличивается до 20%. В работе [24] численно исследовалось взаимодействие лазерного импульса с интенсивностью $\sim 3 \times 10^{22}$ Вт/см² с медной фольгой толщиной 10 мкм и варьируемым размером предплазмы. В расчетах было показано, что при оптимальном размере предплазмы коэффициент конверсии κ_γ достигает 32%.

2.3 Теоретические оценки

Лазерные импульсы с интенсивностью $\geq 10^{18}$ Вт/см² длительностью порядка 10–1000 фемтосекунд при распространении в разреженной плазме могут генерировать кильватерные волны, имеющие фазовую скорость u_p , равную групповой скорости лазерного импульса u_g , которая близка к скорости света c . Начиная с некоторого порогового значения амплитуды плазменной волны, часть электронов в волне приобретает скорость больше u_g и обгоняет лазерный импульс, волна опрокидывается. Рассмотрим модель холодной жидкости и квазистатического приближения, т.е., полагая, что лазерный импульс слабо меняется за время прохождения его через отдельные электроны плазмы. В данном случае физический механизм генерации волны обусловлен действием пондеромоторной силы лазерного импульса, которая выталкивает электроны из области, в которой он распространяется. В нелинейном режиме генерации кильватерной волны при $a > 1$, где $a = eE_L/(mc\omega)$, (E_L – амплитуда напряженности электрического поля, ω – лазерная частота) максимальная напряженность для прямоугольного импульса определяется как [44,45]:

$$E_{max}/E_0 = a^2(1+a^2)^{-1/2} \quad (2.1)$$

$E_0 = mc\omega_p/e$ – холодный предел опрокидывания [46], где ω_p плазменная частота $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$. Так как плазменная частота определяется плотностью электронов плазмы n_e , то для напряженности электрического поля плазмы E_0 можно получить упрощенное выражение: $E_0[\text{В/м}] \approx 96 n_e^{1/2}[\text{см}^{-3}]$ [47]. При вариациях электронной плотности 10^{19} - 10^{21} см^{-3} E_0 изменяется от 0.3 до 10 ТВ/м. В данной работе рассматривается интенсивность лазерного импульса 10^{22} Вт/см², длина волны $\lambda = 0.8$ мкм. Это соответствует значению безразмерной амплитуды $a \approx 68$, что соответствует ультрарелятивистскому случаю, максимально достижимая напряженность ускоряющего поля $E_{max} = 68 \cdot E_0$.

Дифракция лазерного импульса с гауссовым поперечным профилем $a \sim a_L \cdot \exp(-r^2/r_L^2)$, наблюдаемая в вакууме, происходит также и в плазме. Пятно лазерного импульса уширяется в соответствии с выражением

$$r = r_L \left(1 + \left(\frac{x}{Z_R} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

где r_L — радиус пятна фокусировки, $Z_R = kr_L^2/2$ — рэлеевская длина, x — направление распространения лазерного импульса. Для эффективного кильватерного ускорения необходимо, чтобы лазерный импульс распространялся без расплывания как можно дольше, в идеале до своего полного поглощения средой. Существуют различные эффекты, которые позволяют бездифракционно распространяться лазерному импульсу в плазме на многие длины Рэлея.

Компенсация дифракции при распространении лазерного импульса может возникнуть благодаря релятивистской самофокусировке, с помощью изменение плотности при распространении в плазменном канале [48], самоканалированию [49], генерации плазменной волны [50] и самомодуляции длинных лазерных импульсов [51,52]. Чаще всего в аналитических оценках для компенсации дифракции используют релятивистскую самофокусировку. Следующим соотношением для нее можно записать порог по мощности лазерного импульса: $P_c \approx 17(\omega/\omega_p)^2$ [ГВт], где мощность лазерного импульса определяется как $P \approx 8(ar_L/\lambda)^2$. Отсюда можно получить выражение для минимального размера лазерного пятна для заданной лазерной интенсивности и плотности плазмы: $r_L \geq 1.26 \cdot 10^3 \cdot (n_e [\text{см}^{-3}] a^2)^{1/2}$ [см].

В работах [53–55] выведено соотношение, которое связывает радиус лазерного импульса с электронной плотностью плазмы. Данное соотношение получено на основе анализа численных расчетов, показано, что согласование лазерно-плазменных параметров с

нелинейно-оптической точки зрения отвечает самозахватной моде в плазме с релятивистской нелинейностью. Указанное лазерно-плазменное согласование можно записать в виде:

$$R \approx 0.4\lambda \left(\frac{n_c}{n_e}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{P}{P_c}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.3)$$

В данной работе мы рассматриваем лазерную интенсивность 1022 Вт/см² и диапазон электронных плотностей $3 \times 10^{19} - 10^{22}$ см⁻³. Рассчитанный по формуле оптимальный радиус R лазерного импульса в плазме приведен в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – зависимость оптимального радиуса лазерного импульса от электронной плотности

плотность [см ⁻³]	R [мкм]
3.00E+19	15
1.00E+20	8
3.00E+20	5
1.00E+21	2,5
3.00E+21	1,5
1.00E+22	1

Для коротких импульсов $L \sim \lambda_p$ при их распространении в плазме в основном удастся избежать различных возможных неустойчивостей. Длительные импульсы с длиной $L > \lambda_p$ подвержены различным неустойчивостям таким, как вынужденное рамановское рассеяние [52,56], лазерная шланговая неустойчивость [57], самомодуляция. Важным типом неустойчивости для ускорения электронов является самомодуляционная неустойчивость. Механизм самомодуляции в зависимости от параметров плазмы может вызываться или самофокусировкой, или вынужденным рамановским рассеянием вперед [58]. В работах [51,52,57–59] было показано, что при длине лазерного импульса $L > \lambda_p$ и интенсивности лазерного импульса, достаточной для релятивистской самофокусировки, возникает самомодуляция импульса в присутствии кильватерной волны, генерируемой внутри лазерного импульса. В результате лазерный импульс разделяется на более короткие импульсы с длиной $L \sim \lambda_p$. В областях повышенной электронной плотности лазерный импульс рассеи-

вается, а в областях пониженной — дополнительно фокусируется. Данный эффект носит название лазерное кильватерное ускорение в режиме самомодуляции (Self-Modulated Laser Wake Field Acceleration, SMLWFA). При увеличении амплитуды лазерного импульса происходит генерации кильватерной волны большей амплитуды, что порождает большие вариации плотности. Также стоит отметить, что в силу вынужденного характера генерации кильватерной волны, ее амплитуда может значительно превосходить значение (2.3) [51]. Поскольку $\lambda_p \propto n_0^{-1/2}$ и $P_c \propto n_0^{-1}$, то такой режим распространения может реализовываться и при более высоких плотностях, чем LWFA. У режима самомодуляции есть несколько преимуществ: длительность не нужно согласовывать так, чтобы $L \sim \lambda_p$, как в LWFA, при большей плотности способна генерироваться кильватерная волна с большей амплитудой, поскольку $E_{max} \propto n_0^{1/2}$. Также, в данном случае лазерный импульс может распространяться на несколько рэлеевских длин без необходимости дополнительного создания канала плотности, как в случае LWFA. Среди недостатков режима SMLWFA нужно отметить, что вся структура, состоящая из отдельных импульсов в итоге дифрагирует. Во-вторых, групповая скорость лазерного импульса меньше для большей плотности плазмы, поэтому электроны при ускорении быстрее дефазировываются относительно кильватерной волны и тем самым набирают меньшие энергии. Во-вторых, из-за захвата электронов в разных периодах волны и коротких длинах дефазировки на выходе получается широкий энергетический спектр электронов.

За исключением различных видов неустойчивостей фундаментальными причинами, которые влияют на процесс ускорения электронов, являются истощение лазерного импульса при генерации кильватерной волны, длина дефазировки и амплитуда ускоряющего поля. В линейном режиме ($a < 1$) длина, на которой лазерный импульс истощается, больше длины дефазировки и процесс ускорения определяется длиной дефазировки, в нелинейном режиме эти длины могут сравниваться. В работе [51] приведено следующее выражение для длины дефазировки:

$$L_{ph} \cong \gamma_p^3 \lambda \quad (2.4)$$

$\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский гамма-фактор, определяемый фазовой скоростью волны. Поскольку фазовая скорость плазменной волны равна групповой скорости лазерного импульса, то $\gamma_p \cong \omega/\omega_p$. Поскольку мы рассматриваем релятивистский случай, то здесь необходимо также учесть изменения массы электронов, при их осцилляции в поле лазерной волны, тогда $\omega_p \sim \gamma^{-1/2}$, а фактор Лоренца γ , в свою очередь можно выразить через безразмерную лазерную амплитуду a : $\gamma = 1 + a/2$.

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). Для коротких импульсов и релятивистских амплитуд ($a \gg 1$) режим пузыря изучался в работах [60–62]. Было показано, что оптимальное ускорение возникает при радиусе пучка $k_p r_L \approx a^{1/2}$ и длины лазерного импульса $L < r_L$, а мощность импульса при этом должна превышать порог:

$$P > P_{bubble} = 30(\tau [\text{фс}]/\lambda [\text{мкм}])^2 [\text{ГВт}]. \quad (2.5)$$

В режиме пузыря ускорение происходит на длине, оцениваемой с помощью выражения [52]:

$$L_{acc} \approx 0.7(c\tau/\lambda)X_R, \quad (2.6)$$

где X_R это релеевская длина, а энергия, достигаемая квазимоноэнергетическим пучком электронов, при этом оценивается по формуле [62]:

$$E_{mono} \approx 0.65mc^2(c\tau/\lambda)(P/P_{rel})^{1/2} \quad (2.7)$$

где $P_{rel} = m^2c^5/e^2 \approx 8.5$ ГВт.

Для лазерной интенсивности 10^{22} Вт/см², длины волны 0.8 мкм и длительности 45 фс. минимальный радиус пятна при котором превышен порог для режима кавитации составляет ≈ 6 нм. Реальные размеры лазерного пятна значительно больше, это позволяет сказать, что для данной лазерной интенсивности кильватерное ускорение всегда будет происходить в режиме плазменной полости. Длительности импульса в 45 фс соответствует длина в 13,5 мкм. Тогда если взять радиус лазерного пятна $r_L = 3$ микрон, то длина ускорения $L_{acc} \approx 417$ мкм. Данные параметры лазерного импульса соответствуют мощности в 1.4 ПВт, и максимальная энергия монохроматического пучка $E_{mono} \approx 2.3$ ГэВ.

2.4 Численные расчеты ускорения электронов

На текущем этапе с помощью численных расчетов был проведен подбор оптимальных параметров (плотность плазмы, положение мишени-конвертера) для увеличения выхода рентгеновского излучения с энергией > 100 кэВ при использовании фемтосекундных лазерных импульсов с лазерной интенсивностью $I_L = 10^{22}$ Вт/см² (безразмерная лазерная амплитуда $a_0 \approx 24$), длительность $\tau_L = 45$ фс, длина волны $\lambda = 0.8$ мкм).

Для расчетов использовался код EPOCH, моделирующий взаимодействие лазерного импульса с плазмой методом “частиц в ячейке” (PIC – particle in cell) [63]. Важной особенностью данного кода является возможность учета тормозного и синхротронного излучения напрямую в расчете. Тормозное излучение моделируется с использованием метода Монте-Карло по сечениям упругого и неупругого рассеяния [64]. Квантовые эффекты, рождение электрон-позитронных пар и синхротронное излучение в коде EPOCH моделируется методами квантовой электродинамики также с использованием метода Монте-Карло [65] и [66].

Область моделирования была задана следующими размерами: по оси распространения лазерного импульса (X) 60 микрон, по остальным двум осям (Y и Z) 12 микрон. Размер каждой ячейки $25 \times 100 \times 100$ нанометров по осям X×Y×Z соответственно. Лазерный импульс имел распределение по координатам Y и Z в виде супергаусса третьего порядка, радиус лазерного пятна в поперечном сечении при входе в плазму 2 микрона, рэлеевская длина 35 микрон, временное распределение импульса: супергаус второго порядка, ширина на полувысоте 45 фс.

Лазерный импульс распространялся 3 микрона в вакууме, затем попадал в область с экспоненциально повышающейся плотностью толщиной 2 микрона и начальной концентрацией частиц в 0.01 от основной плазмы. Область с предплазмой нужна для плавного входа лазерного импульса в основную плазму, чтобы избежать различных нефизических краевых эффектов на границе вакуум-плазма. Электронная концентрация основной плазмы варьировалась от 10^{19} до 3×10^{22} см⁻³, в качестве ионов использовался полностью ионизованный аргон. В начальный момент времени в каждой ячейке плазмы находилось 4 крупных частицы ионов аргона, и 16 крупных частиц-электронов. На 200й фемтосекунде модельного времени лазерный импульс подходил к правой границе области моделирования, и запускался метод движущегося окна: область моделирования смещалась вправо со скоростью света. На рисунке 2.2 приведены электронные спектры для рассматриваемого диапазона плотностей. Видно, что на низких электронных плотностях есть резонанс по максимальной энергии электронов. Для лучшего понимания, на рисунке 2.3 приведена зависимость максимальной энергии от электронной плотности.

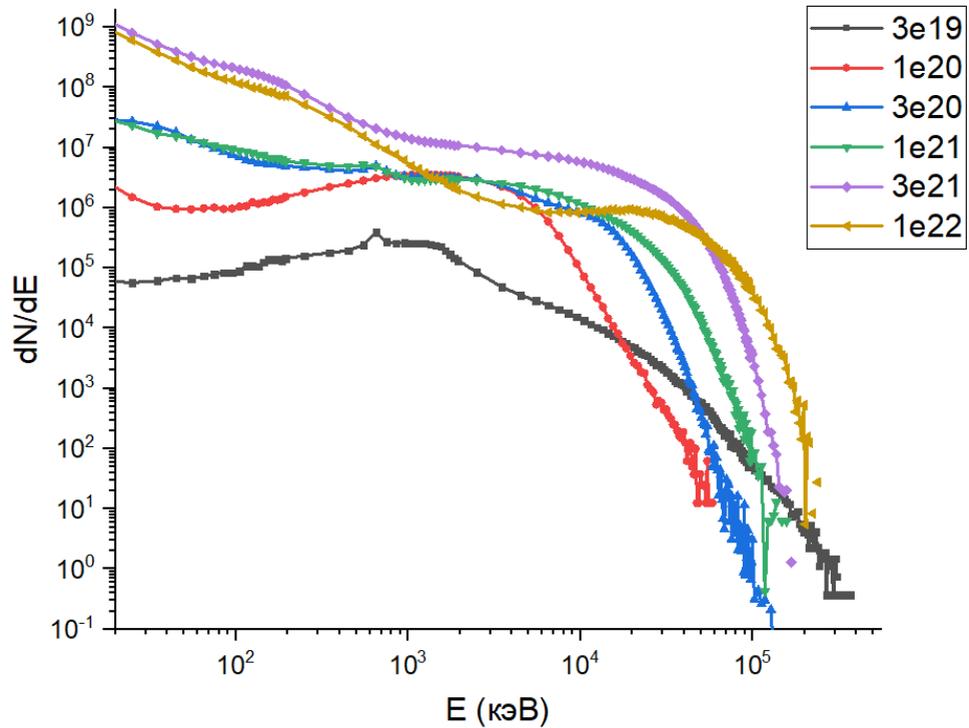


Рисунок 2.2 – Электронные спектры

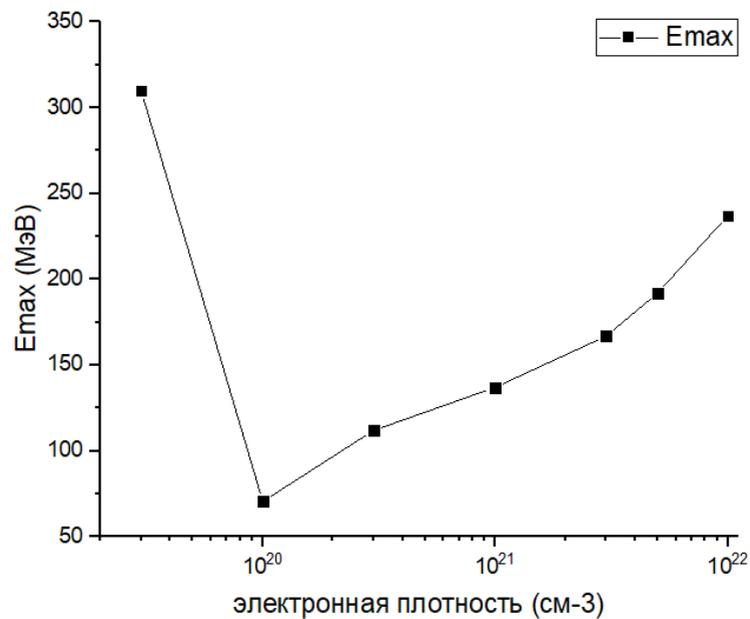


Рисунок 2.3 – Максимальная энергия электронов из расчетов

Из рисунка 2.3 видно, что максимальная энергия набирается электронами при электронной плотности $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, далее следует резкий провал, и затем, с повышением плотности максимальная энергия снова растет. Это в первую очередь связано с тем, что лазерный импульс начинает быстро поглощаться с увеличением электронной плотности. оценка оптимальной длины ускорения $L_{acc} \approx 417 \text{ мкм}$. Для электронной плотности $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, длина, на которой электроны разгоняются до максимальной энергии составляет ≈ 180

микрон (это соответствует ≈ 650 фс распространения в плазме). Для электронной плотности 10^{20} см⁻³ за это время лазерный импульс уже успел существенно ослабнуть. Начиная с электронной плотности $\approx 3 \times 10^{19}$ см⁻³ поведение лазерного импульса в плазме сильно меняется. Происходит активная самофокусировка и очень сильное поглощение. На рисунке 2.4 для различных электронных концентраций приведена длина, пройдя которую в плазме, лазерный импульс полностью поглощается. Для плотностей $\leq 10^{20}$ см⁻³ лазерный импульс проходит в плазме, хоть и ослабляясь до конца моделирования (~ 300 мкм). Для концентрации электронов 3×10^{20} лазерный импульс полностью поглощается в плазме пройдя всего 90 микрон, и эта дистанция быстро сокращается. Если для меньших плотностей электроны набирают энергию > 10 МэВ при прохождении лазерного импульса за 180 микрон, то для электронных плотностей $\geq 3 \times 10^{20}$ см⁻³ процесс набора энергии электронами происходит на первых 30-40 микронах прохождения лазерного импульса сквозь плазму.

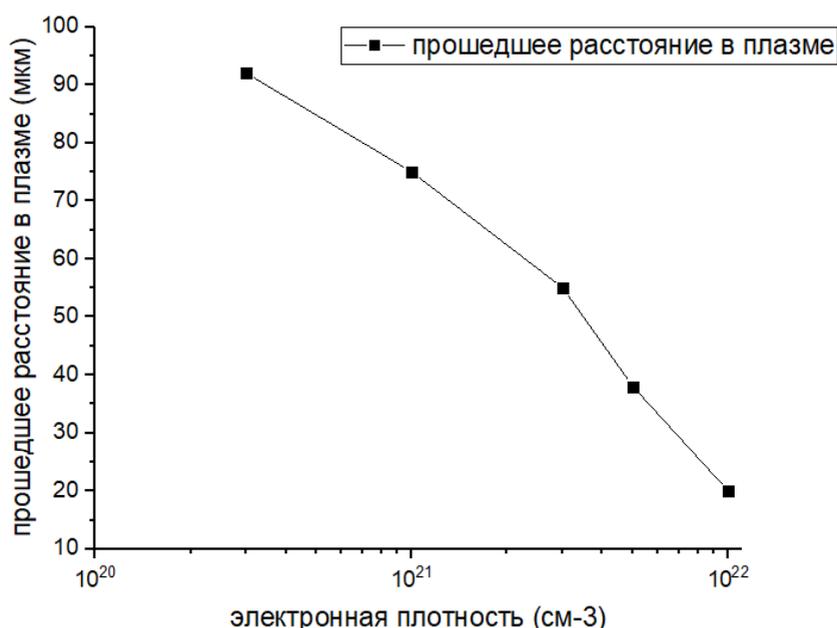


Рисунок 2.4 –Длина поглощения лазерного импульса

На рисунке 2.5 приведено полное число ускоренных электронов, распространяющихся в телесный угол 10^0 , в зависимости от электронной плотности плазмы. Данные приведены для двух энергетических диапазонов: $1 \leq E \leq 50$ МэВ и > 50 МэВ. Угол отклонения θ от оси распространения лазерного импульса считался следующим образом для каждой крупной-частицы электрона: $\theta = \arctan([p_y^2 + p_z^2]^{1/2}/p_x)$, где p_x , p_y , p_z – соответственно x, y и z компоненты импульса электрона.

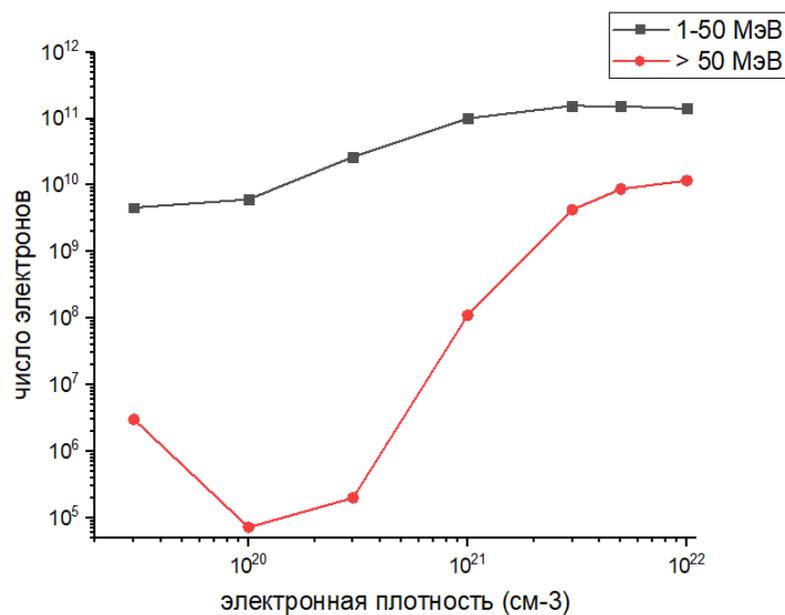


Рисунок 2.5 – Число электронов, летящих в телесный угол 10^0

На рисунке 2.6 приведено угловое распределение электронов в момент максимума энергии электронного пучка, рассмотрены 3 энергетических диапазона: 0.1 – 1 МэВ, 1 -50 МэВ и > 50 МэВ. Число электронов, соответствующих самому высокоэнергетичному диапазону > 50 МэВ примерно на порядок меньше, по сравнению с двумя другими рассматриваемыми энергетическими диапазонами. Поэтому для большей наглядности а рисунке 2. 7 отдельно приведено угловое распределение для электронов с энергиями > 50 МэВ.

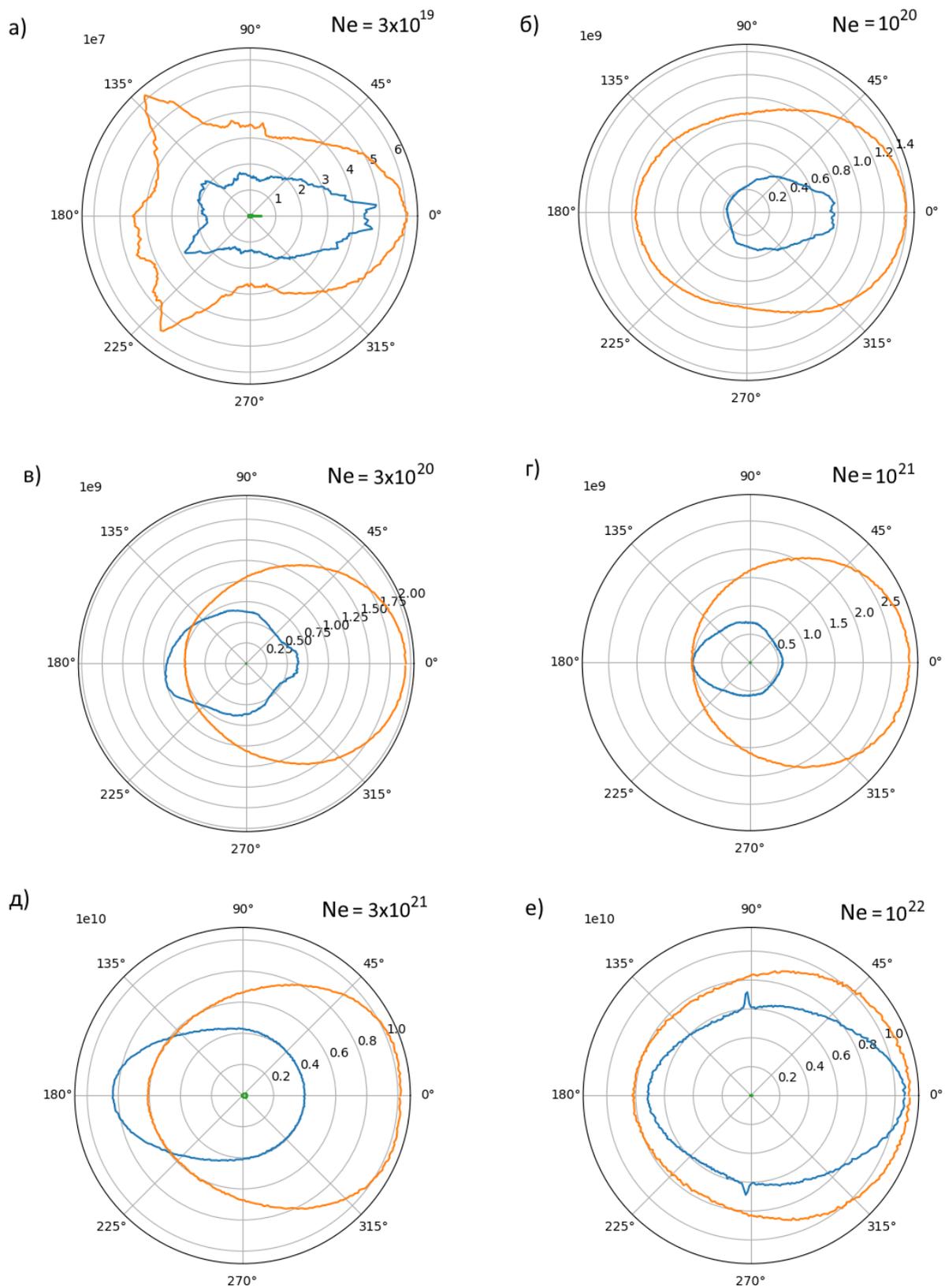


Рисунок 2.6 – Угловое распределение электронов

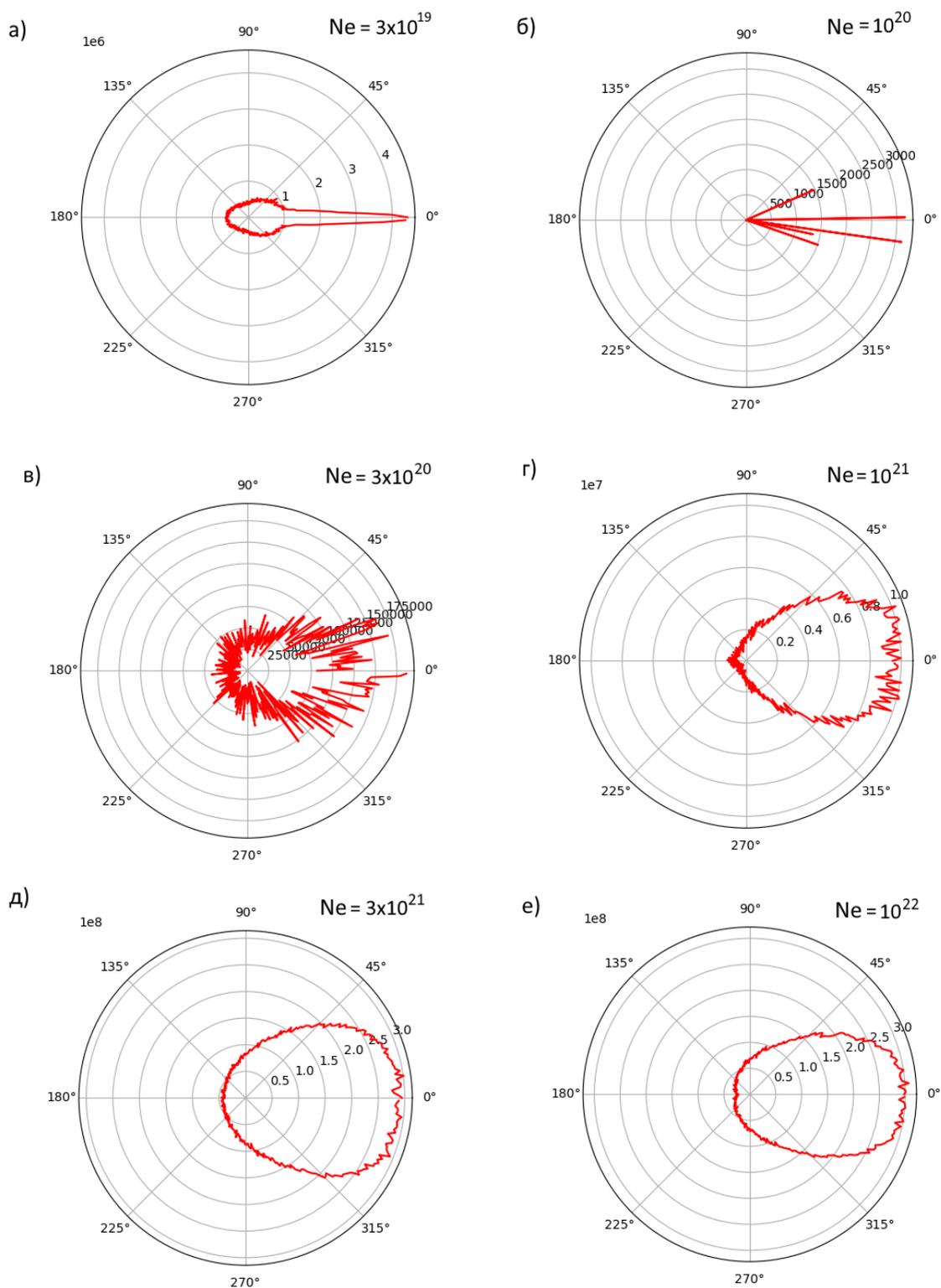


Рисунок 2.7 – Угловое распределение электронов с энергией >50 МэВ

Для лучшего понимания рисунков 2.6 и 2.7 в таблице 2.2 приведен полный заряд в электронном пучке в те же энергетические диапазоны: 0.1 – 1 МэВ, 1 -50 МэВ и > 50 МэВ. Для практических приложений полезен коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию горячих электронов. Коэффициент конверсии приведен в таблице 2.3

Таблица 2.2 – полный заряд в пучке

плотность [см ⁻³]	Число электронов в телесном угле 10 ⁰ [МэВ]			Число электронов в телесном угле 30 ⁰ [МэВ]		
	0.1-1	1-50	> 50	0.1-1	1-50	> 50
3.00E+19	4.3E+9	4.6E+9	3.0E+6	8.4E+9	8.4E+09	5.4E+6
1.00E+20	3.0E+9	6.1E+9	7.2E+4	6.2E+10	1.1E+10	8.6E+4
3.00E+20	7.5E+10	2.6E+10	2.0E+5	1.4E+10	5.2E+10	4.3E+5
1.00E+21	1.4E+10	1.0E+11	1.1E+8	2.8E+10	2.0E+11	2.4E+8
3.00E+21	4.0E+10	1.6E+11	4.3E+9	7.8E+10	3.2 E+11	8.6E+10
5.00E+21	5.4E+10	1.5E+11	8.8E+9	1.1E+11	3.1E+11	1.7E+10
1.00E+22	1.1E+11	1.42 E+11	1.2E+10	2.1E+11	2.9E+11	2.18E+10

Таблица 2.3 – коэффициент конверсии в электроны с различными энергиями

плотность [см ⁻³]	κ_e 10 ⁰ [МэВ]			κ_e 30 ⁰ [МэВ]		
	0.1-1	1-50	> 50	0.1-1	1-50	> 50
3.00E+19	5.6E-05	0.00041	5.9E-06	0.0001	0.0008	1.0E-05
1.00E+20	3.6E-05	0.00056	9.7E-08	7.1E-05	0.0009	1.2E-07
3.00E+20	7.4E-05	0.00377	2.5E-07	0.00014	0.0072	5.7E-07
1.00E+21	0.00013	0.02353	0.00014	0.00026	0.0481	0.00031
3.00E+21	0.00031	0.04955	0.0057	0.00061	0.1025	0.012
5.00E+21	0.00046	0.05248	0.013	0.0009	0.1064	0.025
1.00E+22	0.00092	0.04785	0.018	0.00185	0.0959	0.034

2.5 Численные расчеты генерации рентгеновского излучения

Если на пути горячих электронов. разместить твердотельную мишень (конвертер). 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 .

Из расчетов. описанных в предыдущем параграфе была выбрана электронная плотность $3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. как наиболее оптимальная. Для моделирования рентгеновского излучения в плазму был помещен твердотельный конвертер – фольга толщиной 10 микрон. Было проведено две серии расчетов: в первой серии конвертер всегда находился на глубине 50 микрон в плазме. менялся его материал (молибден. серебро. вольфрам). Расстояние в 50 микрон выбрано из учета. что на данном расстоянии для рассматриваемой электронной плотности лазерный импульс полностью поглощается. Во второй серии расчетов рассматривалось различие в положении конвертера в плазме – 50 и 100 микрон. конвертер состоял из вольфрамовой фольги толщиной 10 мкм. На рисунке 2.8 приведены рентгеновские спектры. полученные для конвертера из различных химических элементов. Из данного рисунка видно, что спектры качественно очень похожи друг на друга. Энергия отсечки также примерно совпадает и составляет $\sim 80 \text{ МэВ}$. Количественные отличия вероятнее всего вызваны тем. что сечение генерации тормозных гамма квантов пропорционально Z^2 . где Z – атомный номер материала. из которого состоит конвертер. Самый низкоинтенсивный спектр получился от самого легкого материала – молибдена. и наоборот. самый интенсивный соответствует самому тяжелому рассмотренному элементу – вольфраму.

Рассмотрим теперь различные положения твердотельного конвертера в плазме. На рисунке 2.9 приведена временная зависимость выхода рентгеновских фотонов в двух энергетических диапазонах: $1 < E < 50 \text{ МэВ}$ рисунок 2.8 (а) и $> 50 \text{ МэВ}$ рисунок 2.8(б). черные точки соответствуют положению конвертера на расстоянии 50 микрон в плазме. красные 100 микронам.

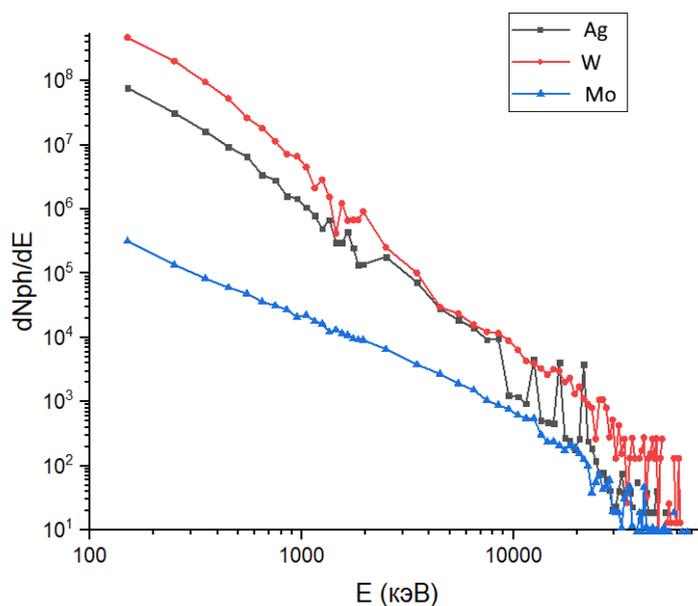


Рисунок 2.8 – Спектр тормозного излучения

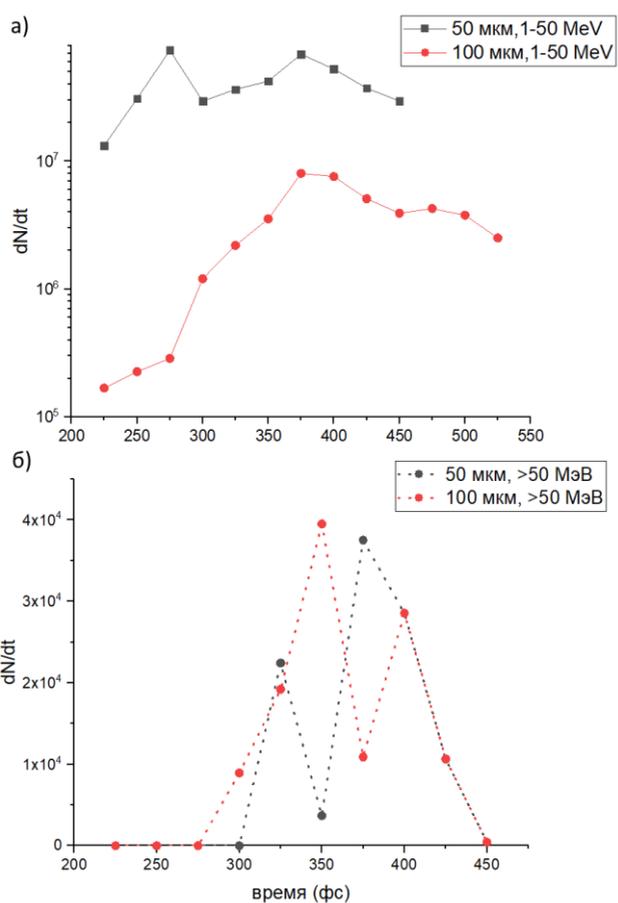


Рисунок 2.9 – Временная зависимость высвета рентгеновских фотонов

Для практических приложений полезен коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию тормозного излучения в различные энергетические диапазоны. Данный коэффициент конверсии приведен в таблице 2.4

Таблица 2.4 – коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновское

телесный угол	коэффициент конверсии	положение конвертера [мкм]	
		50	100
10 ⁰	0.1-1 МэВ	4.41256E-06	3.79315E-07
	1-50 МэВ	1.51885E-06	3.45358E-06
	>50 МэВ	3.193E-09	1.11642E-07
30 ⁰	0.1-1 МэВ	8.49622E-06	1.22373E-07
	1-50 МэВ	2.32461E-06	3.96661E-07
	>50 МэВ	0	0
180 ⁰	0.1-1 МэВ	5.79239E-05	6.07631E-08
	1-50 МэВ	1.05271E-05	1.44044E-07
	>50 МэВ	7.50894E-08	0
	суммарный:	8.52815E-05	4.66838E-06

2.6 Выводы

С помощью трехмерного численного моделирования методом частица-в-ячейке были проведены численные расчеты прохождения лазерного импульса с ультрарелятивистской интенсивностью 10^{22} Вт/см² сквозь плазму в широком диапазоне электронных плотностей: от 3×10^{19} до 10^{22} см⁻³. В численных расчетах показано, что рассматриваемая лазерная интенсивность существенно понижает критическую плотность плазмы, Это позволяет использовать для кильватерного ускорения более плотную плазму, что, в свою очередь позволяет повысить полный заряд в ускоренном электронном пучке. Из численных расчетов была определена плотность плазмы, оптимальная для максимального электронного заряда в области энергий 1 МэВ. это $3 \times 10^{21} - 10^{22}$ см⁻³. Электронная концентрация для максимальной энергии электронного пучка – 3×10^{19} см⁻³.

При плотности, соответствующей максимальному электронному заряду в области энергий > 1 МэВ было проведено численное моделирование взаимодействия полученного электронного пучка, с различными по атомному составу твердотельными конверторами. Показано, что из трех рассматриваемых элементов (Ag, Mo и W), наибольшее число рент-

геновских фотонов генерирует вольфрамовый конвертер. В расчетах также показано, что для оптимизации рентгеновского выхода, конвертер должен быть помещен в плазму в область около точки поглощения лазерного импульса. Был численно рассчитан коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в фотоны для конверсии в 3 энергетических диапазона (0.1 – 1 МэВ, 1- 50 МэВ и > 50 МэВ) для 3 телесных углов: 10^0 , 30^0 и 180^0 . Суммарный коэффициент конверсии в фотоны с энергией > 100 кэВ, летящие в переднюю полусферу $\approx 10^{-4}$. Длительность рентгеновского импульса ≈ 150 фс. Отметим, что в качестве конвертора была использована фольга толщиной 10 микрон. конверсию в рентгеновские фотоны можно поднять как минимум в несколько раз, используя более толстую фольгу в качестве конвертора, но это пропорционально увеличит длительность рентгеновского импульса.

Полученные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют требованиям п.4.1.2. Плана-графика.

3 Разработка и модернизация программ для численного моделирования процесса эмиссии ультракоротких сгустков с высокой плотностью заряда в фотопушках (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

3.1 Постановка задачи

В ходе предварительных работ по данному проекту, проведено тонкая настройка блока инъекции кода СУМА [67], позволившая за счет учета образующегося на полупроводниковой пленке катода динамически меняющегося положительного заряда, существенно сблизить результаты численного и реального экспериментов [68-71]. Однако, в силу недостаточной информации о протекающих внутри полупроводникового катода процессов, модель требовала одной калибровочной точки с экспериментальной кривой.

В ходе работ данного этапа работ была построена математическая модель дрейфа-диффузии носителей заряда в полупроводниковой пленке катода, позволившая существенно улучшить понимание процессов, происходящих в полупроводнике, находящимся в сильном электромагнитном поле под действием лазерного излучения [72-77].

3.2 Модель фотоэмиссии

Для анализа процессов происходящих в тонкой полупроводниковой пленке, помещенной в сильное электромагнитное поле, под действием короткого лазерного импульса запишем уравнение дрейфа и диффузии носителей заряда.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(D\nabla n) - \nabla(\mathbf{v}n) + S, \quad (3.1)$$

где D -коэффициент диффузии, n – концентрация носителей, \mathbf{v} – направленная скорость движения частиц, а S – слагаемое, связанное с источниками вещества, концентрация $n(\mathbf{r}, t)$ которых является искомой функцией.

Для заряженных частиц дрейфовая скорость $\mathbf{v} \propto \mathbf{E}$, а в слагаемое S входят частоты генерации и рекомбинации. В случае электронов это частота генерации электронов проводимости S_G , обусловленная переходами последних с валентной зоны за счёт фотоэффекта, и частота рекомбинации электронов с дырками S_R .

Считая коэффициент диффузии постоянным и подставляя $\mathbf{v} = -\mu\mathbf{E}$ получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n + \nabla(\mu n\mathbf{E}) + S_G + S_R \quad (3.2)$$

В рассматриваемом одномерном случае уравнение можно преобразовать к виду:

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu E \frac{\partial n}{\partial z} + n \frac{\partial E}{\partial z} \left(\mu + \frac{\partial \mu}{\partial E} E \right) + S_G + S_R - \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (3.3)$$

3.3 Математическая модель

Будем исследовать динамику избыточных, неравновесных, образовавшихся вследствие фотоэлектронного эффекта (*фотоэффекта*) электронов и дырок концентраций $n(\mathbf{r}, t)$ и $p(\mathbf{r}, t)$, соответственно. Имея в виду аксиальную симметрии задачи (а) и существование выделенного направления (б): $f(r, z, \varphi, t) \xrightarrow{a} f(r, z, t) \xrightarrow{b} f(z, t)$, запишем систему следующего вида:

$$\begin{cases} D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v_n \frac{\partial n}{\partial z} + n \frac{\partial v_n}{\partial z} - \frac{n}{\tau_n} - \frac{\partial n}{\partial t} = -G(z, t) \\ D_p \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + v_p \frac{\partial p}{\partial z} + p \frac{\partial v_p}{\partial z} - \frac{p}{\tau_p} - \frac{\partial p}{\partial t} = -G(z, t) \end{cases}, \quad (3.4)$$

В системе (3.4) D_n и D_p , $v_n(E)$ и $v_p(E)$, τ_n и τ_p – коэффициенты диффузии, зависящие от напряженности электрического поля E дрейфовые скорости и характерные времена релаксации для электронов и дырок (индексы «n» и «p», соответственно). Кроме неявно указанных механизмов *диффузии*, *дрейфа* и *рекомбинации*¹, учитывается *генерация*. Связанное с ней слагаемое представимо в виде

$$G(z, t) = \alpha Q e^{\alpha(\ell-z)} T \left(t + \frac{z - \ell}{c} \right), \quad (3.5)$$

где α – коэффициент поглощения материала фотокатода, Q – поток входящих фотонов лазерного импульса, ℓ – толщина полупроводникового слоя фотокатода, а T – временной профиль лазерного импульса. Учитывается также неодновременность «появления»

¹ Рекомбинация учтена в самом простейшем случае, реально $\tau_n = \tau_n(n, p)$ и $\tau_p = \tau_p(n, p)$

лазерного импульса в различных координатах полупроводника (скорость лазерного импульса в среде c конечна). Генерация в определенном смысле является наиболее существенным механизмом в конструируемой модели: в ее отсутствие не возникает сколь-нибудь заметного возмущения полупроводниковой среды (напряженности внешнего высокочастотного (ВЧ) поля недостаточны для автоэлектронной эмиссии), и ток эмиссии отсутствует.

Мы можем дополнительно упростить систему (3.4), расписав производную дрейфовой скорости по координате:

$$\begin{cases} D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v_n \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{\partial v_n}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial z} n - \frac{n}{\tau_n} - \frac{\partial n}{\partial t} = -G(z, t) \\ D_p \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + v_p \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial v_p}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial z} p - \frac{p}{\tau_p} - \frac{\partial p}{\partial t} = -G(z, t) \end{cases} \quad (3.6)$$

Этот шаг продуктивен, поскольку зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля зачастую представлены экспериментально.

Электрическое поле в модели состоит из внешнего E_{ext} и внутреннего E_{int} :

$$E(z, t) = E_{ext}(t) + E_{int}(z, t). \quad (3.7)$$

В (3.7) $E_{ext}(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$ – поле ВЧ резонатора (E_0 – амплитуда, ω – частота, а φ_0 – начальная фаза), а $E_{int}(z, t)$ – электрическое поле, возникающее в фотокатоде вследствие распределения носителей заряда:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{int}(z, t) = \frac{|e|}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n), \quad (3.8)$$

где, кроме уже введенных обозначений, используются диэлектрическая проницаемость вакуума ϵ_0 , заряд электрона e и относительная диэлектрическая проницаемость материала фотокатода ϵ .

Очевидным является то обстоятельство, что электрическое поле – то, что связывает уравнения в системе (3.6), а стало быть, и задачи дрейфа-диффузии для электронов и дырок. Модель, таким образом, является самосогласованной, аналитическое решение без существенных упрощений невозможно, что и объясняет использование численного подхода.

3.4 Численная модель

Конечно-разностная схема

Заменим все непрерывные, сколько нужно раз дифференцируемые функции двух переменных на их заданные в узлах двумерной сетки дискретные значения. Двумерная сетка построена таким образом, что узел (i, j) соответствует продольной координате $z_i = i\Delta z$, где Δz – пространственный шаг, и времени: $t_j = j\Delta t$, где Δt – временной шаг. Индексы i и j «пробегают» от минимальных до максимальных значений. Начальный момент времени, как правило, соответствует нулю, а конечный – времени наблюдения. Начальная координата соответствует контакту подложка-полупроводник, а конечная – контакту полупроводник-вакуум (левая и правая границы полупроводниковой среды, соответственно).

Распишем частные производные в форме аппроксимирующих их на двумерной дискретной сетке конечных разностей. Уравнения системы (3.6) могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = F\left(n, z, t, \frac{\partial n}{\partial z}, \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}\right). \quad (3.9)$$

Для (3.9) существует несколько возможных конечно-разностных аппроксимирующих схем, включая прямой метод Эйлера (forward Euler method)

$$\frac{n_i^{j+1} - n_i^j}{\Delta t} = F_i^j \left(n, z, t, \frac{\partial n}{\partial z}, \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right), \quad (3.10)$$

обратный метод Эйлера (backward Euler method)

$$\frac{n_i^{j+1} - n_i^j}{\Delta t} = F_i^{j+1} \left(n, z, t, \frac{\partial n}{\partial z}, \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) \quad (3.11)$$

и некоторые другие. Особенностью приведенных схем (равенства (3.10) и (3.11)) является их низкая точность, порядок погрешности аппроксимации $\mathcal{O}(\Delta t, \Delta z^2)$. Более высокий порядок погрешности аппроксимации – $\mathcal{O}(\Delta t^2, \Delta z^2)$ – дает шеститочечная схема Кранка-Николса (рисунок 3.1):

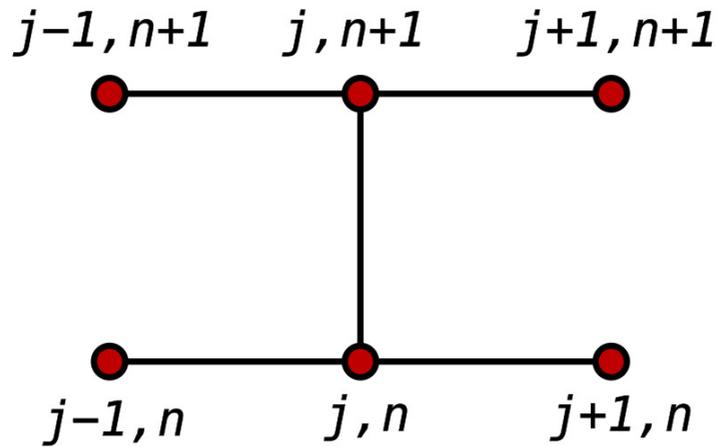


Рисунок 3.1 - Шеститочечный шаблон для схемы Кранка-Николса (обозначения отличны от данных в тексте, $(j, n) \leftrightarrow (i, j)$)

$$\frac{n_i^{j+1} - n_i^j}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left(F_i^{j+1} \left(n, z, t, \frac{\partial n}{\partial z}, \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) + F_i^j \left(n, z, t, \frac{\partial n}{\partial z}, \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) \right). \quad (3.12)$$

Применительно к уравнениям дрейфа-диффузии, данным в системе (3.4), с учетом (3.12) мы можем записать аппроксимацию следующего вида²:

$$\begin{aligned} & \frac{D}{2} \left(\frac{n_{i+1}^{j+1} - 2n_i^{j+1} + n_{i-1}^{j+1}}{\Delta z^2} + \frac{n_{i+1}^j - 2n_i^j + n_{i-1}^j}{\Delta z^2} \right) + \overline{v} \left(\frac{n_{i+1}^{j+1} - n_{i-1}^{j+1}}{2\Delta z} + \frac{n_{i+1}^j - n_{i-1}^j}{2\Delta z} \right) \\ & + \overline{\left[\frac{\partial v}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial z} \right]} (n_i^{j+1} + n_i^j) - \frac{1}{2\tau} (n_i^{j+1} + n_i^j) - \frac{n_i^{j+1} - n_i^j}{\Delta t} = -G_i^{j+0.5}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

Обратим внимание на выделенные в равенстве (3.13) слагаемые, которые пока не аппроксимированы конечными разностями. Строго говоря, наиболее корректным рассуждением является следующее: дрейфовая скорость определяется напряженностью электрического поля, а напряженность – разностью носителей заряда, согласно равенству (3.8), а потому

$$\frac{\partial E}{\partial z} \approx \frac{|e|}{2\varepsilon\varepsilon_0} (p_i^{j+1} + p_i^j - n_i^{j+1} - n_i^j), \quad (3.14)$$

и v и $\frac{\partial v}{\partial E}$ являются также функциями значений концентраций электронов и дырок на соседних временных слоях. Поскольку «внутреннее» поле в реальных ситуациях не столь велико, а потому есть веские основания полагать, что потеря точности, при некоторых упрощениях (3.14) будет относительно невелика.

Имея в виду желание применить в дальнейшем *тридиагональный алгоритм* (tridiagonal matrix algorithm), известный так же как *метод прогонки*, мы используем аппроксимацию

$$\frac{\partial E}{\partial z} \approx \frac{|e|}{2\varepsilon\varepsilon_0} (p_i^j - n_i^j). \quad (3.52)$$

² Для удобства пишем только для электронов, для дырок аналогично. Индексы для удобства опущены

Теперь при нахождении концентрации на следующем, $j+1$ -м, временном слое, предварительно требуется отыскать градиент электрического поля, затем – само электрическое поле, чтобы, зная закон $v(E)$ (аналитическое выражение, таблица экспериментальных данных), перейти к дрейфовой скорости и ее производной по электрическому полю. Вводя для краткости $f_i^j \approx v$ и $g_i^j \approx \frac{\partial v}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial z}$, перепишем (3.13):

$$\begin{aligned} & \frac{D}{2} \left(\frac{n_{i+1}^{j+1} - 2n_i^{j+1} + n_{i-1}^{j+1}}{\Delta z^2} + \frac{n_{i+1}^j - 2n_i^j + n_{i-1}^j}{\Delta z^2} \right) + f_i^j \left(\frac{n_{i+1}^{j+1} - n_{i-1}^{j+1}}{2\Delta z} + \frac{n_{i+1}^j - n_{i-1}^j}{2\Delta z} \right) \\ & + g_i^j (n_{i+1}^{j+1} + n_i^j) - \frac{1}{2\tau} (n_{i+1}^{j+1} + n_i^j) - \frac{n_{i+1}^{j+1} - n_i^j}{\Delta t} = -G_i^{j+0.5}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Группировка слагаемых при значениях концентрации в узлах дает

$$\begin{aligned} & n_{i+1}^{j+1} \left(\frac{D}{2\Delta z^2} + \frac{f_i^j}{2\Delta z} \right) + n_i^{j+1} \left(-2\frac{D}{2\Delta z^2} + g_i^j - \frac{1}{2\tau} - \frac{1}{\Delta t} \right) + n_{i-1}^{j+1} \left(\frac{D}{2\Delta z^2} - \frac{f_i^j}{2\Delta z} \right) \\ & + n_{i+1}^j \left(\frac{D}{2\Delta z^2} + \frac{f_i^j}{2\Delta z} \right) + n_i^j \left(-2\frac{D}{2\Delta z^2} + g_i^j - \frac{1}{2\tau} + \frac{1}{\Delta t} \right) + n_{i-1}^j \left(\frac{D}{2\Delta z^2} - \frac{f_i^j}{2\Delta z} \right) \\ & = -G_i^{j+0.5}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

Вводя дополнительно обозначения $a_i^j = \frac{D\Delta t}{2\Delta z^2} + \frac{f_i^j \Delta t}{2\Delta z}$, $b_i^j = -2\frac{D\Delta t}{2\Delta z^2} + g_i^j \Delta t - \frac{\Delta t}{2\tau} - 1$ и $c_i^j = \frac{D\Delta t}{2\Delta z^2} - \frac{f_i^j \Delta t}{2\Delta z}$, получим уравнение, связывающее значения концентрации на следующем временном слое со значениями на предыдущем:

$$a_i^j n_{i+1}^{j+1} + b_i^j n_i^{j+1} + c_i^j n_{i-1}^{j+1} = - \left(G_i^{j+\frac{1}{2}} \Delta t + a_i^j n_{i+1}^j + (b_i^j + 2)n_i^j + c_i^j n_{i-1}^j \right), \quad (3.18)$$

Такого рода матричные уравнения достаточно эффективно и удобно решать *методом прогонки* (алгоритм Томаса).

Нахождение распределения поля

Чтобы решать систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) (3.18) необходимо, как уже было отмечено, на каждом временном слое прежде отыскать распределение «внутреннего» поля ($E_{int,i}^j \rightarrow E_i^j \rightarrow g_i^j, f_i^j \rightarrow a_i^j, b_i^j, c_i^j$). С учетом (3.17), получим систему

$$\begin{pmatrix} -4 & 4 & 0 & & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & & 0 & 0 & 0 \\ & \vdots & & \ddots & & \vdots & \\ 0 & 0 & 0 & & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & & 0 & -4 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{int,1}^j \\ E_{int,2}^j \\ E_{int,3}^j \\ \vdots \\ E_{int,N-2}^j \\ E_{int,N-1}^j \\ E_{int,N}^j \end{pmatrix} = 2\Delta z \frac{|e|}{\varepsilon \varepsilon_0} \begin{pmatrix} -n_1^j - n_2^j + p_1^j + p_2^j \\ -n_2^j + p_2^j \\ -n_3^j + p_3^j \\ \vdots \\ -n_{N-2}^j + p_{N-2}^j \\ -n_{N-1}^j + p_{N-1}^j \\ n_{N-1}^j - p_{N-1}^j - n_N^j + p_N^j \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

которую решим методом прогонки.

Граничные условия

СЛАУ (3.19) все еще не доопределена, так как неизвестны ее коэффициенты при $i = 1, N$. Они находятся из рассмотрения граничных условий. Будем рассматривать граничные условия в общем виде:

$$\alpha n' + \beta n = \gamma. \quad (3.20)$$

Такое представление покрывает граничные условия первого, второго и третьего родов, чем пока разумно ограничиться.

Аппроксимация на границе **слева**:

$$\frac{\alpha}{2\Delta z} (-3n_1 + 4n_2 - n_3) + \beta n_1 = \gamma. \quad (3.21)$$

Хотим найти коэффициенты a_1, b_1, c_1, d_1 :

$$\begin{aligned} 0 + b_1 n_1 + c_1 n_2 &= d_1, \\ a_2 n_1 + b_2 n_2 + c_2 n_3 &= d_2. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Выражаем

$$n_3 = \frac{d_2}{c_2} - \frac{a_2}{c_2} n_1 - \frac{b_2}{c_2} n_2 \quad (3.23)$$

и подставляем в (3.12):

$$\alpha \left(-3n_1 + 4n_2 - \left(\frac{d_2}{c_2} - \frac{a_2}{c_2} n_1 - \frac{b_2}{c_2} n_2 \right) \right) + 2\beta \Delta z n_1 = 2\gamma \Delta z$$

$$0 + \left(\alpha \left(\frac{a_2}{c_2} - 3 \right) + 2\beta \Delta z \right) n_1 + \alpha \left(\frac{b_2}{c_2} + 4 \right) n_2 = 2\gamma \Delta z + \alpha \frac{d_2}{c_2} \rightarrow \begin{cases} a_1 = 0 \\ b_1 = \alpha \left(\frac{a_2}{c_2} - 3 \right) + 2\beta \Delta z \\ c_1 = \alpha \left(\frac{b_2}{c_2} + 4 \right) \\ d_1 = 2\gamma \Delta z + \alpha \frac{d_2}{c_2} \end{cases}$$

Аппроксимация на границе **справа**:

$$\frac{\alpha}{2\Delta z} (n_{N-2} - 4n_{N-1} + 3n_N) + \beta n_N = \gamma. \quad (3.24)$$

Хотим найти коэффициенты a_1, b_1, c_1, d_1 :

$$\begin{aligned} a_{N-1} n_{N-2} + b_{N-1} n_{N-1} + c_{N-1} n_N &= d_{N-1}, \\ a_N n_{N-1} + b_N n_N + 0 &= d_N. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Выражаем

$$n_{N-2} = \frac{d_{N-1}}{a_{N-1}} - \frac{b_{N-1}}{a_{N-1}} n_{N-1} - \frac{c_{N-1}}{a_{N-1}} n_N \quad (3.26)$$

и подставляем в (3.9):

$$\alpha \left(\left(\frac{d_{N-1}}{a_{N-1}} - \frac{b_{N-1}}{a_{N-1}} n_{N-1} - \frac{c_{N-1}}{a_{N-1}} n_N \right) - 4n_{N-1} + 3n_N \right) + 2\beta \Delta z n_N = 2\gamma \Delta z$$

$$\left(-\alpha \frac{b_{N-1}}{a_{N-1}} - 4\alpha\right)n_{N-1} + \left(\left(-\frac{c_{N-1}}{a_{N-1}} + 3\right) + 2\beta\Delta z\right)n_N + 0 = 2\gamma\Delta z - \alpha \frac{d_{N-1}}{a_{N-1}}$$

$$\rightarrow \begin{cases} a_N = -\alpha \left(\frac{b_{N-1}}{a_{N-1}} + 4\right) \\ b_N = \alpha \left(3 - \frac{c_{N-1}}{a_{N-1}}\right) + 2\beta\Delta z \\ c_N = 0 \\ d_N = 2\gamma\Delta z - \alpha \frac{d_{N-1}}{a_{N-1}} \end{cases}$$

3.5 Заключение

В ходе выполнения работ получены следующие основные результаты:

1. Построена математическая модель дрейфа-диффузии носителей заряда в полупроводниковой пленке катода, позволившая существенно улучшить понимание процессов, происходящих в полупроводнике, находящимся в сильном электромагнитном поле под действием лазерного излучения.

2. На основе данной модели разработан алгоритм и составлена программа на языке Фортран, с помощью которой удалось описать процесс появления динамически изменяющегося положительного заряда на полупроводниковой пленке катода. Учет этого заряда позволяет существенно сблизить расчетные и экспериментальные эмиссионные кривые.

Подготовлены следующие отчетные документы: Программная документация по ГОСТ 19.106-78 (представлена в виде подтверждающего документа к отчету).

Полученные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют требованиям п.4.1.3. Плана-графика.

4 Анализ зависимости выхода квазимонохроматического рентгеновского излучения от кластерных мишеней в различных спектральных диапазонах (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

4.1 Введение

Лазерная плазма как яркий точечный импульсный источник рентгеновского излучения в диапазоне энергий от 0,1 до 50 кэВ активно исследуется в последние десятилетия. Первые исследования эффективности генерации рентгеновского излучения проводились с использованием твердотельных мишеней. Затем исследовалось применение газовых струй, которые, с одной стороны, позволяют существенно снизить загрязнение вакуумной камеры испаренным материалом мишени и являются непрерывно обновляемыми, что позволяет использовать для создания плазмы лазеры с высокой частотой повторения импульсов (> 1 кГц), а, с другой, обладают гораздо меньшим поглощением лазерного излучения. Кластерные мишени сочетают в себе практические преимущества газовой струи (не загрязняют вакуумную камеру и являются непрерывно обновляемыми) с высоким поглощением, соответствующим твердотельной мишени.

Под воздействием сверхинтенсивного лазерного излучения кластеры быстро ионизируются и распадаются за счет кулоновского взрыва, что сокращает длительность рентгеновского свечения. В частности, оказалось, что при использовании фемтосекундного лазерного импульса, сфокусированного на кластерной струе, можно получить рентгеновское излучение субпикосекундной длительности. Данный результат свидетельствует также о преимуществе использования кластерных мишеней вместо твердотельных при создании сверхбыстрых источников рентгеновского излучения.

Очевидно, что свойства плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, в первую очередь должны зависеть от агрегатного состояния вещества мишени. При использовании, например, твердотельных или кластерных мишеней возможно получение сверхплотной горячей (с температурой в сотни электронвольт) плазмы. Вследствие высокой плотности плазмы в этом случае ее ионизационное состояние формируется в основном за счет электрон-ионных столкновений. Так, например, в работах [78-80] при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с плотностью потока $q_{las} = 10^{17}-10^{18}$ Вт/см² с кластерными мишенями удалось получить многозарядные ионы Ag XVII и Kг XXVII, образование которых только за счет туннельной ионизации было бы возможным лишь при значительно больших (на несколько порядков) интенсивностях лазерного импульса.

В противоположном случае газовых мишеней низкой плотности эффективность их нагрева лазерными импульсами будет существенно ниже, и температура образующейся сравнительно разреженной плазмы будет составлять лишь несколько десятков электронвольт (см., например, [81]). В этом случае ионизационное состояние плазмы будет определяться процессами многофотонной или туннельной ионизации.

Первые эксперименты с плотными мишенями показали, что существует еще один очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а именно, контраст лазерного импульса, т.е. отношение мощности лазерного излучения в максимуме фемтосекундного импульса к мощности предимпульса. В частности оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста $\sim 10^{10}$, когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе недостаточно для образования преплазмы, и поглощение энергии основного импульса происходит непосредственно в твердом теле.

Независимо от агрегатного состояния мишени и контраста лазера взаимодействие коротких интенсивных лазерных импульсов с веществом приводит к созданию плазмы, в которой распределение частиц (как электронов, так и ионов) по энергиям, вообще говоря, не является равновесным, и не может быть описано максвелловским распределением. Однако, в области не слишком высоких энергий максвелловская функция может служить весьма неплохим приближением к реальной ситуации, что позволяет вводить для описания плазмы понятия температуры электронов T_e и ионов T_i . Отклонения реальной функции распределения от равновесной в области высоких энергий (т.е. в области энергий, заметно превышающих значения T_e и T_i) принято связывать с генерацией в плазме высокоэнергетических частиц. Высокоэнергетические электроны при этом обычно называют «горячими», а ионы – «быстрыми».

Присутствие в короткоживущей плазме горячих электронов и быстрых ионов может существенно сказываться на ее радиационных свойствах. При этом роль горячих электронов должна проявляться, главным образом, в формировании интенсивностей излучаемых спектральных линий, поскольку при этом возникают дополнительные каналы возбуждения переходов со значительной разницей энергий начального и конечного состояний. В отличие от этого, присутствие быстрых ионов почти не сказывается на кинетике многозарядных ионов, поскольку сечения неупругих ион-ионных соударений сильно подавлены кулоновским отталкиванием сталкивающихся частиц и могут лишь в некоторых случаях (см., например, [82]) быть важными для переходов между близлежащими уровнями.

При наличии в плазме горячих электронов скорости столкновительных процессов $\langle v \rangle$, входящих в систему кинетических уравнений, должны рассчитываться с неравновесной функцией распределения электронов по энергии. Такую неравновесную функцию распределения можно взять в виде $F(E) = (1-f)F_0(E, T_e) + fG(E)$, где $F_0(E, T_e)$ – максвелловская функция с температурой T_e , описывающая основную часть свободных электронов, а $G(E)$ – функция, описывающая горячую электронную компоненту. Параметр $f \ll 1$ определяет относительное количество горячих электронов, т.е. равен отношению числа горячих электронов к полному числу свободных электронов. Функция $G(E)$, вообще говоря, должна находиться из решения кинетического уравнения Больцмана для свободных электронов с учетом всех возможных неупругих процессов, что представляет собой очень сложную вычислительную задачу. Для качественного исследования влияния горячих электронов на эмиссионные спектры плазмы в качестве функции $G(E)$ можно взять какую-либо простую пробную функцию, например, максвелловскую, с температурой $T_{e,hot} \gg T_e$. В настоящей работе мы рассмотрим результаты расчетов влияния горячих электронов на эмиссионные спектры и сравним полученные результаты с результатами наблюдения в плазме кластерных мишеней. Такое выяснение роли горячих электронов необходимо для адекватного расчета светимости лазерно-кластерной плазмы и разработки методов ее диагностики.

Следует отметить, что если температура плазмы оптимальна для яркости ее свечения в том или ином спектральном диапазоне, то яркость не слишком сильно зависит от наличия фракции горячих электронов. Это означает, что при создании яркого лазерно-кластерного источника рентгеновского излучения, в первую очередь, следует добиться оптимального значения температуры основной массы электронов плазмы. В свою очередь, это оптимальное значение температуры может быть определено по результатам детальных кинетических расчетов, проведенных в соответствии с некоторой моделью динамики образования и распада лазерно-кластерной плазмы. Такая динамическая модель также рассматривается в настоящей работе.

4.2 Влияние горячих электронов на эмиссионные рентгеновские спектры короткоживущей плазмы

Прежде всего, стоит заметить, что горячие электроны должны влиять на эмиссионные спектры лазерной плазмы независимо от того, какой тип мишеней используется. Рассмотрим, например, влияние горячих электронов на диэлектронные сателлиты резонансной линии He-подобного иона Ar XVII используя для этого радиационно-столкновительный кинетический код PrismSPECT [83]. Стационарная кинетическая задача решалась для уровней, принадлежащих конфигурациям H-, He-, Li-,

Be-, B- и C-подобных ионов. Всего в расчетах принималось во внимание порядка 5×10^5 переходов. Горячие электроны описывались максвелловским распределением с температурой T_{hot} . Тестовые расчеты показали, что при изменении T_{hot} в диапазоне 5 – 15 кэВ результаты почти не зависят от T_{hot} . Поэтому во всех последующих расчетах полагалось $T_{\text{hot}} = 10$ кэВ. Расчеты проводились при фиксированной ионной плотности плазмы $N_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и различных значениях температуры основной массы электронов T_e и доли горячих электронов f . Результаты расчетов показаны на рисунках 4.1 - 4.4.

На рисунке 4.1 показано как влияют горячие электроны на эмиссионный спектр сравнительно холодной плазмы с $T_e = 100$ эВ. Нижняя кривая на этом рисунке является фактически спектром в отсутствие горячих электронов ($f = 10^{-9}$). В данном случае в спектре присутствуют только B- и C-подобные сателлиты. Видно, что структура спектра несущественно меняется даже при значительном увеличении f в интервале $10^{-9} < f < 10^{-4}$, хотя его полная интенсивность растет. Это можно увидеть из рисунка 4.1, если учесть, что все кривые на нем нормализованы, а коэффициенты нормализации (в порядке возрастания f) равны 10^8 , 10^6 , 10^4 , 10^2 , 10^1 и 10^{-2} . Только при $f > 10^{-3}$ горячая электронная фракция заметно сдвигает ионизационный баланс, и в спектре появляются He-, Li-, и Be-подобные сателлиты. Наконец, при $f = 10^{-1}$ в плазме присутствуют практически только He- и Li-подобные ионы.

На рисунке 4.2 представлена зависимость Li-подобной сателлитной структуры от количества горячих электронов. Видно, что группа сателлитов j,k,l ($1 \sim 3.990 - 3.995 \text{ \AA}$), основным механизмом заселения которых является диэлектронный захват, гораздо меньше подвергается воздействию горячих электронов, чем столкновительно возбуждаемые группы сателлитов q,r и a,b,c,d.

На рисунке 4.3 представлена зависимость Be-подобной сателлитной структуры от количества горячих электронов при фиксированной температуре основной части электронов $T_e = 100$ эВ. Видно, что группа сателлитов вблизи длины волны 4.02 \AA накачивается горячими электронами значительно сильнее, чем остальные.

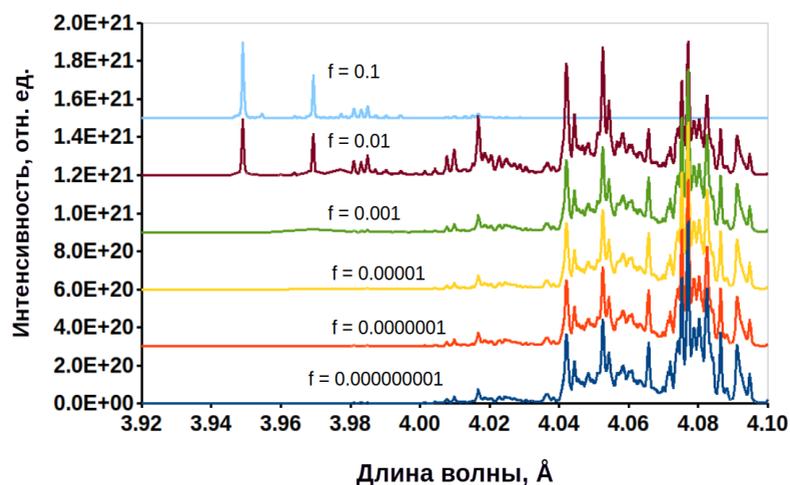


Рисунок 4.1 - Зависимость эмиссионных спектров аргонной плазмы с $T_e = 100$ эВ от относительного числа f горячих электронов с температурой 10 кэВ

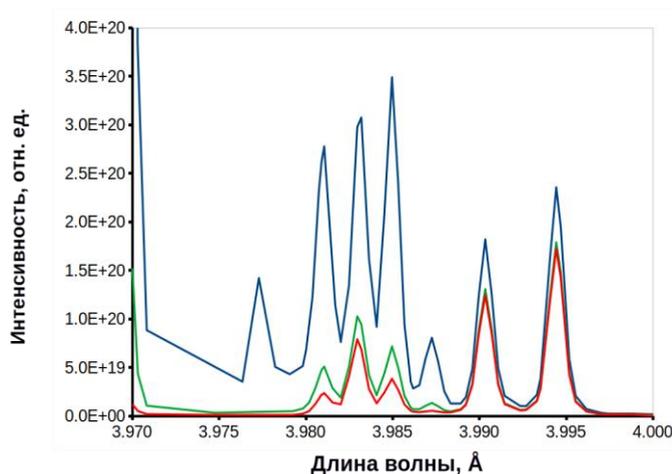


Рисунок 4.2 - Зависимость Li-подобной сателлитной структуры от количества горячих электронов

На рисунке 4.4 представлены интеркомбинационная линия He-подобного аргона и ее, рассчитанные для различных температур плазмы и фиксированной фракции горячих электронов $f = 10^{-5}$. Отчетливо видно, что если при низких температурах максимум свечения соответствует сателлитам, то при высоких гораздо ярче становятся переходы с однократновозбужденных уровней.

Таким образом, мы видим, что присутствие горячих электронов достаточно сильно сказывается на относительной структуре сателлитных спектров, и их адекватная интерпретация невозможна без учета неравновесности электронной функции распределения. Чувствительность эмиссионных спектров к количеству горячих электронов может быть использована как для их обнаружения, так и оценки их относительного числа.

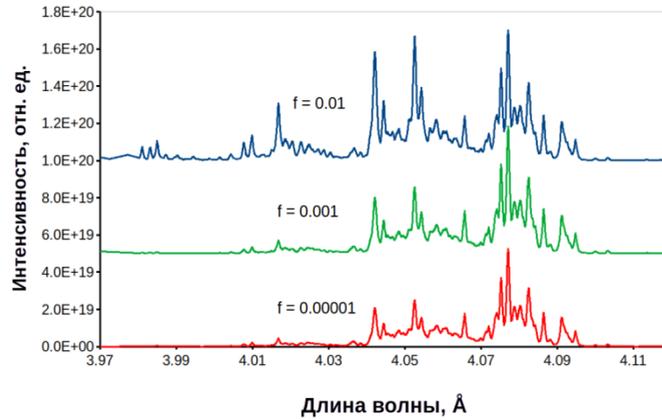


Рисунок 4.3 - Зависимость Be-подобной спутной структуры от количества горячих электронов при фиксированной температуре основной части электронов $T_e = 100$ эВ

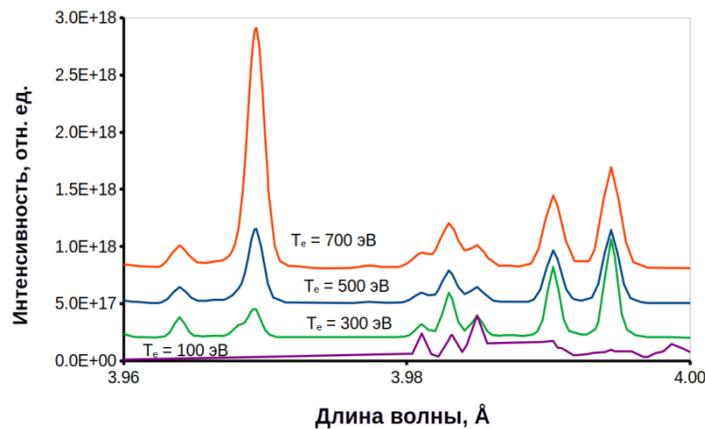


Рисунок 4.4 - Спектры ионов аргона в области интеркомбинационной линии (~ 3.97 Å), рассчитанные для температур 100 – 700 эВ с учетом небольшой ($f = 10^{-5}$) фракции горячих электронов

4.3 Модель динамики лазерно-кластерной плазмы

Напомним, что кластерные мишени представляют собой газ, содержащий кластеры, т.е. большие конгломераты атомов или молекул, образующиеся при истечении охлажденного газа через сопло высокого давления. Размеры кластеров L_{cl} и число N_{cl} частиц в них определяются как используемым газом и значениями его параметров (температура, плотность), так и конструкцией сопла, и достигают значений $L_{cl} \square 100\text{-}1000$ Å, $N_{cl} \square 10^{4-6}$ атомов/кластер (см., например, обзоры [84,85]). Нагрев кластеров лазерным импульсом протекает по еще более сложному сценарию, чем в случае твердых мишеней, и решающее значение для физики взаимодействия приобретают два дополнительных параметра – длительность лазерного предимпульса $t_{prepulse}$ и размер кластеров. Действительно, если интенсивность фемтосекундного импульса достаточно велика

(обычно эксперименты проводят при плотностях потока $q_{\text{las}} \approx 10^{17}-10^{21}$ Вт/см²), то даже при достаточно высоких контрастах 10^4-10^5 (типичные значения для фемтосекундных лазеров) плотность потока в предимпульсе составляет более 10^{13} Вт/см² и вполне достаточна для разрушения кластера и создания преплазмы с температурой электронов T_e порядка 100 – 300 эВ. В результате разлета такой кластерной наноплазмы за время

$$\tau_{\text{expansion}} \sim L_{\text{cl}}(m_i/Z_n k T_e)^{1/2} (10^{23}/N_{\text{cr}})^{1/3} \quad (4.1)$$

(где Z_n , m_i – заряд ядра и масса иона, N_{cr} – критическая плотность для нагревающего лазера) ее электронная плотность становится меньше критической [84]. Это означает, что если длительность предимпульса удовлетворяет условию

$$\tau_{\text{prepulse}} \gg \tau_{\text{expansion}} \quad (4.2)$$

то основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать не с кластерами, а с разреженной плазмой, и характер взаимодействия будет фактически такой же, как при нагреве газовых мишеней (малая эффективность поглощения лазерного излучения, практическое отсутствие столкновительной ионизации).

Из формулы (4.1) видно, что при типичных значениях $k T_e \sim 100$ эВ, $N_{\text{cr}} \sim 10^{21}$ см⁻³, $L_{\text{cl}} \sim 100-1000$ Å величина $\tau_{\text{expansion}}$ составляет порядка 1-10 пс, и в проводившихся ранее экспериментах [84] с предимпульсом наносекундной длительности условие (2) выполнялось с большим запасом. В работе [79] впервые экспериментально исследовался случай сравнительно короткого предимпульса $\tau_{\text{prepulse}} \approx \tau_{\text{expansion}}$, когда после его окончания в сформированной им кластерной преплазме остаются плотные области, эффективно поглощающие основной импульс.

В условиях реального эксперимента достаточно сложно управлять длительностью лазерного предимпульса. Поэтому различные случаи взаимодействия фемтосекундных импульсов с кластерами гораздо проще реализовать варьированием среднего размера кластера L_{cl} или изменением величины лазерного контраста, который фактически определяет температуру преплазмы T_e .

В настоящем разделе мы рассмотрим предложенную нами физическую модель формирования эмиссионного спектра плазмы в режиме $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$. Будет показано, что сопоставление наблюдаемых рентгеновских спектров с результатами детальных расчетов ионной кинетики дает возможность определить основные параметры создаваемой плазмы, включая концентрацию горячих электронов, и исследовать их зависимости от величины лазерного контраста, длительности импульса и размера кластеров.

Модель формирования эмиссионного спектра плазмы в режиме $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$ была предложена нами в связи с интерпретацией результатов наблюдения рентгеновских спектров, наблюдавшихся при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с аргоновыми кластерами на Ti:Sapphire лазере с длиной волны 800 нм и мощностью 10 ТВт. Основной импульс лазера имел длительность ~ 60 фс и энергию ~ 0.6 Дж, что позволяло иметь на мишени плотность потока $\sim 10^{18}$ Вт/см². Лазерный предимпульс имел длительность ~ 1 пс. Поскольку контраст составлял $\sim 10^5$, то плотность потока в предимпульсе была порядка 10^{13} Вт/см². Аргоновая кластерная мишень формировалась при адиабатическом расширении газа в вакуум через импульсное сопло высокого давления, имеющее коническую форму (входной и выходной диаметры 1 мм и 8 мм, длина 20 мм).

Пример спектра, полученного для диапазона 3.9 – 4.2 Å, представлен на рис. 4.5. Для сравнения здесь же показаны аналогичные спектры, полученные ранее при нагреве аргоновой мишени наносекундным лазерным импульсом [9], на установке плазменный фокус [87] и на менее мощном фемтосекундном лазере [88]. Из данного рисунка хорошо видно, что эмиссионные спектры фемтосекундной лазерной плазмы (б) и плазменного фокуса (в) весьма схожи и резко отличаются от эмиссионного спектра наносекундной лазерной плазмы (а). Во первых, в случаях (б) и (в) наблюдаются интенсивные сателлитные структуры, обусловленные переходами во многоэлектронных ионах аргона (Be-, B- и C-подобных), в то время как в случае (а) наблюдаются только линии He- и Li-подобных ионов. Во-вторых, в фемтосекундной плазме, также как и в плазменном фокусе, интенсивности «столкновительных» Li-подобных сателлитов q,r,a-d превышают интенсивности «диэлектронных» сателлитов k,j, в то время как в наносекундной плазме соотношение оказывается обратным.

Оба отличия можно легко объяснить, предполагая, что ионизационное состояние плазмы соответствует электронной температуре порядка 100-200 эВ, а возбуждение спектров осуществляется высокоэнергетичными (с энергиями $\sim 5-10$ КэВ) электронами. Для случая плазменного фокуса, где температура плазмы действительно является сравнительно низкой, и присутствуют пучки быстрых электронов, такое предположение выглядит весьма естественным и на его основе в [87] были объяснены экспериментальные результаты. Ниже мы покажем, что при выполнении условия $\tau_{\text{prepulse}} \leq \tau_{\text{expansion}}$ похожая ситуация может реализовываться и в фемтосекундной плазме кластеров.

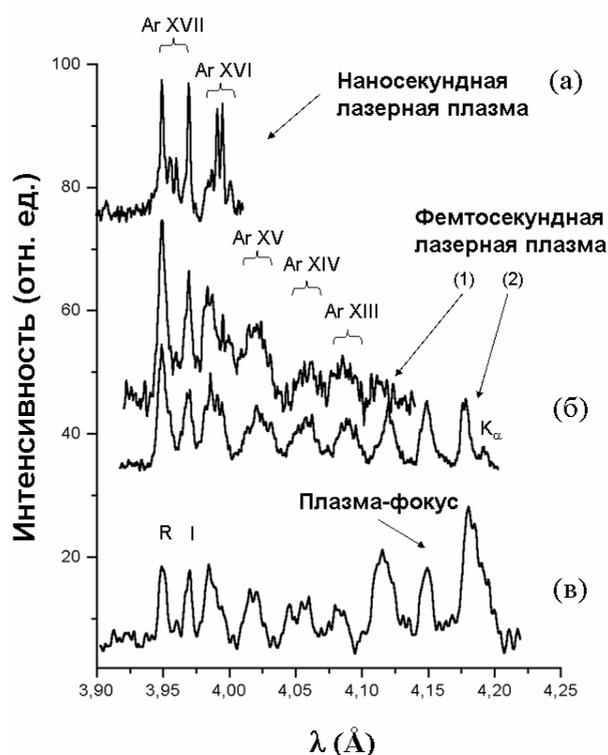


Рисунок 4.5 - Спектры излучения аргоновой плазмы, наблюдавшиеся в наносекундной лазерной плазме (а) [9], в фемтосекундной лазерной плазме [88] (б), в плазменном фокусе [87] (в)

Рассмотрим взаимодействие интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с кластерами аргона. Поскольку в описанных выше экспериментах контраст лазерного импульса составлял около 10^5 , то плотность потока в предимпульсе ($\sim 10^{12-13}$ Вт/см²) была достаточна, чтобы разрушить кластеры и создать преплазму с электронной температурой в несколько сотен электронвольт. Пространственное распределение электронной плотности и температуры в преплазме формируется в процессе разлета нагретых кластеров (см. рисунок 4.6а). Так как ионизационные процессы происходили в кластерах, первоначально имевших твердотельную плотность, то время столкновительной ионизации не превышало 1 пс для всех ионов аргона с числом связанных электронов $m > 2$. Это означает, что сформированная преплазма должна содержать He-, Li-, Be-, B- ... -подобные ионы аргона с концентрациями, соответствующими равновесному распределению. Отметим, что H-подобные ионы Ar XVIII практически не образуются в преплазме, поскольку скорость ионизации оболочки $1s^2$ электронами с температурой 100-200 эВ на несколько порядков меньше скорости ионизации оболочек $1s^2 2l$.

Основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать с неоднородной преплазмой, и его энергия будет поглощаться, главным образом, в пространственных областях преплазмы, имеющих электронную плотность, превышающую критическое

значение. В результате, температура плазмы в маленьком объеме (в пределах некоторого характерного расстояния r_{hot}) резко увеличивается до нескольких тысяч электронвольт, в то время как температура плазмы в других областях остается по-прежнему низкой (см. рисунок 4.6б). Таким образом, в течение действия основного импульса в плазме появятся горячие точки. Расстояние r_{cold} между этими точками примерно равно расстоянию между кластерами в газовой струе, и размер r_{hot} имеет тот же самый порядок величины, что и начальный размер кластера. Существенно, что ионизационное состояние плазмы практически не меняется в процессе нагрева плазмы основным фемтосекундным импульсом из-за его короткой длительности.

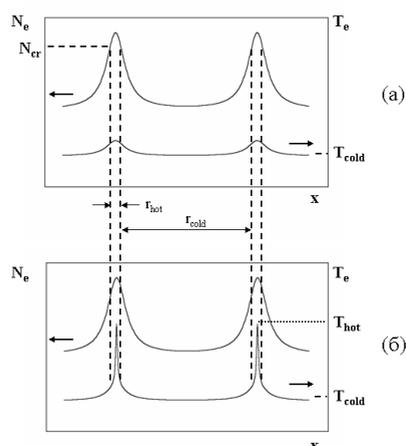


Рисунок 4.6 - Создание плазмы фемтосекундным лазерным импульсом с предимпульсом пикосекундной длительности. (а) – Параметры плазмы, сформированной предимпульсом, (б) – дополнительный нагрев плотных областей основным импульсом

После окончания основного импульса в плазме появляются горячие электроны, относительное количество которых составляет $\sim (r_{hot}/r_{cold})^3 \sim 10^{-8}-10^{-6}$, а их температура достигает 5-10 кэВ (см., например, расчеты [89,85]). Время термализации этих электронов составляет несколько десятков пикосекунд даже в плазме с критической плотностью 10^{21} см $^{-3}$, а величина их свободного пробега превышает расстояние между кластерами. Это означает, что после окончания фс-импульса горячие электроны будут присутствовать и в холодных областях плазмы, созданных при воздействии лазерного предимпульса. Таким образом, после окончания основного импульса в плазме будут иметься, во-первых, области с низкой плотностью (N_{cold}) и температурой (T_{cold}) электронов, содержащие небольшое количество горячих (T_{hot}) электронов и, во-вторых, более плотные области ($N_e \sim N_{cr}$), в которых доля горячих электронов будет гораздо выше. Существенно, что ионизационное состояние плазмы будет практически одинаково во всех областях и будет соответствовать электронной температуре T_{cold} .

Даже описанная выше упрощенная модель плазменной динамики является весьма сложной. Для расчета эмиссионных спектров плазмы можно использовать еще более простую модель, основанную на вышеприведенных соображениях и принимающую во внимание основные особенности взаимодействия лазерного импульса с кластерами, но использующую очень простые временные и пространственные распределения плазменных параметров. А именно, мы рассмотрим 3 стадии плазменной эволюции:

(А) Преплазменная стадия. Плазма содержит плотные области размера r_{hot} с электронной плотностью $N_{cr} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Расстояние между плотными областями - r_{cold} , а электронная плотность вне плотных областей - $N_{cold} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы - T_{cold} для всех плазмы. Ионизационное состояние плазмы стационарно и соответствует температуре T_{cold} . Длительность этой стадии - $\tau_1 \sim 1 \text{ пс}$.

(Б) Нагрев основным импульсом. Температура плотных областей повышается до T_{hot} . Температура плазменных областей низкой плотности, а также ионизационное состояние плазмы во всех областях не меняются. Длительность этой стадии - $\tau_{las} \ll \tau_1$.

(В) Стадия распада. Горячие электроны, сгенерированные в плотных областях на стадии (Б) распределяются по всей плазме. Плазменные параметры в плотных областях не меняются ($N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_{hot}$), вне плотных областей плазма имеет плотность 10^{20} см^{-3} , температуру T_{cold} и небольшое количество $(r_{hot}/r_{cold})^3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ горячих электронов с температурой T_{hot} . Продолжительность этой стадии - $\tau_2 \sim \tau_1 \gg \tau_{las}$.

Такие пространственно-временные распределения параметров плазмы (см. рисунок 4.7) использовались нами для моделирования ее излучательных спектров. Заметим, что расчетные спектры зависят не только от плотности и температуры плазмы, но также и от параметров $\alpha = \tau_1/\tau_2$ и $\beta = (r_{hot}/r_{cold})^3$. Точные значения этих параметров неизвестны. Простые оценки позволяют получить только их порядок величины: $\alpha \sim 1$ и $\beta \sim 10^{-8}-10^{-6}$. Окончательно значения α и β выбирались на основе сравнения модельных спектров с экспериментальными.

Система стационарных уравнений радиационно-столкновительной кинетики решалась для однородной плазмы с различными значениями плазменных параметров. Скорости для столкновительных процессов были рассчитаны с использованием модельной функции энергетического распределения электронов [90,91], включающей в себя горячую электронную компоненту. Относительно большое время термализации горячих электронов рассматривать их как электронный пучок с гауссовым распределением, центрированным на энергии E_0 . В расчетах использовалось значение $E_0 = 5 \text{ КэВ}$. Относительное количество горячих электронов (величина f на рисунках 4.8, 4.9)

изменялось от 0 (однотемпературная плазма) до 5×10^{-5} . Эмиссионные спектры плазмы были рассчитаны для спектральных областей 3.93 - 4.04 Å и 3.3 - 3.5 Å, которые наблюдались в экспериментах.

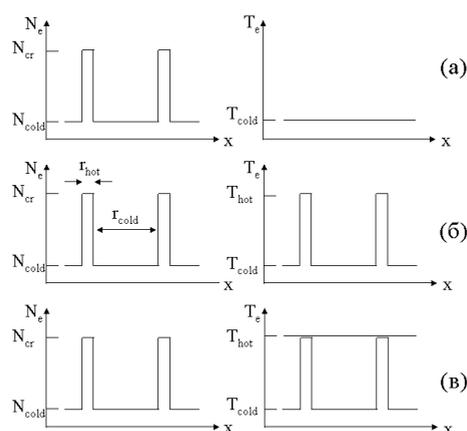


Рисунок 4.7 - Пространственно-временные распределения параметров плазмы, использованные для моделирования излучательных спектров. (а) - преплазменная стадия, (б) - нагрев основным импульсом, (в) - стадия распада

На рисунке 4.8 показана зависимость эмиссионных спектров аргоновой плазмы от ее плотности. Можно видеть, что для однотемпературного случая ($f = 0$) увеличение электронной плотности до значений $\sim 10^{22}$ см⁻³ существенно не меняет вид спектра излучения в области расположения линии He \square и ее сателлитов, но очень сильно повышает яркость свечения.

Рисунок 4.9 демонстрирует зависимость спектров от электронной температуры. Из этого рисунка видно, что при $f = 0$ спектр гораздо более чувствителен к температуре, чем к плотности плазмы. Видно также, что влияние горячих электронов на сателлитные переходы резко уменьшается при увеличении температуры. На рисунках 4.10, 4.11 аналогичные зависимости показаны для спектральной области вблизи линии He \square иона Ar XVII.

Из приведенных результатов следует, что, когда горячие электроны отсутствуют ($f = 0$), то интенсивности Li-подобных сателлитов k,j много больше, чем интенсивности сателлитов $q,r,a-d$. При не слишком высокой плотности плазмы преобладание столкновительных сателлитов $q,r,a-d$ в наблюдаемых спектрах может быть объяснено только присутствием горячих электронов.

Результаты кинетических вычислений, описанных выше, использовались для моделирования эмиссионных спектров плазмы, наблюдаемых в экспериментах. Так как экспериментальные данные были получены без временного разрешения, и плазма не

была однородна, то было необходимо рассчитать спектры для всех пространственных областей плазмы и для всех моментов времени далее суммировать полученные результаты. Пространственные и временные свойства плазмы моделировались с использованием простых зависимостей, показанных на рисунке 4.7. Использовались значения $T_{\text{cold}} = 190$ эВ и $T_{\text{hot}} = 5$ кэВ.

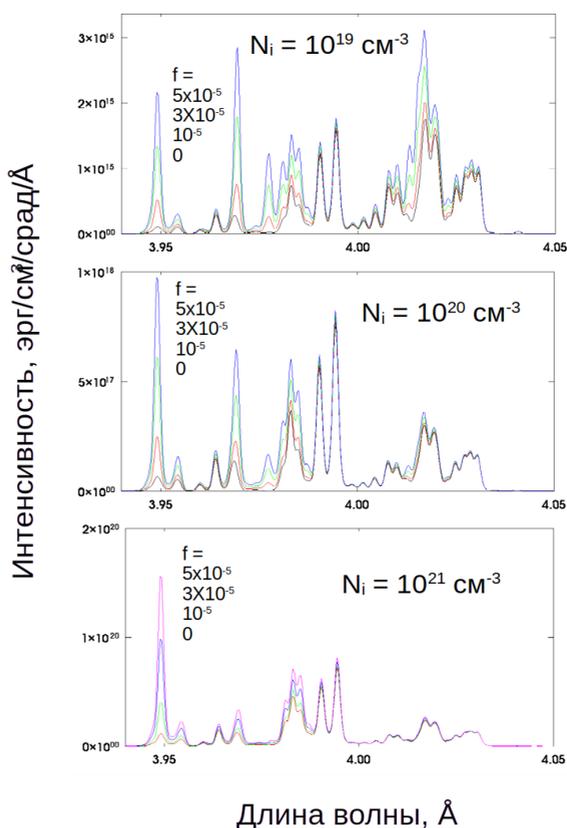


Рисунок 4.8 - Спектр излучения аргоновой плазмы с электронной температурой $T_e = 190$ эВ и различными значениями ионной плотности N_i и доли быстрых электронов f в спектральном диапазоне $3.9 - 4.2$ Å

Результаты, приведенные на рисунке 4.12, показывают, что, при выборе $\square = \square_1/\square_2 = 1$ и $\square = (T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}})^3 = 4 \times 10^{-7}$, предложенная модель очень хорошо описывает экспериментальные спектры. Небольшое различие в экспериментальном и теоретическом спектрах связано с присутствием на спектрограмме линии $\text{He} \square \text{Ar XVIII}$ ($\square = 3.1996$ Å), попадающей из 5-ого порядка отражения и не учитываемой в расчете, сделанном для интервала $3.93 - 4.04$ Å.

Теоретический спектр, представленный на рисунке 4.12, является суммой спектров, испускаемых различными плазменными областями в различные моменты времени. Интересно понять, какая стадия эволюции плазмы дает основной вклад в ее полное излучение.

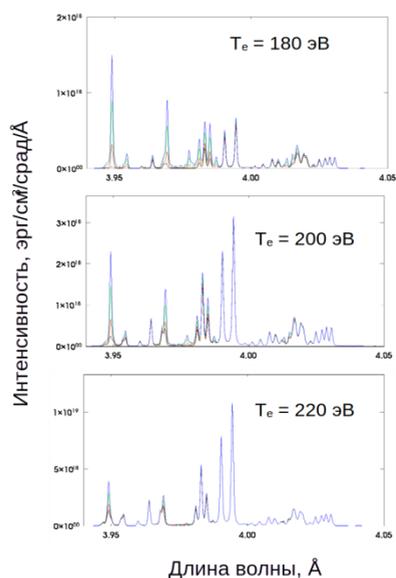


Рисунок 4.9 - Спектр излучения аргонной плазмы с ионной плотностью $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и различными значениями электронной температуры T_e и доли быстрых электронов f (черная кривая $f = 0$, красная кривая $f = 10^{-5}$, зеленая кривая 3×10^{-5} и, синяя кривая $f = 5 \times 10^{-5}$) в спектральном диапазоне $3.9 - 4.2 \text{ Å}$

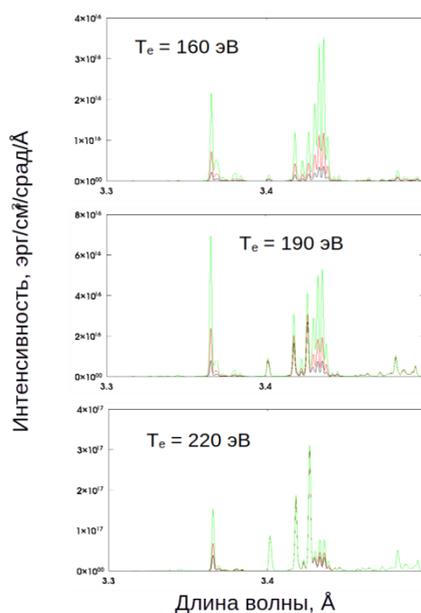


Рисунок 4.10 - Спектр излучения аргонной плазмы с ионной плотностью $N_i = 10^{20}$ и различными значениями электронной температуры и доли быстрых электронов f (черная кривая $f = 10^{-5}$, красная кривая $f = 3 \times 10^{-5}$ и зеленая кривая $f = 5 \times 10^{-5}$) в спектральном диапазоне $3.3 - 3.5 \text{ Å}$

На рисунке 4.13а результаты моделирования представлены отдельно для стадий (А) и (В). Отметим, что продолжительность стадии (В) настолько мала, что ее вклад является пренебрежимо малым. Очевидно, что основная часть излучения плазмы обусловлена

стадией (В). Преплазменная стадия оказывается существенной только для Ве-подобных сателлитов и Li-подобных «диэлектронных» сателлитов k,j . На рисунке 4.13б показаны вклады различных пространственных областей плазмы в излучение, формирующееся на наиболее яркой стадии (В). Видно, что почти все излучение He-подобных и Li-подобных ионов обусловлено наиболее плотными плазменными областями, и плазма низкой плотности вносит заметный вклад лишь в интенсивности Ве-подобных линий и в k,j переходы Li-подобного иона.

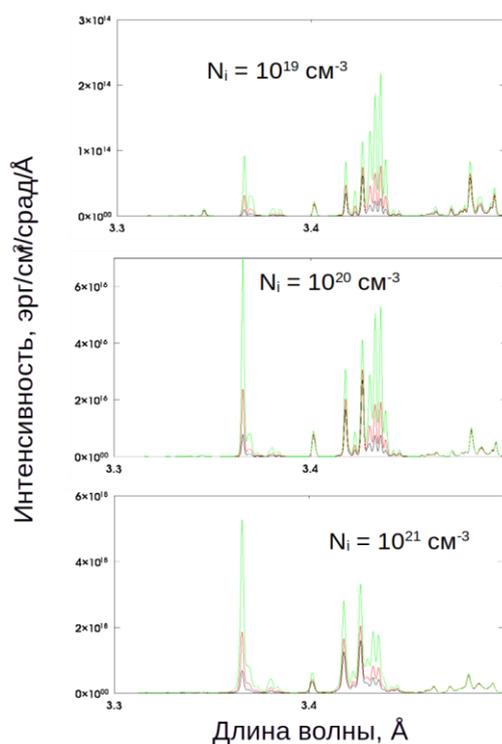


Рисунок 4.11 - Спектр излучения аргоновой плазмы с электронной температурой 190 эВ и различными значениями ионной плотности и доли быстрых электронов в спектральном диапазоне 3.3 – 3.5 Å (черная кривая $f = 10^{-5}$, красная кривая $f = 3 \times 10^{-5}$ и зеленая кривая $f = 5 \times 10^{-5}$)

Рассматриваемая модель с теми же самыми значениями всех параметров плазмы была использована для расчета излучательного спектра в диапазоне 3.35 - 3.45 Å, где расположена линия $He_{\square} Ar XVII$ и дала достаточно хорошее согласие с экспериментом и для этого спектрального интервала.

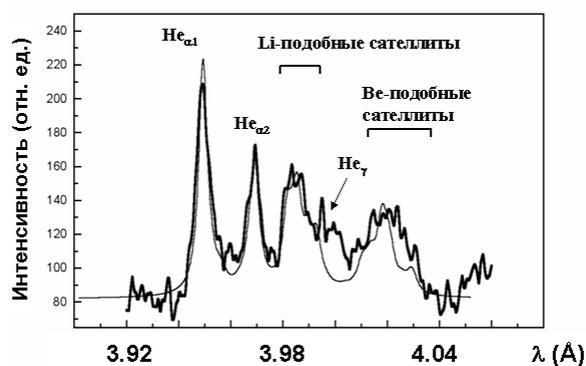


Рисунок 4.12 - Сравнение излучательного спектра фемтосекундной плазмы аргоновых кластеров (сплошная линия) с модельным расчетом (пунктир) для спектральной области, содержащей линию He_{α} иона $Ar XVII$. Теоретические спектры рассчитаны при $N_e=10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_{preplasma}=190 \text{ эВ}$ и $E_0=5 \text{ кэВ}$

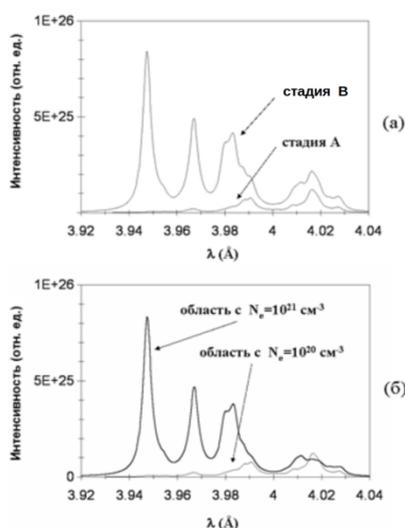


Рисунок 4.13 (а) – Спектр аргоновой плазмы на различных стадиях ее эволюции. (б) – Спектры излучения различных пространственных областей плазмы на стадии (В)

Лазерно-кластерное взаимодействие в режиме $\square_{prepulse} \sim \square_{expansion}$ позволяет получать плазму, ионизационное состояние которой определяется свойствами предимпульса, а температура (или, точнее, характерная энергия) горячих электронов – интенсивностью основного импульса. Из этого следует, что изменяя соотношение интенсивности импульса и предимпульса можно довольно просто управлять степенью нестационарности плазмы.

Такая плазма представляет особый интерес, в первую очередь, для задач атомной спектроскопии, поскольку дает возможность исследовать уровни ионов, эффективно заселяемые при столкновительном возбуждении или ионизации внутренних оболочек многоэлектронных высокозарядных ионов. С другой стороны, плазма с такими

свойствами может найти и некоторые практические применения, например, в задаче создания рентгеновских лазеров на переходах в Ne- и Ni-подобных ионов, поскольку здесь естественным образом реализуются условия, оптимальные для достижения больших значений инверсной заселенности уровней (см., например, [92-95]).

4.4 Зависимости свечения лазерно-кластерной плазмы от ее параметров

Как было показано выше, при расчете эмиссионного рентгеновского спектра плазмы, формирующейся в режиме $\square_{\text{prepulse}} \sim \square_{\text{expansion}}$, вообще говоря, необходимо учитывать наличие менее плотной (с плотностью электронов N_{e1} меньше критической $N_{e,cr}$) и более плотной (с плотностью $N_{e2} \geq N_{e,cr}$) областей плазмы, нагретых до различных температур ($T_{e1} < T_{e2}$). При этом в каждой области будет иметься фракция горячих электронов f_i со средней энергией E_0 , существенно превышающей температуры T_{e1} и T_{e2} , причем относительное количество горячих электронов в плотной области f_2 будет превышать их количество f_1 в разреженной части плазмы. Отсюда следует, что интегральный по времени спектр излучения плазмы должен зависеть от 8-и свободных параметров $N_{e1,2}$, $T_{e1,2}$, $f_{1,2}$, E_0 и \square (отношение вкладов областей 1 и 2 в суммарный спектр), значения которых могут быть выбраны из сравнения модельного спектра с экспериментальным. Такая модель может быть использована для интерпретации результатов экспериментов, выполненных для различных конструкций сверхзвукового сопла и различных параметров нагревающего лазерного импульса, и для диагностики плазмы по ее эмиссионным спектрам. Если интересоваться лишь наиболее интенсивными участками спектра излучения, то, как это видно из вышеприведенного рисунка 4.13, можно в расчете светимости учитывать лишь временную стадию В и наиболее плотную область плазмы. Тогда светимость будет определяться практически только 2-мя параметрами (средняя плотность наиболее плотной части плазмы и ее температура), по которым, собственно, и должна проводиться оптимизация яркости источника. Результаты таких расчетов приведены в данном разделе.

На рисунке 4.15 представлена зависимость яркости аргоновой плазмы с электронной плотностью $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ от доли горячих электронов в диапазоне 3.9 - 4.2 Å, содержащем резонансную и интеркомбинационную линии гелиеподобных ионов, а также Li-, Be-сателлиты. Из графика видно, при более низкой температуре плазмы яркость источника более чувствительная к изменению фракции горячих электронов. Связано это с тем, что скорость столкновительного возбуждения, являющаяся основным каналом заселения состояний 1P_1 и 3P_1 , существенно зависит от энергии электронов при $T_e \ll \Delta E \approx 3 \text{ КэВ}$ и добавление небольшого числа горячих электронов $T_{\text{hot}} \approx \Delta E$ сильно увеличивает

заселенность этих состояний. При более высокой температуре основной части плазмы влияние горячих электронов становится менее значимым.

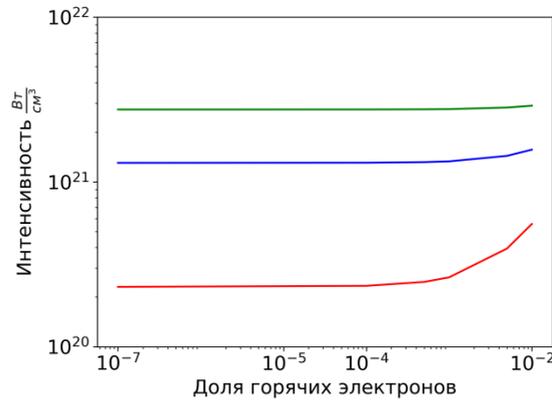


Рисунок 4.15 - Зависимость интенсивности источника аргоновой плазмы от доли горячих электронов при плотности $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и различных температурах (красный – 400 эВ, синий – 600 эВ, зеленый – 800 эВ)

Следует отметить, что основным фактором, влияющим на изменение яркости источника в данном диапазоне при высокой плотности, является именно изменение интенсивностей, связанных с переходами из однократно возбужденных состояний. На рисунке 4.16 представлены расчетные спектры плазмы аргона при температуре $T_e = 400$ эВ, плотности электронов $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и различных фракциях горячих электронов. Видно, что интенсивность He_α в диапазоне фракции 0-1% меняется до пяти раз, в то время как интенсивность сателлитов изменяется незначительно.

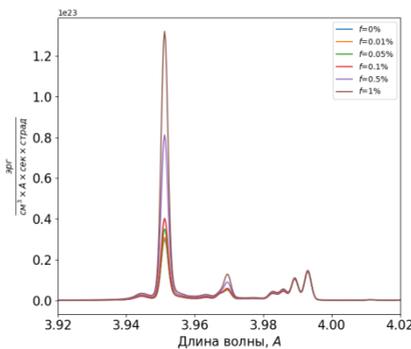


Рисунок 4.16 - Спектра плазмы аргона при температуре $T_e = 400$ эВ, плотности $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и различных фракциях f горячих электронов

Рисунок 4.17 демонстрирует зависимость отношения интенсивностей линии He_α и Li-подобных сателлитов $1s2p^2$ от числа горячих электронов плазме.

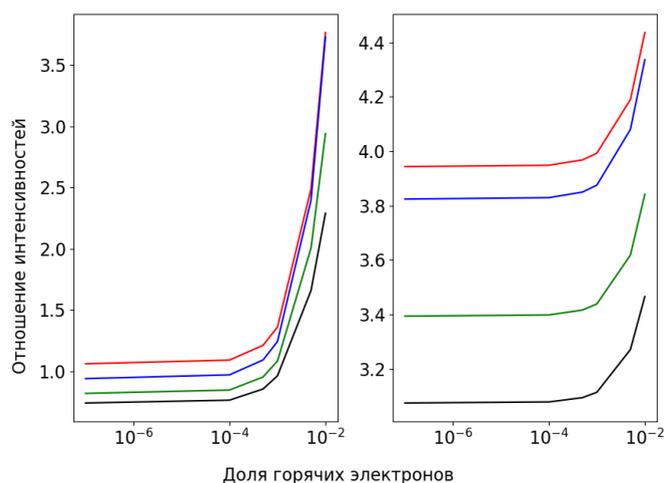


Рисунок 4.17 - Отношение интенсивностей линии He_{α} к интенсивности $1s2p^2$ сателлитов при разных температурах (400 эВ – слева, 800 эВ – справа) и различной плотности электронов в плазме от доли горячих электронов. $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – красный, $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – синий, $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ – зеленый, $N_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – черный

На рисунках 4.18 – 4.25 приведены зависимости от плотности и температуры плазмы яркости ее свечения в спектральных областях 3138-3143 эВ, 3682-3687 эВ, 3320-3325 эВ, и 3934-3939 эВ, включающих в себя линии He_{\square} , He_{\square} иона $Ar XVII$ и Ly_{\square} , Ly_{\square} иона $Ar XVIII$, соответственно. Из рисунков 4.18, 4.20, 4.22, 4.24 видно, для всех диапазонов яркость растет с ростом плотности плазмы, и, следовательно, оптимальным будет использование больших кластеров и лазерных импульсов как можно большего контраста.

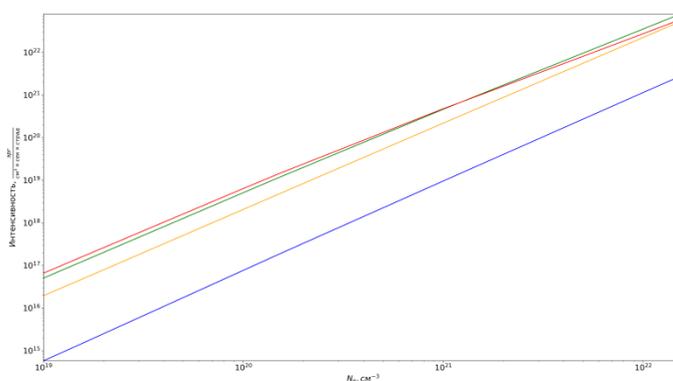


Рисунок 4.18 - Зависимость яркости свечения аргонной плазмы в спектральном диапазоне 3138-3143 эВ (линия He_{\square} $Ar XVII$) от плотности плазмы при температурах 400 эВ (синяя кривая), 800 эВ (оранжевая кривая), 1200 эВ (зеленая кривая) и 1600 эВ (красная кривая)

Самая высокая интенсивность свечения может быть получена для линии Ly_{\square} . В спектральном диапазоне 3320-3325 эВ шириной 5 эВ она может достигать значений $\sim 10^{23}$

эрг см⁻³ срад⁻¹ с⁻¹ для аргоновой плазмы с электронной плотностью 1.5×10^{22} см⁻³ и температурой 1.4 – 1.7 кэВ (см. рисунок 4.23).

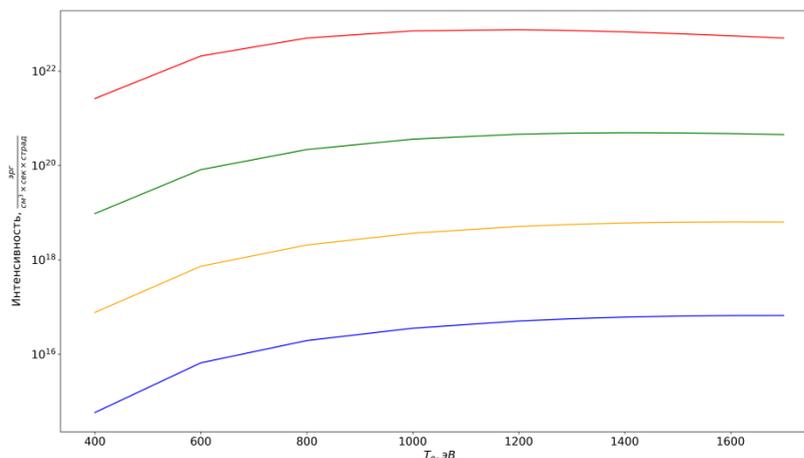


Рисунок 4.19 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3138-3143 эВ (линия He \square Ar XVII) от температуры плазмы при плотностях 10^{19} см⁻³ (синяя кривая), 10^{20} см⁻³ (оранжевая кривая), 10^{21} см⁻³ (зеленая кривая) и 1.5×10^{22} см⁻³ (красная кривая)

В наиболее мягком диапазоне, соответствующем линии He \square , чуть меньшую интенсивность можно получить при заметно меньших температурах. Например, в спектральном диапазоне 3320-3325 эВ шириной 5 эВ она может достигать значений $\sim 4 \times 10^{22}$ эрг см⁻³ срад⁻¹ с⁻¹ для аргоновой плазмы с электронной плотностью 1.5×10^{22} см⁻³ и температурой 0.9 – 1.2 кэВ (см. рисунок 4.19).

В линиях He \square и Ly \square максимумы светимости соответствуют температурам 1 – 1.2 кэВ и 1.4 – 1.7 кэВ, соответственно, и достигают значений $\sim 10^{22}$ эрг см⁻³ срад⁻¹ с⁻¹.

Проведенные расчеты позволяют сказать о том, какие параметры плазмы аргоновых кластеров являются оптимальными для получения наиболее яркого квазимонохроматического рентгеновского источника, работающего в различных спектральных диапазонах. Для достижения таких условий в лазерно-кластерном эксперименте, следует проводить рентгеноспектральную диагностику получающейся плазмы с учетом модели динамики, рассмотренной выше. Сравнение измеренных значений параметров плазмы с рассчитанными оптимальными значениями позволят понять, как следует менять условия эксперимента для достижения оптимума.

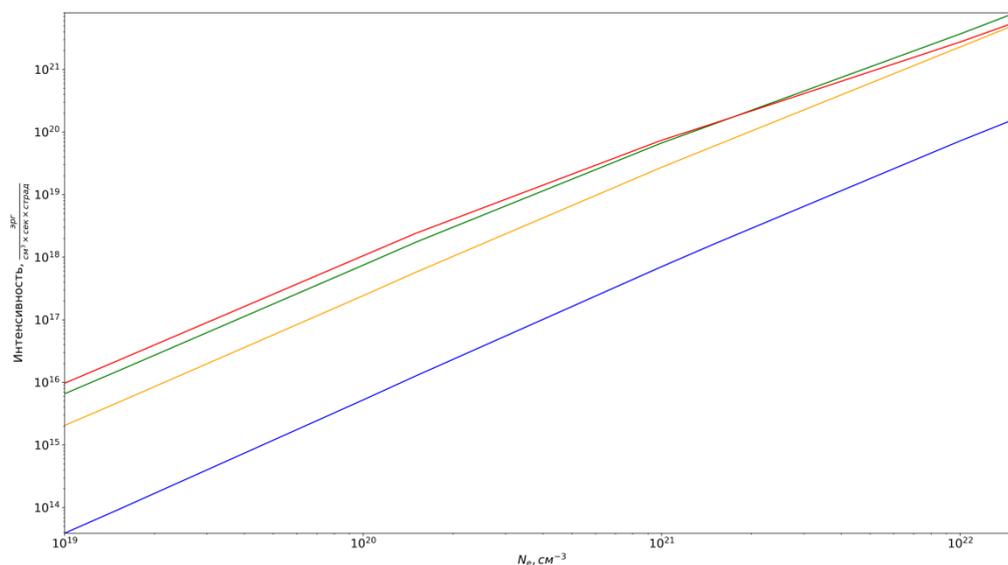


Рисунок 4.20 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3682-3687 эВ (линия $\text{He} \square \text{Ar XVII}$) от плотности плазмы при температурах 400 эВ (синяя кривая), 800 эВ (оранжевая кривая), 1200 эВ (зеленая кривая) и 1600 эВ (красная кривая)

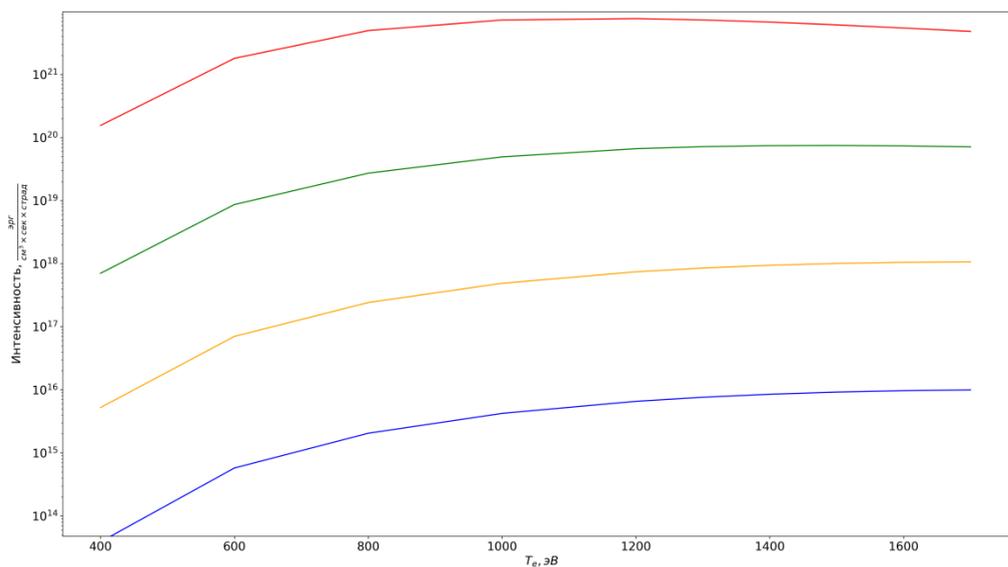


Рисунок 4.21 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3682-3687 эВ (линия $\text{He} \square \text{Ar XVII}$) от температуры плазмы при плотностях 10^{19} см^{-3} (синяя кривая), 10^{20} см^{-3} (оранжевая кривая), 10^{21} см^{-3} (зеленая кривая) и $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (красная кривая)

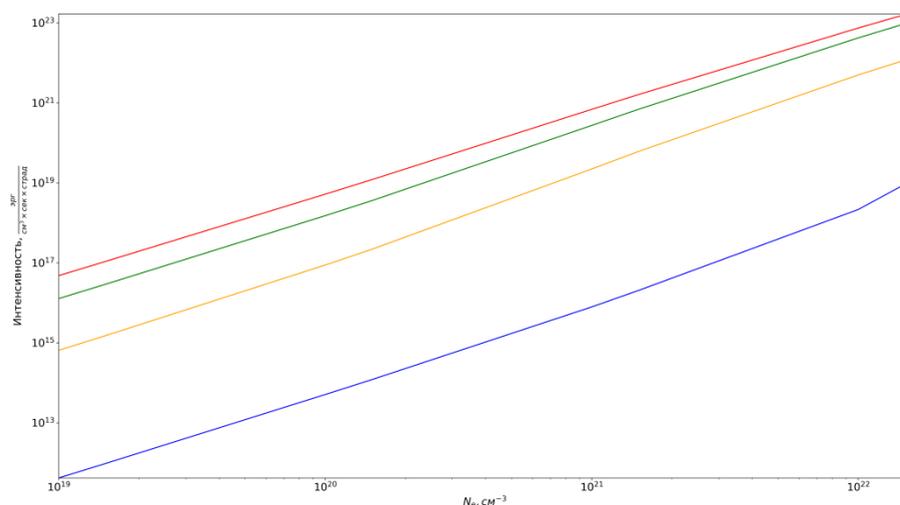


Рисунок 4.22 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3320-3325 эВ (линия Ly α Ar XVII) от плотности плазмы при температурах 400 эВ (синяя кривая), 800 эВ (оранжевая кривая), 1200 эВ (зеленая кривая) и 1600 эВ (красная кривая)

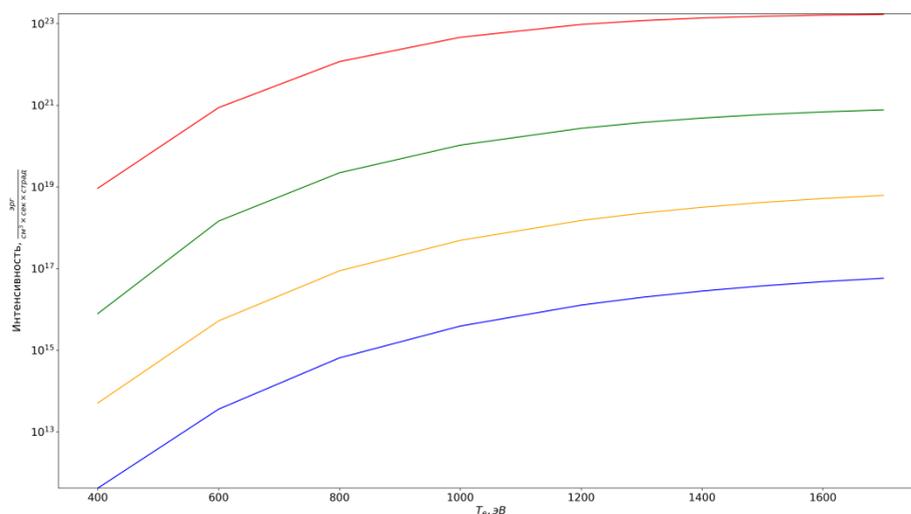


Рисунок 4.23 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3320-3325 эВ (линия Ly α Ar XVII) от температуры плазмы при плотностях 10¹⁹ см⁻³ (синяя кривая), 10²⁰ см⁻³ (оранжевая кривая), 10²¹ см⁻³ (зеленая кривая) и 1.5×10²² см⁻³ (красная кривая)

Необходимое повышение плотности может быть достигнуто за счет повышения лазерного контраста и увеличения размера кластеров. Увеличения лазерного контраста можно добиваться посредством использования одиночного или двойного плазменного зеркала. Размер кластера можно увеличивать как охлаждением газа до низких (азотных) температур, так и увеличением давления в газовой камере. Управление температурой проще всего достигается изменением интенсивности лазерного импульса.

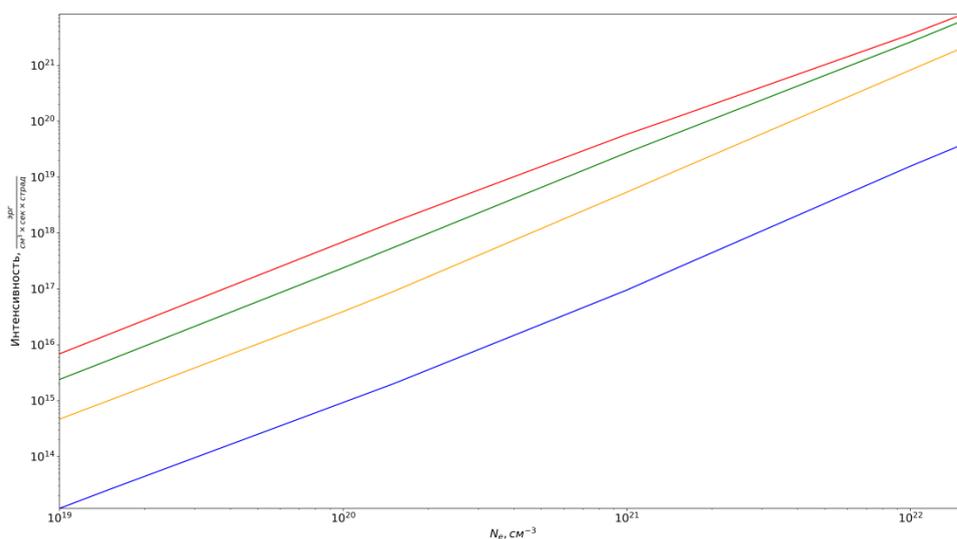


Рисунок 4.24 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3934-3939 эВ (линия Ly_{α} Ag XVII) от плотности плазмы при температурах 400 эВ (синяя кривая), 800 эВ (оранжевая кривая), 1200 эВ (зеленая кривая) и 1600 эВ (красная кривая)

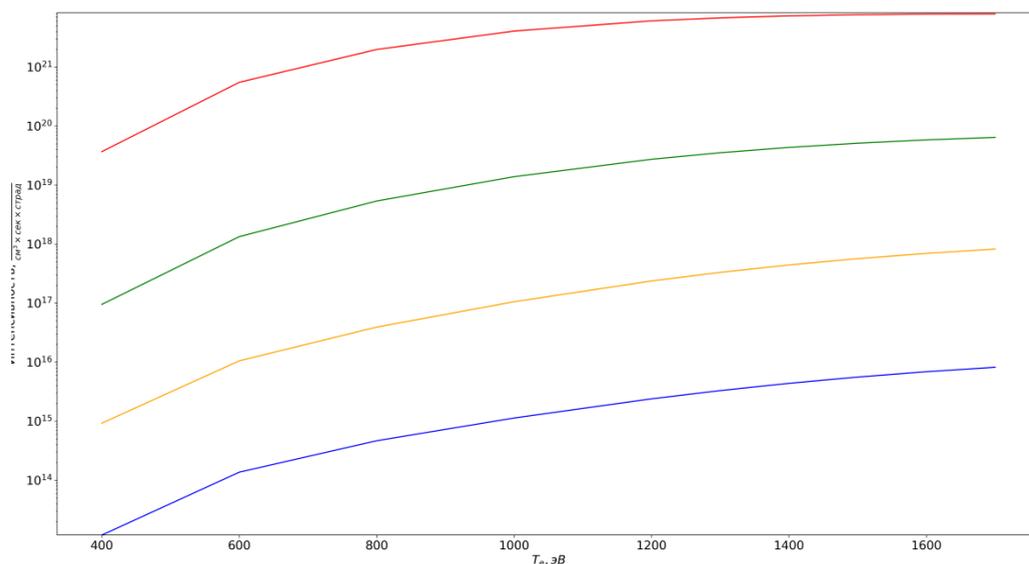


Рисунок 4.25 - Зависимость яркости свечения аргоновой плазмы в спектральном диапазоне 3934-3939 эВ (линия Ly_{α} Ag XVII) от температуры плазмы при плотностях 10^{19} см^{-3} (синяя кривая), 10^{20} см^{-3} (оранжевая кривая), 10^{21} см^{-3} (зеленая кривая) и $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (красная кривая)

Аналогичные кинетические расчеты были сделаны для плазмы CO_2 -кластеров. Их результаты для ионной плотности 10^{22} см^{-3} приведены в Таблице 4.1. Использование кластеров такого типа позволяет создать источник мягкого рентгеновского излучения, работающий в диапазоне длин волн $\sim 20 - 40 \text{ \AA}$. Оптимальные температуры для такого источника будут лежать в диапазоне 100 – 200 эВ (см. Таблицу 4.1).

Таблица 4.1. Интенсивности эмиссионных линий плазмы CO₂-кластеров при плотности ионов 10²² см⁻³

T _e , эВ	Интенсивность линии, Вт/см ²			
	He _α C V	Ly _α C VI	He _α O VII	Ly _α OVIII
	λ = 40.3 Å	λ = 33.7 Å	λ = 21.6 Å	λ = 19.0 Å
50	5.5x10 ¹⁴	1.2x10 ¹³	2.4x10 ¹³	3.3x10 ⁸
100	1.4x10 ¹⁵	4.8x10 ¹⁵	1.1x10 ¹⁶	6.9x10 ¹⁴
150	2.7x10 ¹⁴	6x10 ¹⁵	2x10 ¹⁶	2.6x10 ¹⁶
200	7x10 ¹³	4.4x10 ¹⁵	8.4x10 ¹⁵	5.1x10 ¹⁶
300	1.1x10 ¹³	2.4x10 ¹⁵	1.1x10 ¹⁵	3.8x10 ¹⁶
400	3.3x10 ¹²	1.5x10 ¹⁵	2.8x10 ¹⁴	2.4x10 ¹⁶
500	1.4x10 ¹²	1.1x10 ¹⁵	1x10 ¹⁴	1.7x10 ¹⁶

Альтернативным подходом определения оптимальных параметров может быть проведение чисто теоретических расчетов взаимодействия лазерных импульсов с кластерной мишенью, рассмотренное в следующем параграфе настоящего раздела.

4.5 Ab initio расчет свечения лазерной плазмы аргонных кластеров в резонансных линиях H- и He-подобных ионов

Расчеты взаимодействия коротких лазерных импульсов с кластерами обычно проводятся с помощью PIC-кодов (частица-в-ячейке), которые сами по себе являются весьма ресурсоемкими, и сочетание которых с кодами детальной радиационно-столкновительной кинетики требует использования вычислительных мощностей,

недоступных большинству исследователей. Поэтому, как правило, моделирование лазерно-кластерной плазмы не включает в себя расчет излучаемых ею спектров.

В связи с этим в настоящей работе предлагается для оценки свечения плазмы в некоторых спектральных линиях малоэлектронных ионов использовать в PIC-расчетах простые аналитические модели. Конкретные результаты получены для плазмы аргонных кластеров, очень часто используемых в экспериментах с мощными фемтосекундными лазерными импульсами релятивистских интенсивностей. Поскольку при лазерных интенсивностях порядка 10^{21} - 10^{22} Вт/см², представляющих особый интерес в настоящее время, полевая ионизация должна обеспечить значительную концентрацию H- и He-подобных ионов, то в качестве рассчитываемых линий были выбраны резонансные линии этих ионов Ly_α и He_α , соответственно. Аналогичный подход может быть применен для криптоновых или ксеноновых кластеров, но в этих случаях, по-видимому, наибольший интерес будут представлять резонансные переходы в Ne- и Ni-подобных ионах, для которых и следует строить аналитические модели.

Для моделирования эволюции лазерно-кластерной аргонной плазмы использовался программный пакет EPOCH [96]. Применяемый PIC-код учитывает как полевую, так и столкновительную ионизации. С помощью построенной аналитической модели был проведен анализ параметров лазер-плазменного источника рентгеновского излучения (длительности свечения и полное число испущенных фотонов) в зависимости от лазерной интенсивности и размера кластера.

Для расчета свечения плазмы в резонансных линиях H- и He-подобных ионов аргона использовались простые 2-х уровневые кинетические модели, изображенные на рисунке 4.26. Для резонансного уровня, например, H-подобного иона, при радиационном распаде которого излучается линия Ly_α , скоростное уравнение для определения числа возбужденных водородоподобных ионов запишется следующим образом:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0 N_e \langle v \sigma_{02} \rangle - N_2 A_{20} - N_2 N_e \langle v \sigma_{20} \rangle \quad (4.3)$$

здесь N_2 и N_0 – плотность водородоподобных ионов в возбужденном (2p) и основном (1s) состоянии соответственно, N_e – электронная плотность, A_{20} – вероятность спонтанного радиационного перехода, $\langle v \sigma_{02} \rangle$ и $\langle v \sigma_{20} \rangle$ – скорости возбуждения и девозбуждения уровня

2p электронным ударом.

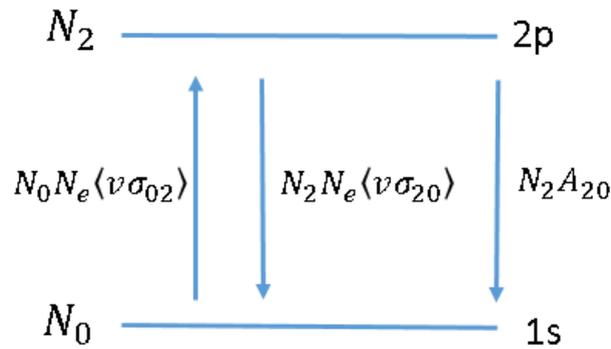


Рисунок 4.26 - Упрощенная 2-х уровневая кинетическая модель

Для скорости возбуждения была использована аппроксимационная формула [97]:

$$\langle v\sigma_{02} \rangle = 10^{-8} \left(\frac{Ry}{\Delta E} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{E_2}{E_0} \right)^{\frac{3}{2}} \times \frac{Q_{kmin}(a_0, a_2)}{2l_0 + 1} \times e^{-\beta} G(\beta) \quad (4.4),$$

где Ry - постоянная Ридберга,

$$G(\beta) = A \frac{(\beta+1)\sqrt{\beta}}{\beta+\chi}, \quad \beta = \frac{\Delta E}{T_e}, \quad \Delta E = E_2 - E_0$$

, E_2 и E_0 – энергия возбужденного и основного состояния, l_0 – орбитальный момент нижнего состояния.

Для сечения девозбуждения использовалось соотношение, следующее из принципа детального баланса,

$$\langle v\sigma_{20} \rangle = \frac{g_0}{g_2} \langle v\sigma_{02} \rangle \cdot \exp\left(\frac{E_{20}}{T_e}\right),$$

где g_0 и g_2 статистические веса основного и возбужденного уровней, соответственно. Фактор Q_{kmin} , параметры A и χ

являются табличными параметрами. Их значения, взятые из [97], приведены в таблице 4.2 для резонансных уровней H- и He-подобных ионов аргона.

Таблица 4.2. Коэффициенты для формулы (4.4)

	He \square	Ly \square
$Q_{k_{\min}}(a_0, a_2)$	2	1
A	10.7	16.4
χ	0.048	0.188

В стационарном случае ($dN_2/dt = 0$) из (4.1.4.3) получается следующее выражение для населенности возбужденного состояния N_2 :

$$N_2 = \frac{N_0 N_e \langle \nu \sigma_{02} \rangle}{A_{20} + N_e \langle \nu \sigma_{20} \rangle} \quad (4.5)$$

Следует подчеркнуть, что хотя формула (4.5) получена в рамках чрезвычайно упрощенной кинетической модели, она имеет правильные асимптотики в пределах низких и высоких значений электронной плотности. Действительно, в случае высокой электронной плотности можно пренебречь вероятностью спонтанного радиационного перехода в знаменателе и данное выражение переходит в формулу Больцмана. И наоборот, при $N_e \rightarrow 0$ данная формула переходит в известное выражение для корональной модели.

Для определения погрешности нашей кинетической модели была проведена серия сравнений модельных расчетов свечения плазмы по вышеприведенным формулам с детальными кинетическими расчетами, выполненными по программе PrismSPECT [83]. На рисунке 4.27 приведено отношение результатов расчетов по аналитической модели к расчету по программе PrismSPECT в зависимости от ионной плотности. Кривые на графике соответствуют различным электронным температурам: черная сплошная линия соответствует температуре электронов $T_e = 500$ эВ, красная штриховая $T_e = 3$ кэВ, черная пунктирная $T_e = 30$ кэВ. Видно, что пока ионная плотность $N_i \leq 10^{19}$ см $^{-3}$, результаты модельных и кинетических расчетов хорошо совпадают (их отношение ≈ 1) для всех электронных температур. С ростом плотности совпадение ухудшается, но из графика

видно, что для всех рассмотренных плотностей (вплоть до 10^{24} см⁻³) результат расчета по модели отличается от кинетического расчета не более чем в два раза.

Отметим, что хотя при выводе соотношения (4.5) для определенности мы говорили об уровнях H-подобного иона, точно такие же формулы, очевидно, можно записать для любых других состояний, и, в частности, для He-подобных ионов.

Было проведено численное моделирование взаимодействия интенсивного лазерного излучения с аргоновыми кластерными мишенями диаметром (0.5 – 2) мкм и расчет свечения созданной плазмы в резонансных линиях H- и He-подобных ионов аргона.

Сначала проводился трехмерный расчет взаимодействия лазерного излучения с кластерами методом «частица-в-ячейке» с помощью PIC-кода EPOCH с учетом полевой и столкновительной ионизации. Затем результаты расчета обрабатывались с помощью аналитической модели, описанной в предыдущем разделе. Здесь необходимо отметить, что во всех известных авторам численных кодах, выполняющих расчеты методом «частица-в-ячейке» и учитывающих ионизацию, нет учета рекомбинации. Т.е. в этих расчетах считается, что любое возникшее ионное состояние далее может становиться только еще более ионизованным. Это означает, что расчеты реально ограничены временем, на котором процессами рекомбинации можно пренебречь. В работе [98] показано, что процессы рекомбинации в кластерной плазме становятся существенными на временах ≥ 1 пс., когда кластер уже распался и превратился в однородную плазму. Проводимые в данной работе расчеты не превышали по длительности 300 фс, поэтому отсутствие учета рекомбинации не должно существенно сказываться на полученных результатах.

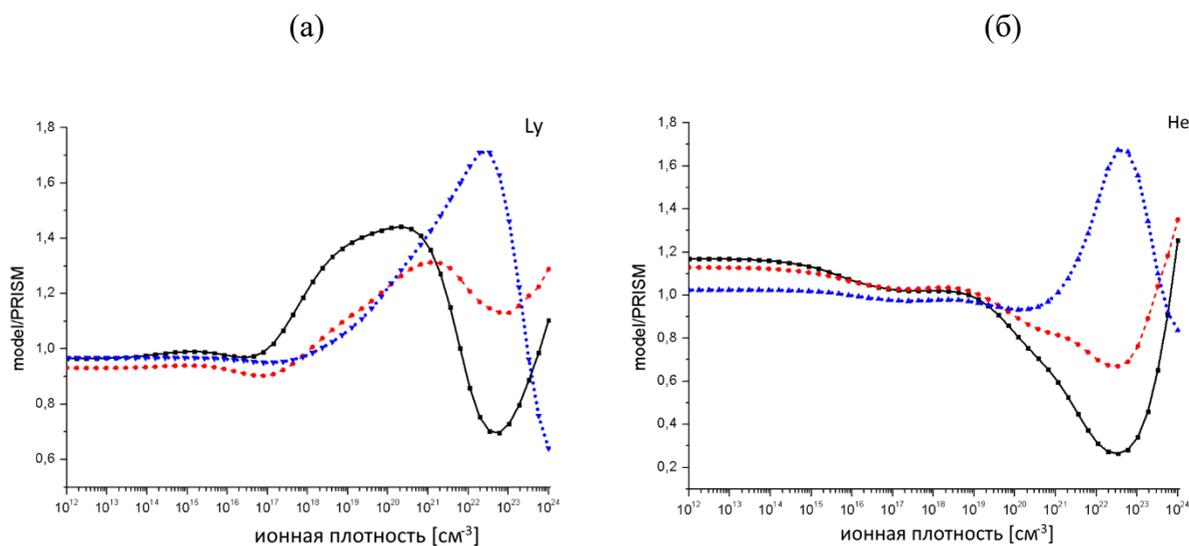


Рисунок 4.27 - Отношение результатов расчета интенсивностей Ly_{α} (а) и He_{α} (б) линий, полученные из аналитической модели по формуле (3) и детальных кинетических расчетов по программе PrismSPECT. Черная сплошная линия соответствует температуре электронов 500 эВ, красная штриховая – 3 кэВ, черная пунктирная – 30 кэВ

В первую очередь была исследована зависимость результатов расчета от шага разбиения области моделирования. Как известно, в методе «частица-в-ячейке» значения электромагнитного поля дискретизируются в узлах вычислительной сетки. Поэтому уменьшение пространственного размера ячейки в расчете повышает его точность. С другой стороны, это сильно увеличивает его вычислительную сложность, особенно в случае трехмерных расчетов. В качестве тестового примера был рассмотрен аргоновый кластер диаметром 0.5 мкм, ионной плотностью 10^{22} см^{-3} облучаемый лазерным импульсом с пиковой интенсивностью 10^{20} Вт/см^2 и длительностью 45 фс, измеренной как полуширина на полувысоте (FWHM), сфокусированный в пятно диаметром $\sim 2 \text{ мкм}$. На рисунке 4.28 приведен пространственный снимок области моделирования в момент времени $t=10 \text{ фс}$ после прихода фронта лазерного импульса на кластер. Сплошным цветом здесь показано электрическое поле, синими точками изображены электроны с энергией $E < 1 \text{ МэВ}$, красными с $E > 1 \text{ МэВ}$.

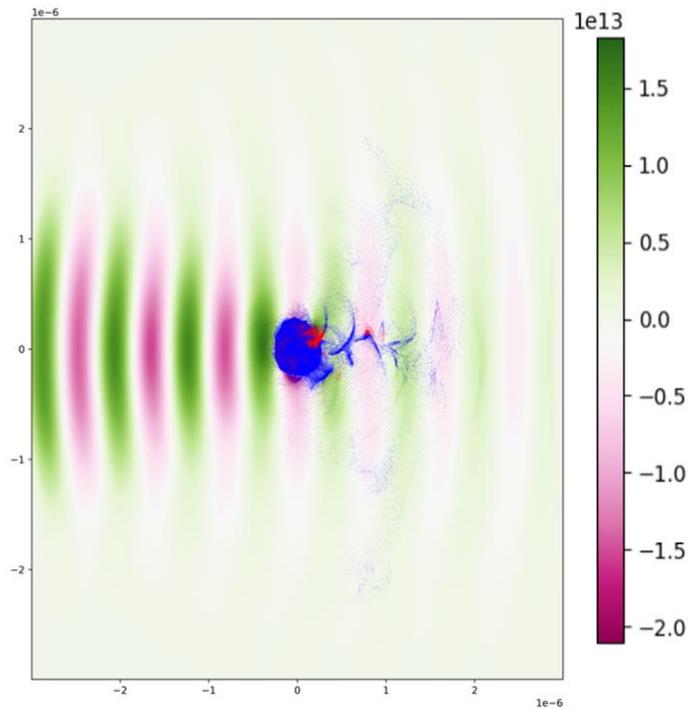


Рисунок 4.28 - Схема моделирования. Синими точками показаны электроны с энергией $E < 1$ МэВ, красными с $E > 1$ МэВ

В тестовых расчетах рассматривалось разбиение области моделирования со следующими шагами: $5 \times 8 \times 8$ нм, $10 \times 10 \times 10$, $10 \times 10 \times 20$, $20 \times 20 \times 20$, и $20 \times 20 \times 100$ нм. На рисунке 4.29 показаны временные зависимости свечения плазмы в линиях He_{α} и Ly_{α} . Видно, что результаты расчета сходятся при уменьшении размеров ячеек, и, начиная с разбиения ≤ 10 нм, практически не отличаются друг от друга. Поэтому в дальнейших расчетах использовался шаг $10 \times 10 \times 20$ нм.

На рисунке 4.30 приведены зависимости интенсивностей излучения плазмы в He_{α} и Ly_{α} линиях от времени для диапазона лазерных интенсивностей $3 \times 10^{19} - 10^{22}$ Вт/см² и размера кластера 0.5 мкм. Из рисунка видно, что результаты расчета для лазерной интенсивности 3×10^{19} Вт/см² несколько выделяются. Если свечение плазмы для остальных рассматриваемых лазерных интенсивностей начинается примерно в момент прихода лазерного импульса на кластер, то для данной интенсивности основная эмиссия происходит уже после окончания взаимодействия лазерного импульса с кластером.

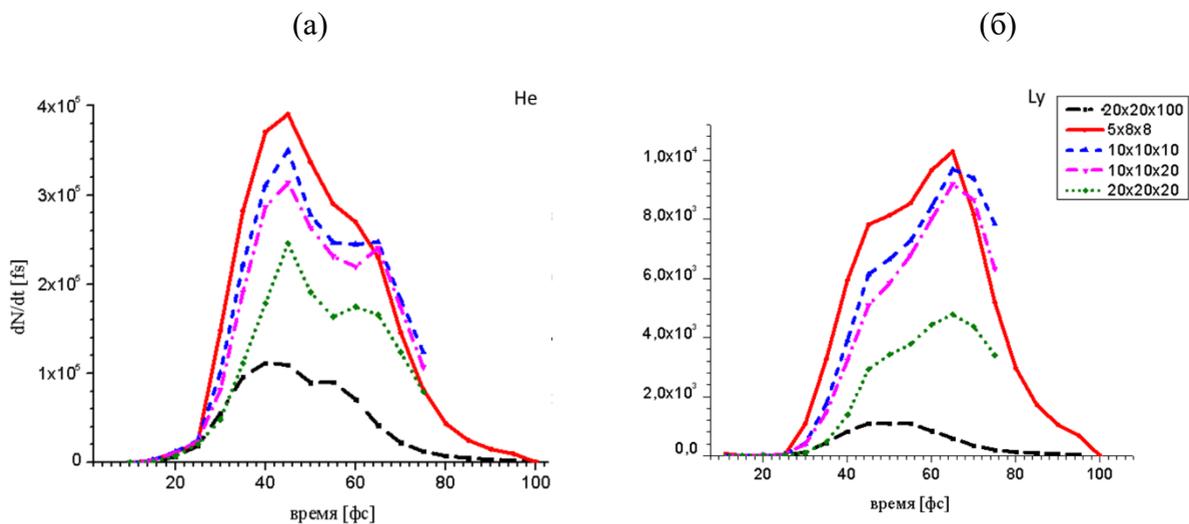


Рисунок 4.29 - Свечение плазмы в линиях He_\square (а) и Ly_\square (б) в зависимости от шага разбиения области моделирования

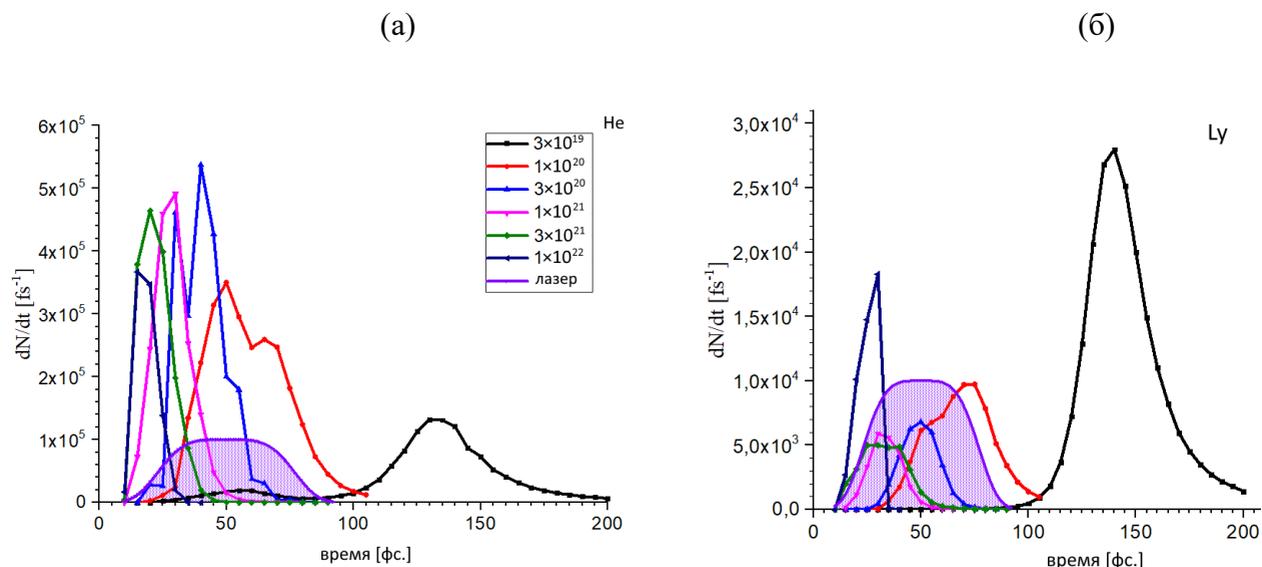


Рисунок 4.30 - Свечение плазмы в линиях He_\square (а) и Ly_\square (б) в зависимости от лазерной интенсивности

Это связано с тем, что интенсивности $3 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ не хватает для создания значимой населенности водородо- и гелиеподобных ионов с помощью прямой ионизации аргона лазерным полем. С другой стороны, в данном случае кластер достаточно долго сохраняет твердотельную плотность и основным механизмом образования многозарядных ионов является ударная ионизация. Из зависимости свечения плазмы от времени можно получить полное число испущенных фотонов, и оценить длительность свечения (FWHM). Данные параметры приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Полное число фотонов и длительность свечения плазмы в He_{α} (N_{He}) и Ly_{α} (N_{Ly}) линиях для аргоновых кластеров диаметром 0.5 мкм в зависимости от лазерной интенсивности

Лазерная интенсивность	N_{He}	Длительность свечения [фс]	N_{Ly}	Длительность свечения [фс]
3×10^{19}	6,27E+06	40	1,02E+06	30
10^{20}	1,29E+07	40	377433,1	35
3×10^{20}	1,12E+07	25	155820,7	23
10^{21}	8,67E+06	15	116112,6	25
3×10^{21}	7,78E+06	12	151803,9	30
10^{22}	4,45E+06	10	229980,2	9

Видно, что с ростом лазерной интенсивности длительность свечения в целом уменьшается. Если рассмотреть полное число фотонов, то видно, что существует оптимальная лазерная интенсивность: для He_{α} линии это 3×10^{20} Вт/см². Для Ly_{α} есть две максимальных интенсивности: первый максимум это 3×10^{19} Вт/см², дальше полный фотонный выход падает, достигает минимума при интенсивности 10^{21} Вт/см², и начинает снова расти. Таким образом, мы видим, что плазма излучает в рассматриваемых линиях по-разному, в зависимости от приложенной лазерной интенсивности. Данный факт, вообще говоря, может быть использован для определения лазерной интенсивности в экспериментах по взаимодействию сверхинтенсивных лазерных импульсов с кластерными мишенями.

Для уточнения зависимости свечения плазмы от размера кластера были проведены дополнительные расчеты с кластерами диаметром 1-2 мкм. На рисунке 4.31 приведено рассчитанное отношение интенсивностей линий Ly_{α} и He_{α} в зависимости от лазерной интенсивности. Расчеты для кластеров диаметром 0.5 мкм показаны черной сплошной линией, 1 мкм – красными точками, 2 мкм – синими точками. Отношение интенсивностей

линий, а не их абсолютные значения выбраны из соображений практической применимости данного графика - в эксперименте измерение абсолютных светимостей линий является весьма сложной задачей, поэтому обычно для диагностики плазмы используют их отношение. Из рисунка 4.31 видно, что качественно зависимость отношения интенсивностей линий совпадает для кластеров различных диаметров, минимум соответствует лазерной интенсивности $\sim 10^{21}$ Вт/см². Также видно, что количественно данное отношение сильно зависит от диаметра кластера, поэтому в эксперименте оно может быть использовано для оценки лазерной интенсивности только при наличии дополнительной информации о размере кластеров, попавших в лазерную перетяжку. Это может быть организовано, например, с помощью методов теневой фотографии.

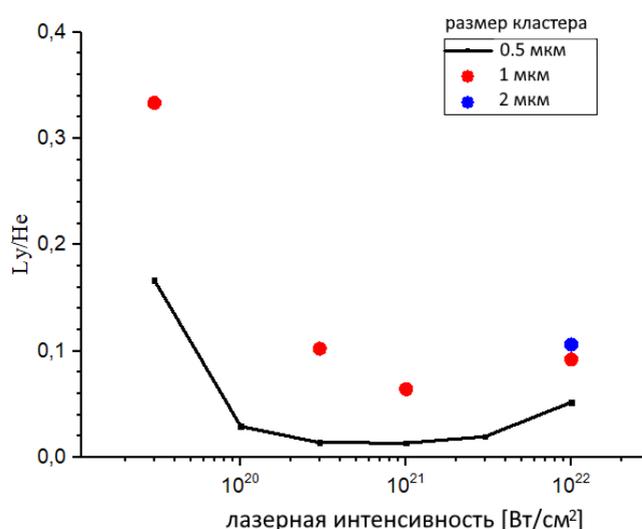


Рисунок 4.31 - Отношение интенсивностей линий L_{γ} и He_{γ} в зависимости от лазерной интенсивности и размера кластера

4.6 Выводы

Проведенные расчеты показали, что присутствие горячих электронов в лазерной плазме кластерных мишеней сильно сказывается на относительной структуре сателлитов к резонансным линиям многозарядных He-подобных ионов, и их адекватная интерпретация невозможна без учета неравновесности электронной функции распределения. Чувствительность эмиссионных спектров к количеству горячих электронов может быть использована как для их обнаружения, так и оценки их относительного числа.

Построена физическая модель, позволяющая рассчитывать и интерпретировать рентгеновские спектры кластерных мишеней, нагреваемых фемтосекундными лазерными

импульсами в режиме $t_{\text{prepulse}} \sim t_{\text{expansion}}$. Показано, что сопоставление наблюдаемых спектров с результатами детальных расчетов ионной кинетики, учитывающих наличие горячих электронов, дает возможность определить основные параметры создаваемой плазмы, включая концентрацию горячих электронов, и исследовать их зависимости от величины лазерного контраста, длительности импульса и размера кластеров. Это означает, что наша модель нагрева кластеров сверхкороткими импульсами является действительно физической моделью, а используемые подгоночные параметры имеют смысл средних значений параметров плазмы в соответствующих пространственно-временных областях.

Проведены систематические расчеты зависимости светимости лазерно-кластерной плазмы от ее параметров, определены значения параметров, оптимальные с точки зрения создания яркого квазимонохроматического рентгеновского источника на основе аргоновых и CO_2 кластеров. Самая высокая интенсивность свечения может быть получена для линии Lu_a . В спектральном диапазоне 3320-3325 эВ она может достигать значений $\sim 10^{23}$ эрг см^{-3} срад $^{-1}$ с $^{-1}$ для аргоновой плазмы с электронной плотностью 1.5×10^{22} см^{-3} и температурой 1.4 – 1.7 кэВ. В наиболее мягком диапазоне, соответствующем линии He_a , чуть меньшую интенсивность можно получить при заметно меньших температурах 0.9 – 1.2 кэВ.

Проведенные расчеты позволяют сказать о том, какие параметры плазмы аргоновых и CO_2 кластеров являются оптимальными для получения наиболее яркого квазимонохроматического рентгеновского источника, работающего в различных спектральных диапазонах. Для достижения таких условий в лазерно-кластерном эксперименте, следует проводить рентгеноспектральную диагностику получающейся плазмы с учетом модели динамики, рассмотренной выше. Сравнение измеренных значений параметров плазмы с рассчитанными оптимальными значениями позволят понять, как следует менять условия эксперимента для достижения оптимума.

Построена аналитическая модель, позволяющая рассчитать интенсивность свечения лазерной плазмы, создаваемой при нагреве кластерных мишеней релятивистскими лазерными импульсами. В качестве входных параметров модели используются результаты PIC-расчета плотности и температуры плазмы, полученные с помощью программного пакета EPOCH. Построенная модель применена для случая взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью до 10^{22} Вт/см 2 с аргоновыми кластерами большого (0.5 – 2 мкм) размера. Проведен анализ длительности свечения и полного числа фотонов, излученных в резонансных линиях He- и H-подобных ионов аргона.

С помощью предложенной аналитической модели, используемой в сочетании с PIC-расчетами, можно провести оптимизацию параметров подобного источника – получить минимальную длительность рентгеновского импульса, или максимальный коэффициент конверсии лазерной энергии в излучении выбранных линий. Второе практическое применение представленной модели – диагностика лазерной интенсивности в экспериментах с кластерными мишенями. Используя расчетную зависимость отношения интенсивностей линий Lu_a и Ne_a от лазерной интенсивности и размера кластера, при знании размера кластера, можно решить обратную задачу, и по отношению интенсивностей резонансных линий оценить лазерную интенсивность. Или, наоборот, зная лазерную интенсивность в фокальном пятне, можно оценить размер кластера, попавшего в фокальную перетяжку в конкретном выстреле.

В настоящей работе предложенная модель была использована для случая взаимодействия лазерных импульсов релятивистской интенсивности с аргоновыми кластерами в сочетании с PIC-кодом EPOCH. Очевидно, что она может быть использована как постобработка в любых PIC-расчетах, учитывающих процессы ионизации. Аналогичный подход может быть применен для других кластерных мишеней. При этом в зависимости от интенсивности лазера нужно ориентироваться на те зарядовые состояния ионов, ожидаемое обилие которых в создаваемой плазме будет максимальным. Например, в практически важных случаях криптоновых или ксеноновых кластеров, по-видимому, наибольший интерес будут представлять резонансные переходы в Ne- и Ni-подобных ионах, для которых и следует строить аналитические модели.

Полученные научные результаты полностью соответствуют требованиям п.4.1.4. Плана-графика.

5 Анализ зависимости характеристик рентгеновского излучения от параметров лазерных импульсов, генерирующих пучки ультррелятивистских электронов в протяженных мишенях околоритической плотности (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

5.1 Введение

В настоящее время обсуждается концепция создания эффективных источников рентгеновского излучения на основе генерации релятивистских электронов в режиме прямого лазерного ускорения (DLA). Лазерные системы класса ПВт уровня мощности, способные генерировать субпикосекундные и фемтосекундные импульсы, сфокусированные до ультррелятивистской интенсивности, являются хорошими кандидатами для создания сильноточных пучков ультррелятивистских электронов в протяженной плазме околоритической плотности (NCD) в процессе DLA [99-101].

Ускоренные электроны могут быть использованы для генерации рентгеновского излучения в результате нескольких процессов, таких как бетатронная эмиссия, тормозное излучение и обратное комптоновское рассеяние [102-111]. Бетатронное излучение, генерируемое электронами во время лазерно-плазменного ускорения, характеризуется короткой длительностью импульса, малым размером источника, широкополосным рентгеновским спектром и малой расходимостью.

В зависимости от параметров лазера и плазмы бетатронное излучение может генерироваться в процессе лазерного кильватерного ускорения (LWFA) [112-114], LWFA в режиме самомодуляции (SM-LWFA) [115-117], прямого лазерного ускорения (DLA) [118,119] или в гибридном режиме [106,120].

В последнее время все более привлекательным становится прямое лазерное ускорение электронов в плазме околоритической плотности, где электронная плотность на два порядка выше, чем в газовых струях [108, 118, 119, 121, 122]. В случае DLA импульс достаточно длинный и интенсивный, чтобы создать ионно-плазменный канал с сильными радиальными полями. Радиальная неоднородность электронной плотности из-за пондеромоторного выталкивания фоновых плазменных электронов из канала создает радиальное электростатическое поле, и в то же время ток ускоренных электронов генерирует азимутальное магнитное поле [118, 119, 99]. Релятивистский электрон, захваченный в канале, испытывает поперечные бетатронные колебания и эффективно получает энергию от лазерного импульса, когда частота бетатронных колебаний становится резонансной с доплеровски смещенной частотой лазера [118, 119].

В зависимости от плотности плазмы и интенсивности лазера могут быть реализованы DLA, SM-LWFA, стохастический нагрев [123] или комбинация этих механизмов. В отличие от LWFA, DLA не генерирует электроны с очень высокими энергиями, но производит большое количество электронов с распределением, подобным максвелловскому, переносящими мегаамперные токи. Эффективная температура этих электронов может достигать нескольких десятков МэВ при умеренных релятивистских интенсивностях лазерного импульса.

Генерация сверхъярких вторичных источников частиц и излучения на основе DLA была успешно продемонстрирована на лазерной установке PHELIX в Дармштадте, Германия. Взаимодействие субпикосекундного импульса интенсивностью $\sim 10^{19}$ Вт/см² [124] с предварительно ионизированными полимерными пенами низкой плотности [125] привело к увеличению эффективной электронной температуры, энергии электронов и заряда пучка в 10-20 раз по сравнению с выстрелами на обычную фольгу при тех же параметрах лазера [108, 122].

Ниже приведены результаты экспериментального и теоретического исследования характеристик плазменной мишени околокритической плотности, создаваемой из полимерной пены специально подобранным наносекундным импульсом, и влияния пространственного распределения плотности NCD мишени на ускорение электронов в режиме DLA и генерацию бетатронного излучения.

Исследованы характеристики бетатронного излучения при облучении предварительно ионизированной полимерной пены низкой плотности субпикосекундным лазерным импульсом умеренной релятивистской интенсивности и продемонстрирована возможность создания эффективного источника бетатронного излучения высокой яркости на основе DLA для различных приложений.

5.2 Создание плазменной мишени околокритической плотности наносекундным импульсом

В экспериментах на установке PHELIX в качестве мишеней использовались полимерные СНО аэрогели с объемной плотностью 2 мг/см³ и толщиной 450±50 мкм [122]. В случае полностью ионизированной пены с химическим составом из [125] это соответствует электронной концентрации $n_e = 0.65 \times 10^{21}$ см⁻³ = 0.65 n_{cr} , где критическая электронная концентрация определяется как $n_{cr} = m\omega_L^2 / (4\pi e^2)$ где m и e - масса покоящегося электрона и его заряд, а ω_L - частота лазера. В случае лазера PHELIX ($\lambda = 1.053$ мкм) $n_{cr} = 10^{21}$ см⁻³.

Плазма NCD длиной менее/порядка 1 мм была получена с помощью контролируемого нс импульса, предшествующего основному релятивистски-интенсивному суб-пс импульсу. Наносекундный импульс, который использовался для ионизации пены и преобразования ее в плазму NCD, фокусировался на мишень с помощью того же внеосевого параболического зеркала с числом $f/5$, что и релятивистский импульс. Генерация плазмы NCD длиной менее/порядка 1 мм требует фокусирующей оптики с длиной Рэля в сотни микрометров, что и было на установке PHELIX при фокусировке внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 150 см. Это обеспечивает относительно постоянную интенсивность наносекундного лазерного импульса по всей толщине мишени. Интенсивность сфокусированного нс лазерного импульса варьировалась от 10^{13} Вт/см² до 3×10^{14} Вт/см² и длительность от 1,5 до 3 нс в зависимости от толщины и плотности пены. Задержка между наносекундным и субпикосекундным импульсами составляла от 3 до 5 нс и была выбрана достаточно большой для ионизации и гомогенизации структуры пены.

В зависимости от параметров пены и характеристик нс импульса может быть получена плазма с различными профилями плотности. Двумерное (цилиндрически симметричное, r, z) гидродинамическое моделирование было выполнено для слоя пены плотностью 2 мг/см³ толщиной 450 мкм и радиальным размером 180 мкм с помощью кода NUTCY-F [28]. Код учитывает характеристики структуры пены, поглощение лазерного излучения и гидродинамический и тепловой перенос энергии в частично гомогенизированной плазме [127-129].

Характеристики плазмы, созданной к моменту прихода релятивистского импульса с задержкой в 3 нс относительно наносекундного импульса с интенсивностью 10^{13} Вт/см², длительностью 3 нс, продемонстрированы на рисунке 5.2.1(а).

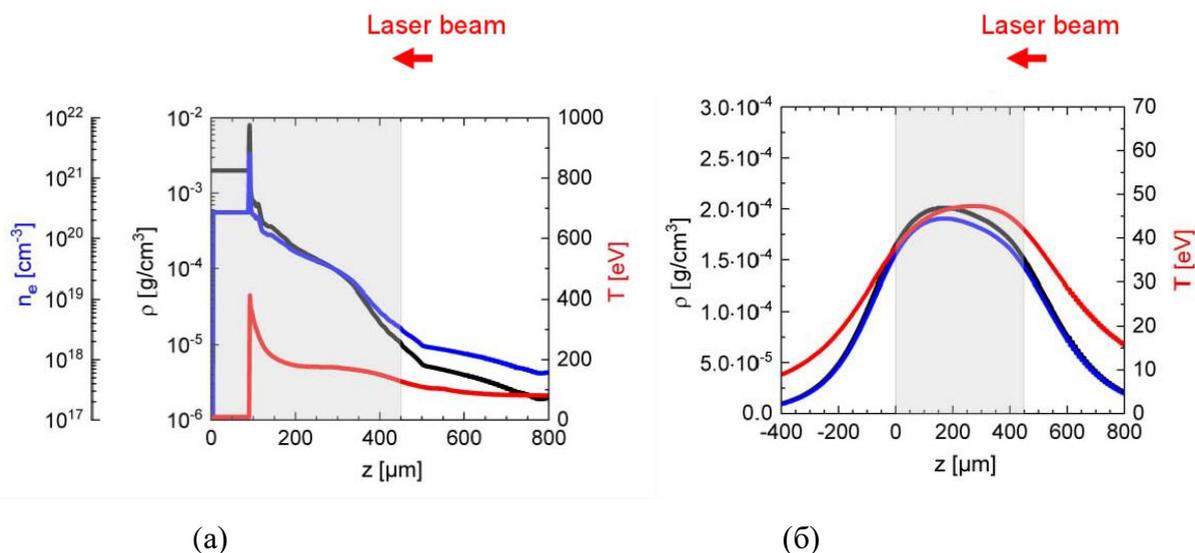


Рисунок 5.1 – Профили плотности и температуры, сформированные к моменту взаимодействия релятивистского импульса с плазмой: плотность массы в $\text{г}/\text{см}^3$ (черный) и температура электронов в эВ (красный) вдоль оси z (направление распространения лазерного импульса); (а) через 3 нс после взаимодействия наносекундного импульса с интенсивностью $10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$; (б) через 4.5 нс после взаимодействия с пеной нс-импульса с интенсивностью $3 \cdot 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$ и длительностью 1.5 нс

Показаны профили плотности и температуры на оси распространения лазерного импульса, сформированные к моменту взаимодействия релятивистски-интенсивного импульса с плазмой. Распределение плотности плазмы состоит из длинно-масштабной разреженной части, резкого подъема плотности перед ударной волной, где массовая плотность в 2-3 раза выше начальной, и части с начальной плотностью пены, невозмущенной нс импульсом (рисунок 1(а)).

Рисунок 5.1(б) демонстрирует результаты моделирования с помощью кода NUTCY-F, полученные в результате взаимодействия с пеной нс-импульса с интенсивностью $3 \times 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$ и длительностью 1.5 нс. Показаны характеристики плазмы, созданной к моменту прихода релятивистского импульса с задержкой 4.5 нс относительно наносекундного импульса. Нагрев пенной мишени более интенсивным лазерным импульсом и увеличенная задержка по сравнению со случаем на рисунке 5.1(а) приводит к разлету плазмы как навстречу лазерному импульсу, так в направлении его распространения. При этом максимальная концентрация электронов в слое плазмы может быть приблизительно на порядок меньше критической (рисунок 5.1(б)).

5.3 Генерация сильноточных пучков релятивистских электронов в NCD плазме в режиме DLA

В экспериментах на установке PHELIX для генерации ультрарелятивистских электронов в NCD плазме использовались указанные выше мишени из полимерного СНО аэрогеля с объемной плотностью 2 мг/см^3 и толщиной $450 \pm 50 \text{ мкм}$, при облучении такой мишени наносекундным импульсом с интенсивностью 10^{13} Вт/см^2 и длительностью 3 нс. Основной релятивистски-интенсивный лазерный импульс длительностью $750 \pm 250 \text{ пс}$ взаимодействовал с приготовленной NCD плазмой через 3 нс после воздействия на мишень нс импульса. После фокусировки суб-пикосекундного лазерного импульса в эллиптическое фокальное пятно с FWHM (Full Width at Half Maximum) диаметрами $12 \pm 2 \text{ мкм} \times 14 \pm 2 \text{ мкм}$ энергия лазера на мишени в FWHM пятне $E_{FWHM} \approx (15-20) \text{ Дж}$, а соответствующая интенсивность лазера составила $(1.0 - 2.5) \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, что соответствует безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 = eE_L / (mc\omega_L) = (2.8 - 4.4)$, где E_L - амплитуда напряженности электрического поля лазерного импульса, ω_L - его частота, c - скорость света.

На рисунке 5.2(а) показаны спектры ускоренных электронов, измеренные для различных углов детектирования относительно направления распространения лазерного импульса. Результаты 3D PIC моделирования VLPL кодом [130] ускорения электронов в NCD плазме в режиме DLA показаны на рисунке 5.2(б). Параметры моделирования отвечали указанным выше параметрам суб-пикосекундного лазерного импульса PHELIX: интенсивность $1.72 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, $a_0 = 3.55$ [131]. Плазма состояла из электронов и полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода, что соответствует химическому составу полимерной пены. Размер области моделирования составлял $500 \times 80 \times 80 \text{ мкм}^3$ с граничными условиями поглощения частиц и полей в каждом направлении. Размер числовых ячеек составлял 0,1 мкм в направлении x (распространение лазера) и 0,5 мкм в направлениях y и z , где y — направление поляризации, и содержал 4 электрона и один ион в каждой ячейке. В PIC-моделировании начальное распределение электронной концентрации вдоль оси лазерного импульса Ox соответствует профилю массовой плотности (черная кривая на 5.1(а)) при полной ионизации вещества. Электроны, покидающие плазму (расчетную область), регистрировались под углом $\varphi = 10^\circ$ к оси лазера в плоскости, перпендикулярной поляризации лазера, $\phi = 90^\circ$ и 270° , как в эксперименте.

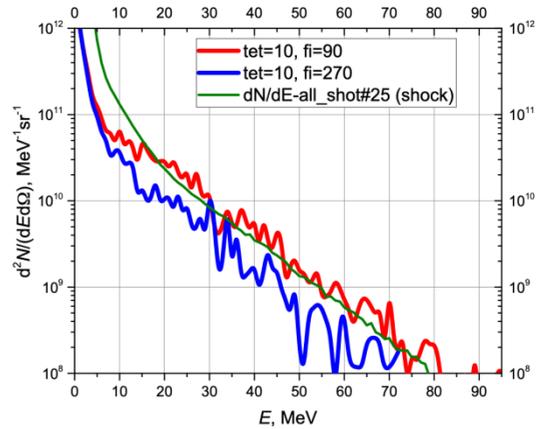
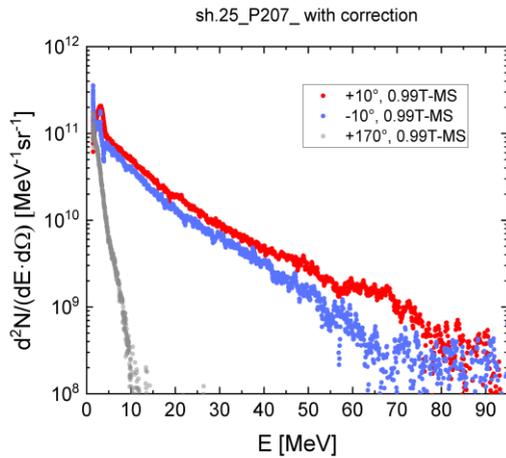


Рисунок 5.2 – Измеренные (а) и промоделированные (б) спектры DLA электронов в случае пены, предварительно ионизованной наносекундным импульсом с интенсивностью 10^{13} Вт/см²

Распределение электронов по энергии на рисунке 5.2(б) может быть аппроксимировано функцией Максвелла с эффективной температурой 11 МэВ для энергий электронов > 6 МэВ, что хорошо согласуется с измерениями, рисунок 5.2(а).

При увеличении интенсивности наносекундного импульса, нагревающего и ионизиющего низкоплотную мишень, а также времени задержки, плотность плазменной мишени к приходу основного релятивистски-интенсивного лазерного импульса может быть приблизительно на порядок меньше критической за счет значительного разлета плазмы (рисунок 5.1(б)). Для определения зависимости энергетических спектров ускоренных электронов от пространственного распределения плотности плазменной мишени (т.е. от параметров нс импульса) была проведена серия 3D PIC-расчетов для близких значений параметров релятивистски-интенсивного суб-пикосекундного лазерного импульса, но различных профилей плотности плазмы (при том же составе полимерной пены). Рисунок 5.3 суммирует результаты 3D PIC моделирования и показывает энергетические спектры всех электронов с $p_x > 0$, покидающих плазму для различных случаев профиля плотности плазмы.

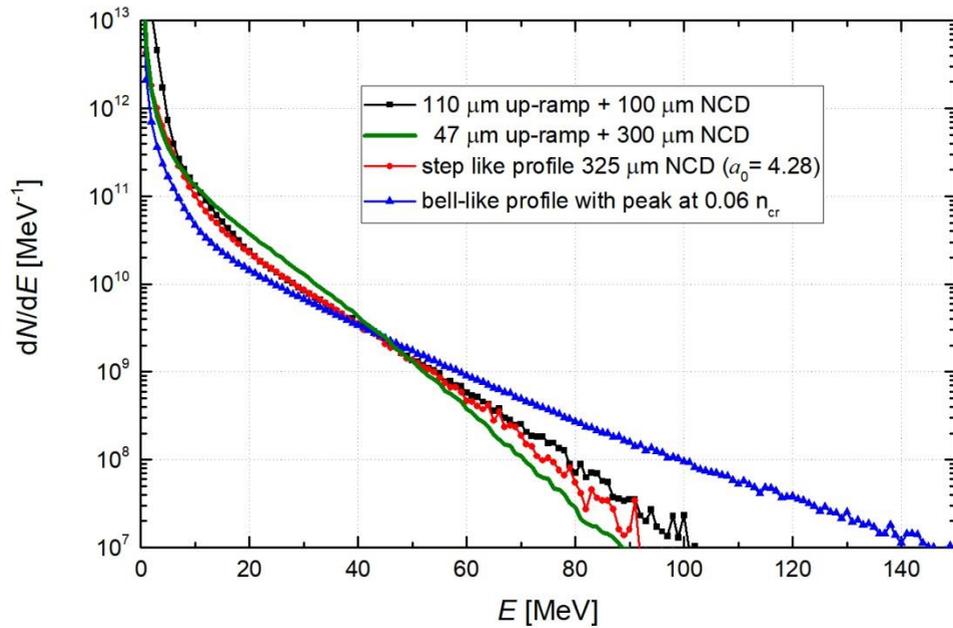


Рисунок 5.3 – Энергетические спектры лазерно-ускоренных электронов для различных профилей плотности плазмы

Три спектра на рисунке 5.3 - помеченная квадратами (черная), сплошная (зеленая) и помеченная кружками (красная) линии - соответствуют различным профилям плотности плазмы, содержащими NCD слой с концентрацией электронов $n_e = 0.65 \times 10^{21} \text{ см}^{-3} = 0.65 n_{cr}$. Общее число электронов с энергией выше 7 МэВ в черном, красном и зеленом спектрах близко и составляет $(1,1-1,6) \times 10^{12}$ частиц. При этом эффективные температуры распределений для энергий электронов, превышающих 20 МэВ, тоже мало отличаются и составляют 9 - 11 МэВ. Такие малые отличия характеристик электронов при значительном различии профилей плотности плазмы обусловлены тем, что большинство электронов ускоряется в области NCD плазмы и на нарастающем профиле к ней.

Спектр, помеченный на рисунке синими треугольниками, отвечает колокообразному распределению плотности плазмы длиной более 1 мм (рисунок 5.1(б)) с максимальным значением концентрации электронов приблизительно на порядок меньше критической, $n_e = 0.06 n_{cr}$. Такому распределению плотности соответствует более высокая эффективная температура электронов 16.5 МэВ по сравнению с вдвое более короткими профилями плотности с частью NCD (рисунок 5.1(а)). Согласно 3D PIC-моделированию, нормированная амплитуда лазерного поля в случае расширенной недостаточно плотной плазмы достигает $a_0 = 10$ при $n_e = 0,03 n_{cr}$ и сохраняет это высокое значение на большом расстоянии. Длинный путь ускорения электронов при наличии высокой амплитуды лазерного поля позволяет получить больше энергии. По сравнению с другими профилями,

синий спектр имеет наибольшее количество электронов с энергией >40 МэВ, но в два раза меньше с энергией >7 МэВ.

5.4 Генерация бетатронного излучения релятивистскими электронами, ускоряемыми в NCD плазме в режиме DLA

В работе [132] для измерения количества рентгеновских фотонов/кэВ/ср под разными углами к оси лазера использовался метод пары фильтров. Результаты измерений, показанные на рисунке 5.4, были получены в случае мишени из пены толщиной 450 ± 50 мкм, которая была предварительно ионизирована наносекундным импульсом $\sim 10^{13}$ Вт/см², а затем облучена релятивистски-интенсивным лазерным импульсом с длительностью 0.75 ± 0.25 пс и интенсивностью 10^{19} Вт/см².

Для отделения бетатронного излучения от тормозного требуется пространственное разрешение различных источников рентгеновского излучения. Для решения этой проблемы был сконструирован модифицированный магнитный спектрометр (X-MS), обеспечивающий 1D разрешение источников и позволяющий раздельное наблюдение бетатронного излучения от плазмы NCD и тормозного излучения, генерируемого в медном держателе пены. Использование хорошо экранированного X-MS с двумя магнитами, которые отклоняли электроны с энергией до 220 МэВ и протоны с энергией до 70 МэВ, позволило провести «чистые» измерения бетатронного сигнала. Стеклопластин изображения (IP) использовался как для обнаружения, так и фильтрации рентгеновского излучения. В случае X-MS первый IP регистрировал рентгеновское излучение в диапазоне энергий фотонов от 4 до 19 кэВ после прохождения набора фильтров Росса. Соответствующие точки данных на рисунке 5.4 обозначены как метод фильтра Росса X-MS.

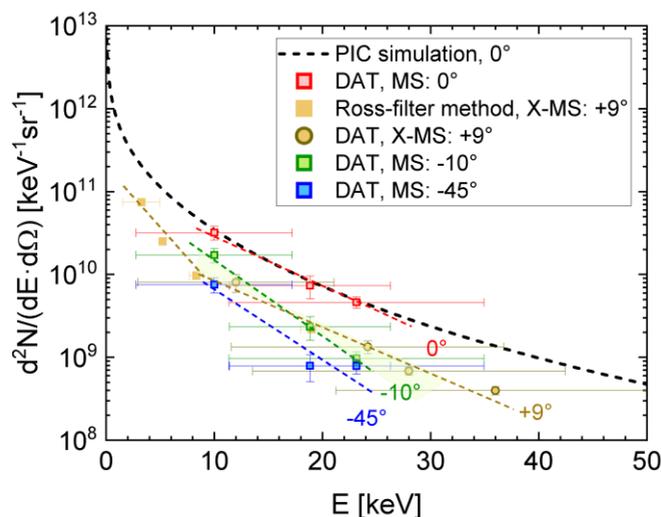


Рисунок 5.4 – Зависящие от угла (ось лазера 0°) рентгеновские спектры, измеренные с помощью методов фильтрации, в случае предварительно ионизированной пены; черная пунктирная кривая: 3D PIC-моделирование [109]

Рентгеновские сигналы, отфильтрованные первым, вторым и третьим IP одного и того же стека (DAT X-MS и DAT MS на рисунке 5.4), относятся к диапазону энергии фотонов от 12 до 36 кэВ. Спектр вдоль оси лазера (DAT MS 0°), оцененный с использованием метода дифференциального усредненного пропуска [107], показывает хорошее согласие по количеству фотонов/кэВ/ср с 3D-PIC моделированием, выполненным для параметров PHELIX (черная пунктирная линия) [109, 133].

На рисунке 5.5 показаны измеренные спектры бетатронного излучения в направлении распространения лазерного импульса для указанных выше параметров лазера и мишени из предварительно ионизированной пены, полученные в работах [132], сплошные красные квадратные маркеры, и [111] - синие маркеры. Результат теоретического анализа спектра бетатронного излучения показан на рисунке 5.5 сплошной линией.

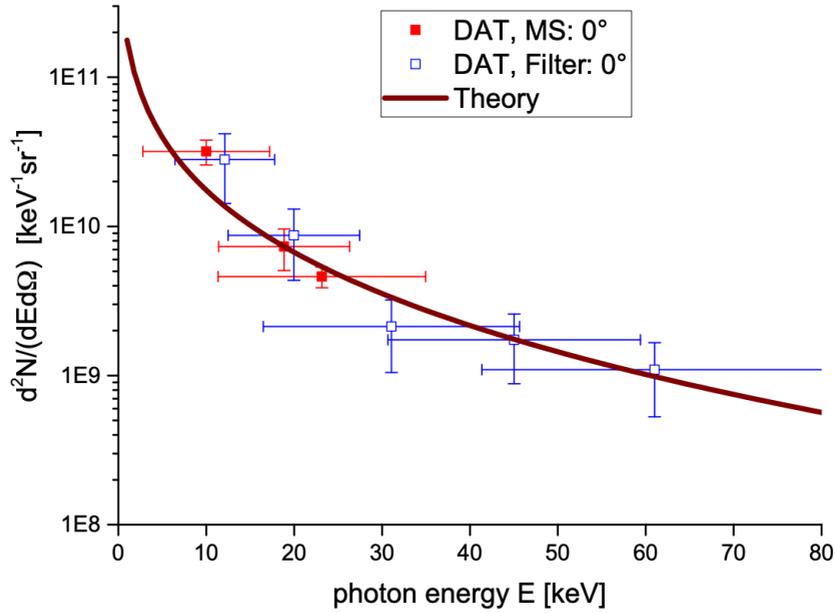


Рисунок 5.5 – Рентгеновские спектры, измеренные вдоль направления распространения лазера (0°), - маркеры с ошибками; расчет по формуле (5.4) - сплошная кривая

Для описания характеристик бетатронного излучения, генерируемого электронами в ионно-плазменном канале с сильными радиальными полями в процессе прямого лазерного ускорения в NCD плазме, использована модель синхротронного излучения, разработанная в работе [134]. Основными характеристиками, определяющими излучение электрона, движущегося в ионном канале, являются: его кинетическая энергия E_e и соответствующий гамма-фактор $\gamma = (1 + E_e/(mc^2))^{1/2}$, бетатронная частота ω_b и амплитуда осцилляций электрона в канале r_b . В случае полной эвакуации электронов из канала бетатронная частота, определяемая электростатической фокусирующей силой, равна $\omega_b = \omega_p/\sqrt{2\gamma}$, где $\omega_p = (4\pi e^2 n_e/m)^{1/2}$ - электронная плазменная частота, определяемая невозмущенной плотностью плазмы. С учетом распределений электронов по энергии и бетатронным радиусам и производя усреднение по этим характеристикам DLA-ускоряемых электронов, с использованием формулы (64) в [36] получим для распределения генерируемых вперед (ось лазера 0°) фотонов N по их энергии E в единицу телесного угла Ω следующее выражение

$$\frac{d^2N}{dE d\Omega} = \alpha_f \frac{3}{\pi^2} \frac{N_e}{2\pi E} \int_0^\infty \gamma^2 N_\beta f_e(E_e) dE_e \int_0^\infty dr_\beta f_r(r_\beta) \left(\frac{E}{E_c}\right)^2 K_{2/3}^2\left(\frac{E}{E_c}\right), \quad (5.1)$$

где $\alpha_f = e^2/(\hbar c) = 1/137$, N_e - число излучающих электронов, $N_\beta = L/\lambda_\beta$ - число бетатронных колебаний на длине ионного канала L , $\lambda_\beta = 2\pi c/\omega_\beta$ - длина волны

бетатронных колебаний, критическая энергия $E_c = \hbar\omega_c = 3a_\beta\gamma^2\hbar\omega_\beta$, $a_\beta = \gamma\omega_\beta r_\beta/c$; $f_e(E_e) = T_e^{-1}\exp(-E_e/T_e)$ - функция распределения электронов по энергиям E_e , T_e - эффективная температура ускоренных электронов, $f_r(r_\beta) = 2[\sqrt{\pi}r_\sigma]^{-1}\exp[-(r_\beta/r_\sigma)^2]$ - функция распределения электронов по амплитудам их бетатронных колебаний, а $K_{2/3}$ — модифицированная функция Бесселя второго рода.

Хорошее согласие спектра фотонов (5.1) с результатами измерений, показанными на рисунке 5.5 для 0° , было получено для эффективной температуры электронов $T_e = 10$ МэВ, характерного значения бетатронных радиусов $r_\sigma = 3$ мм, эффективной невозмущенной концентрации плазмы, определяющей фокусирующую силу, $n_0/n_{cr}=0,2 - 01$ и числа излучающих электронов $N_e \cong 5 \times 10^{11}$. Эти параметры согласуются с измеренными и определенными в PIC моделировании характеристиками электронов DLA (см. рисунки 5.2, 5.3 и обсуждения после них) и предсказаниями диапазона плотности плазмы, в котором происходит ускорение электронов (рисунок 5.1(a)).

5.5 Заключение

В экспериментах на лазере PHELIX исследованы направленные пучки суперпандеромоторных электронов и направленное рентгеновское излучение, генерируемые при взаимодействии суб-пикосекундного лазерного импульса интенсивностью 10^{19} Вт/см² с предварительно ионизированными полимерными пенами низкой плотности суб-миллиметровой толщины. Самый высокий заряд направленной части электронного пучка (> 10 МэВ) достигал 2–3 нКл на джоуль сфокусированной лазерной энергии, а самая высокая эффективная температура 10–16 МэВ была измерена у электронов, летящих вдоль оси лазера в пределах телесного угла 100–200 мср. Полученные в результате полномасштабного 3D PIC моделирования параметры ультрарелятивистских электронов, ускоренных в NCD плазменной мишени в режиме DLA, демонстрируют хорошее согласие с данными экспериментов и позволяют определять зависимости характеристик ускоренных электронов и генерируемого ими бетатронного излучения от параметров мишени и лазерного импульса.

Яркость бетатронных источников, основанных на DLA-механизме в NCD плазме и создаваемых пикосекундным лазерным импульсом, может быть умеренной по сравнению с LWFA, с рекордной яркостью 10^{23} фотонов/с/мм²/мрад²/(0,1% полосы пропускания (BW)) [135]. Причинами являются довольно высокая расходимость рентгеновского пучка и пикосекундная длительность рентгеновского излучения. В случае PHELIX расчетная пиковая яркость бетатронного излучения составляет $\sim 2 \times 10^{20}$ фотонов/с/мм²/мрад²/(0,1% BW) при 10 кэВ. Для этой оценки был принят размер источника 5 мкм из 3D PIC-моделирования [109, 133]. Однако, в случае лазеров класса кДж РВ яркость бетатронного

источника менее важна по сравнению с флюенсом направленных фотонов, используемых для рентгенографии объекта. Это обусловлено чрезвычайно жесткими условиями на количество диагностических квантов, вызванными высоким потоком частиц и фотонов, которые взаимодействуют с мишенной камерой и диагностическими приборами и создают высокий уровень фона. Исследованный источник бетатронного излучения на основе DLA электронов при взаимодействии суб-пикосекундного лазерного импульса интенсивностью $\sim 10^{19}$ Вт/см² с предварительно ионизированными полимерными пенами низкой плотности обеспечивает наибольшее из достигнутых количество фотонов (с энергией 10 кэВ) на джоуль лазерной энергии $\sim 1.5 \times 10^9$ фотонов/кэВ/ср/Дж [132].

Полученные научные результаты полностью соответствуют требованиям п.4.1.5. Плана-графика.

6 Исследование когерентного обратного рассеяния лазерного импульса на сгустке ультррелятивистских электронов (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

6.1 Введение

Обратное комптоновское рассеяние является одним из самых перспективных способов генерации рентгеновского квазимонохроматического излучения [136-139]. Оптические фотоны рассеиваются на релятивистских электронах, их частота увеличивается в γ^2 раз, где γ - Лоренц-фактор, и таким образом они становятся релятивистскими.

Чтобы добиться высокого потока фотонов от таких источников, можно увеличить плотность электронного и лазерного пучков, однако это приведет к многочастичному рассеянию и нелинейным эффектам, значительно уширяющим спектр. Другим подходом является оптимизация геометрии процесса с точки зрения количества отдельных столкновений. В нашей работе [140] яркость комптоновского рассеяния была рассчитана для произвольных углов столкновения и наклона пучка. Было показано, что при правильном наклоне пучка может быть достигнуто значительное увеличение числа взаимодействий и, следовательно, рассеянных фотонов, и что такая схема соответствует режиму "краб-схема", успешно используемому в физике коллайдеров. Однако в цитируемой статье не рассматривались когерентные эффекты, которые (потенциально) могли бы привести к еще большему, квадратичному по числу частиц, увеличению интенсивности. Отчасти это произошло потому, что для достижения когерентного режима в различных процессах большой пучок обычно разделяется на множество небольших пучков, каждый из которых меньше длины волны излучения. Затем эти пучки распределяются с определенными интервалами таким образом, чтобы в выбранном направлении создавался максимальный уровень интерференции. Однако даже в рентгеновской области, для которой обычно применяются источники комптоновского рассеяния, и особенно в случае массивных продуктов реакции на коллайдерах, длина волны "излучения" настолько мала, что создание сгустков подходящего размера является технически сложной задачей. Даже светимость, которая характеризует эффективность/яркость столкновения [142], по своей сути не учитывает когерентные эффекты.

Однако существуют когерентные процессы и с непрерывными источниками, например, с излучением Черенкова. Заряд движется по непрерывной траектории с характерными размерами, не ограниченными длиной волны излучения, а угловое распределение зависит от частоты только из-за дисперсии диэлектрической проницаемости. Это возможно потому, что скорость излучения превышает фазовую

скорость света в среде. Аналогичные условия могут быть созданы даже в вакууме. Правильно ориентируя достаточно вытянутые пучки, можно добиться того, чтобы область их пересечения перемещалась быстрее скорости света.

Аналогичные процессы, в которых может наблюдаться сверхсветовой эффект Черенкова, исследовались, например, в работе [143] было показано, что если заряд при определенных условиях проходит через дифракционную решетку, то возбуждаемая им область может перемещаться быстрее скорости света. В этом случае пики излучения Смита-Перселла расположены на конусе, соответствующем излучению Черенкова. Также в статье [144] авторы исследуют поверхность проводника, освещенную лазером. Теоретически было показано, что освещенное лазером пятно, движущееся быстрее скорости света, будет излучать поверхностные волны и волны в свободном пространстве по черенковскому механизму. Аналогичные процессы также исследовались в других исследованиях [144].

В этом исследовании мы разрабатываем теорию, которая объясняет когерентные эффекты, когда два пучка сталкиваются под произвольными углами относительно траектории распространения, применимую не только к комптоновскому рассеянию, но и к произвольным процессам. Используя эту теорию, мы рассчитали когерентную светимость для случая, когда оба пучка описываются гауссианами с произвольными наклонами, и продемонстрировали возможность формирования черенковского конуса излучения в вакууме.

6.2 Когерентная светимость

В физике коллайдеров некогерентная светимость - это коэффициент пропорциональности между поперечным сечением одной частицы σ и числом событий N , который выражается через интеграл перекрытия [142].

$$N = u\sigma \int d^4x \rho_e(x) \rho_L(x), \quad (6.1)$$

где ρ_e и ρ_L - плотность частиц в пучках, а скорость сближения - в единицах скорости света.

Укажем два необходимых приложения. Во-первых, функция плотности частиц не слишком резкая; характерный масштаб изменения намного больше, чем квадратный корень из поперечного сечения:

$$\Delta l(\rho) \gg \sqrt{\sigma} \quad (6.2)$$

Это следует из того факта, что введение в формулу поперечного сечения центра рассеяния предполагает, что на этот центр падает равномерный поток частиц. Более того, если бы

такого ограничения не существовало, можно было бы рассмотреть два пучка, каждый из которых состоит из одной частицы, но проходит на расстоянии меньшем, чем $\sqrt{\sigma}$ друг от друга. Плотности частиц не перекрываются, и формула не будет указывать на какие-либо события, хотя они должны были бы произойти.

Кроме того, поперечное сечение таково, что рассеивается лишь небольшая часть частиц. В формуле учитывается вклад от взаимодействия каждой частицы из одного пучка с каждой частицей из другого, что, как правило, неверно, поскольку рассеянные частицы не участвуют в дальнейших взаимодействиях или делают это с разными параметрами. Поэтому для получения точного решения количество событий должно быть определено из соответствующего самосогласованного уравнения или итерационным методом. Однако, если число рассеивающих частиц невелико по сравнению с совокупностью обоих пучков:

$$N_{sc}/N_{L,e} \ll 1; \quad (6.3)$$

или, другими словами, функции ρ_1 и ρ_2 слабо изменяются в процессе взаимодействия, выражение остается верным.

Мы используем эти приближения для получения выражения для когерентной светимости. Следуя классическому подходу, используемому для расчета поперечного сечения, мы определяем количество рассеянных частиц на единицу телесного угла. Для этого мы выражаем волновую функцию лазерного луча в виде:

$$\psi = Ae^{ikz} + \frac{1}{r} \sum_i f_i(\theta) e^{i\varphi_i}, \quad (6.4)$$

нормируя его по количеству частиц. Здесь r это расстояние от области взаимодействия до детектора. Мы предполагаем, что оно намного больше характерных размеров области взаимодействия. Суммирование происходит по отдельным событиям рассеяния. Тогда искомое значение равно

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| \sum_i f_i(\theta) e^{i\varphi_i} \right|^2. \quad (6.5)$$

Теперь перейдем к суммированию частиц:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| \sum_e \sum_L e^{i\varphi(e,L)} f(e, L, \theta) \right|^2. \quad (6.6)$$

Суммирование происходит по электронам и начальным фотонам, их нумеруют индексы e и L соответственно. При суммировании по электронам мы подсчитываем каждый электрон ровно один раз. Нумерация электронов может быть назначена в любой

фиксированный момент времени; как мы увидим позже, из-за интегрирования во времени от этого фиксированного момента результат не зависит. Мы суммируем фотоны отдельно для каждого электрона, подсчитывая количество фотонов, которые "рассеял" конкретный электрон. Более того, разные электроны могут "рассеять" один и тот же фотон, поэтому количество фотонов может быть подсчитано несколько раз. Это не противоречит приближению, в котором плотности частиц в пучках остаются постоянными.

Может возникнуть вопрос, что позволяет нам нумеровать идентичные частицы. Далее мы заменим переменные с чисел на координаты. После этого нам не будет мешать неразличимость частиц, поскольку для нас не имеет значения, какой электрон и как он попал в эту ячейку пространства.

Функция определяет $f(e, L, \theta)$, с каким весом фотон L рассеивается электроном e на фотон, выходящий под углом θ . По своей природе она может зависеть только от прицельного параметра.

Мы разделим пространство на ячейки такого размера, что

$$\Delta l(\rho) \approx \sqrt{\sigma} \approx \sqrt{\mu \Delta^4 x},$$

$$\lambda_{sc} \approx \sqrt{\sigma} \approx \sqrt{\mu \Delta^4 x}, \quad (6.7)$$

где λ_{sc} - длина волны излучения, а с помощью x обозначим весь набор координат:

$$x = (ct, x, y, z). \quad (6.8)$$

Далее мы переходим от суммирования по частицам к суммированию по координатам:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| \sum_{\mathbf{x}} \sum_{e \in \Delta^3 \mathbf{x}} \sum_{y_0, y_{\perp}} \sum_{L \in \Delta^2 y_{\perp}, u \Delta y_0} e^{i\varphi(e, ph)} f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)|, \theta) \right|^2. \quad (6.9)$$

Индексы \perp, \parallel обозначают перпендикулярность и параллельность относительно скорости сближения соответственно.

Масштаб изменения показателя порядка длины волны, что намного больше размера ячейки, поэтому его можно использовать для суммирования по частицам в ячейке; можно

также вынести из суммы величину $f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(ph)|)$, которая изменяется на масштабе.

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| \sum_{\mathbf{x}} \sum_{x_0, y_{\perp}} e^{i\varphi(e, L)} f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)|, \theta) \sum_{e \in \Delta^3 \mathbf{x}} 1 \sum_{L \in \Delta^2 y_{\perp}, u \Delta y_0} 1 \right|^2. \quad (6.10)$$

Здесь мы вводим числа заполнения, выражая их в терминах плотности частиц:

$$\begin{aligned} \sum_{e \in \Delta^3 \mathbf{x}} 1 &= \rho_e(x) \Delta^3 \mathbf{x} = \rho_e(x) \Delta^2 x_{\perp} \Delta x_{\parallel} \\ \sum_{\gamma \in \Delta^2 y_{\perp} \cdot u \Delta x_0} 1 &= \rho_L(x_0, x_{\parallel}, y_{\perp}) \Delta^2 y_{\perp} \cdot u \Delta x_0. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Аргумент $(x_0, x_{\parallel}, y_{\perp})$ во втором уравнении подразумевает, что слой шириной $u \Delta y_0$ берется вокруг определенного электрона с продольной координатой x_{\parallel} в то время x_0 , когда электрон находится там.

Теперь можно использовать тот факт, что функция $f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)|)$ отлична от нуля на масштабе $|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)| \ll \sqrt{\sigma}$, в таком масштабе показатель степени и плотность частиц почти постоянны. Мы вынесем их из суммы по y_{\perp} , положив $y_{\perp} = x_{\perp}$:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| u \sum_{x_0} \sum_{x_{\parallel}} \sum_{x_{\perp}} \rho_e(x) \rho_{ph}(x_0, x_{\parallel}, x_{\perp}) e^{i\varphi(x)} \sum_{y_{\perp}} f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(ph)|, \theta) \Delta^2 x_{\perp} \Delta x_{\parallel} \Delta^2 y_{\perp} \Delta x_0 \right|^2.$$

Упрощение суммы и переход к интегрированию:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| u \int d^4 x \rho_e(x) \rho_L(x) e^{i\varphi(x)} \int d^2 y f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)|, \theta) \right|^2. \quad (6.12)$$

Интеграл от функции $\int d^2 y f(|x_{\perp}(e) - y_{\perp}(L)|, \theta)$, указывающий, с какой массой рассеивается фотон с определенным параметром воздействия – одночастичное сечение рассеяния.

Мы получаем:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| u \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4 x \rho_e(x) \rho_L(x) e^{i\varphi(x)} \right|^2. \quad (6.13)$$

Ожидается, что поперечное сечение будет приведено в квадрат формулы. В общепринятых приближениях (поперечное сечение намного меньше характерного расстояния, на котором изменяется плотность частиц) увеличение поперечного сечения одиночной частицы в несколько раз должно приводить к тому же эффекту, что и увеличение плотности в несколько раз. Плотность в некогерентных процессах входит во второй степени, поэтому неудивительно, что и поперечное сечение тоже.

6.3 Комптоновское рассеяние гауссовых пучков

Мы вывели формулу для излучения фотонов с учетом интерференции:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = \left| u \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4 x \rho_e(x) \rho_{ph}(x) e^{i\varphi(x)} \right|^2. \quad (6.14)$$

Для удобства расчетов можно вернуться к распределениям, нормализованным к единице:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = N_{ph}^2 N_e^2 \left| u \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4 x F_e(x) F_{ph}(x) e^{i\varphi(x)} \right|^2, \quad (6.15)$$

где $F(x)$ - гауссово распределение в собственной системе координат пучка. В работе [141] мы получили выражение $F_e(x)F_{ph}(x)$ для в лабораторной системе координат:

$$F_e(x)F_{ph}(x) = \frac{1}{(2\pi)^3 \sigma_{phx} \sigma_{phy} \sigma_{phz} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \exp \left[-\frac{1}{2} x_\mu a_{\mu\nu} x_\nu \right]. \quad (6.16)$$

В дальней зоне, где, находится детектор, фаза $\varphi(x)$ в принимает форму, соответствующую плоской волне:

$$\varphi(x) = \eta(k_\mu) + k_\mu (x^\mu - x_0^\mu), \quad (6.17)$$

где x_0^μ обозначает момент наблюдения (координаты и время). Мы предполагаем, что размер области взаимодействия мал по сравнению с расстоянием до детектора, т.е. волновой вектор k_μ не зависит от координат x_μ . Кроме того, конкретная точка в пространстве и времени, где произошло взаимодействие, не имеет значения, поэтому общая фаза $\eta(k)$ также не должна зависеть от x_μ . Это позволяет вынести ее из интеграла, который затем исчезает из-за взятия модуля. Фаза принимает вид

$$\varphi(x) = k_\mu x^\mu. \quad (6.18)$$

Переписывание выражения дает:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = N_{ph}^2 N_e^2 \left| \frac{u}{(2\pi)^3 \sigma_{\gamma x} \sigma_{\gamma y} \sigma_{\gamma z} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4 x \exp \left[-\frac{1}{2} x_\mu a_{\mu\nu} x_\nu + ik_\mu g_{\mu\nu} x_\nu \right] \right|^2. \quad (6.19)$$

Сделаем замену

$$x_\mu = \tilde{x}_\mu - k_\mu, \quad (6.20)$$

Подставляя это в (20), мы выносим из интеграла ту часть показателя степени, которая не зависит от координат, и возводим модуль в квадрат:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = N_{ph}^2 N_e^2 \exp \left[-g_{\mu\alpha} k_\alpha k_\beta g_{\beta\nu} a_{\mu\nu}^{-1} \right] \left| \frac{u}{(2\pi)^3 \sigma_{\gamma x} \sigma_{\gamma y} \sigma_{\gamma z} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4 x \exp \left[-\frac{1}{2} \tilde{x}_\mu a_{\mu\nu} x_\nu \right] \right|^2. \quad (6.21)$$

Подстановка $x_\mu = \xi_\mu - \kappa_\mu$ - это просто линейный конечный сдвиг без растяжения и при интегрировании мы можем перейти с переменных d^4x на $d^4\xi$ с единичным якобианом и теми же бесконечными пределами, а затем переобозначить ξ на x :

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = N_{ph}^2 N_e^2 \exp[-g_{\mu\alpha} k_\alpha k_\beta g_{\beta\nu} a_{\mu\nu}^{-1}] \left| \frac{u}{(2\pi)^3 \sigma_{\gamma x} \sigma_{\gamma y} \sigma_{\gamma z} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d^4x \exp\left[-\frac{1}{2} x_\mu a_{\mu\nu} x_\nu\right] \right|^2.$$

(6.22)

Заметим, что под знаком модуля, за исключением сечения, написано выражение для некогерентной светимости:

$$L_{incoh} = u \int d^4x F_L(x) F_e(x). \quad (6.24)$$

Следовательно, можно написать:

$$g_{\mu\alpha} k_\alpha k_\beta g_{\beta\nu} = \frac{\omega^2}{c^2} g_{\mu\alpha} n_\alpha n_\beta g_{\beta\nu} = \frac{1}{\lambda^2} n_{\mu\nu}. \quad (6.25)$$

$$n_{\nu\beta} = g_{\nu\mu} n_\mu n_\alpha g_{\alpha\beta}. \quad (6.26)$$

В конечном счете можно получить:

$$\frac{dN_{sc}}{d\Omega} = N_{ph}^2 N_e^2 \exp\left[-\frac{1}{\lambda^2} n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1}\right] \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^2 L_{incoh}^2. \quad (6.27)$$

Мы получили выражение для числа рассеянных фотонов с учетом интерференции. В следующем параграфе мы продемонстрируем возможность формирования конуса Черенкова при определенных условиях, а также приведения его направления в соответствие с максимумом одночастичного поперечного сечения $d\sigma/d\Omega$.

6.4 Анализ и обсуждение результатов

Для успешного усиления излучения при обратном комптоновском рассеянии необходимо, чтобы максимум интерференции, определяемый показателем степени в выражении (30), совпадал с максимумом дифференциального одночастичного сечения процесса. Чтобы достичь этого, нам нужно найти такие параметры, чтобы область геометрического перекрытия лучей перемещалась быстрее скорости света, и чтобы результирующий конус Черенкова был направлен вдоль излучения при комптоновском рассеянии, как показано на рисунке 6.1. Поскольку у нас есть два свободных параметра (углы поворота для обоих лучей), есть несколько способов добиться этого. Однако для краткости мы представим только два из них.

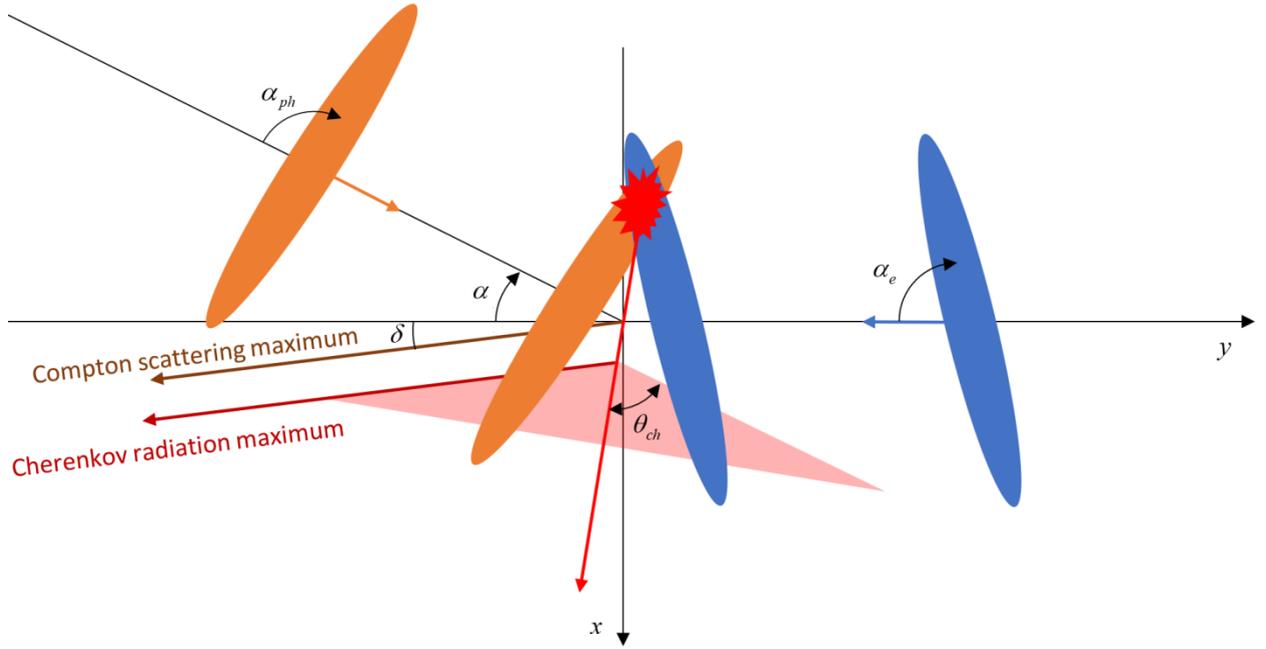


Рисунок 6.1 - Область пересечения фотонного (оранжевого, слева) и электронного (синего, справа) пучков движется быстрее скорости света, в результате чего образуется конус Черенкова. Углы поворота выбраны таким образом, чтобы максимум комптоновского рассеяния совпадал с конусом излучения

Первый случай интересен тем, что в ультррелятивистском приближении углы наклона не зависят от угла столкновения лучей. Здесь приведены выражения для углов в точной форме (δ — это угол обратного комптоновского рассеяния).

$$\sin(\alpha/2 + \delta) = \frac{\sin(\alpha/2 + \alpha_L - \pi/2)}{\cos(\alpha_L - \pi/2)},$$

$$\beta \sin(\alpha/2 + \delta) = \frac{\sin(\alpha/2 - (\alpha_e - \pi/2))}{\cos(\alpha_e - \pi/2)}. \quad (6.28)$$

и для случая $\gamma \ll 1$ (соответственно $\delta \ll 1$):

$$\alpha_L = \pi/2 + \delta,$$

$$\alpha_e = \pi/2 - \delta. \quad (6.29)$$

Во втором случае лазерный луч остается неповернутым ($\alpha_L = \pi/2$), а наклон электронного луча вычисляется следующим образом:

$$\alpha_e = \pi/2 - \arccos \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad (6.30)$$

где

$$A = \cos(\alpha + \delta + \theta_0) - \cos(\alpha + \theta_0), \quad B = \sin(\alpha + \theta_0),$$

$$\theta_0 = \arctan \frac{1 + \cos(\alpha + \delta)}{\sin(\alpha + \delta)}. \quad (6.31)$$

Каждое из этих условий приводит к согласованию направления обратного комптоновского рассеяния с интерференционным максимумом. На рисунке 6.2 показано спектрально-угловое распределение части выражения (30)

$$F = \exp \left[-\frac{1}{\lambda^2} n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} \right] L_{incoh}^2. \quad (6.32)$$

Рассмотрены два случая: когерентный режим с черенковским конусом излучения и традиционная схема "краб-кроссинг". Также указано направление максимума обратного комптоновского рассеяния. Как видно из рисунка, даже для нереально малых пучков (размеры порядка длины волны излучения) когерентный режим обеспечивает значительное увеличение интенсивности на несколько порядков. Причем, чем больше пучок, тем значительнее это увеличение. Действительно, элементы матрицы $a_{\mu\nu}^{-1}$ состоят из элементов с размерностями λ^2 , полученными путем комбинирования различных размеров пучков σ^2 . Таким образом, понятно, как величина F_m , соответствующая увеличенному в разы лучу, выражается через исходную матрицу $a_{\mu\nu}^{-1}$:

$$F_m = \exp \left[-\frac{1}{\lambda^2} n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} \cdot m^2 \right] L_{incoh}^2 = \left(\exp \left[-\frac{1}{\lambda^2} n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} \right] \right)^{m^2} L_{incoh}^2. \quad (6.33)$$

Соответственно, при пропорциональном увеличении размера пучка в m раз увеличение интенсивности будет увеличиваться в m^2 раз, как показано на рисунке 6.2б.

Из рисунка 6.2 (справа) также видно, что в классической схеме "краб-кроссинг" направление обратного рассеяния Томсона приходится на хвосты величины $F = \exp \left[-n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} / \lambda^2 \right] L_{incoh}^2$, поэтому фактический выигрыш еще больше.

Теперь можно рассмотреть спектральное поведение, определяемое звездной величиной F . Для этого мы перепишем его в следующем виде:

$$F = \exp \left[-n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} \omega^2 / (2\pi)^2 \right] L_{incoh}^2. \quad (6.34)$$

Во-первых, можно видеть, что яркость экспоненциально уменьшается с увеличением частоты, и чем больше пучок, тем быстрее происходит это уменьшение: элементы

матрицы $a_{\mu\nu}^{-1}$ пропорциональны квадрату размеров луча. Это ожидаемо, поскольку уменьшается вклад частот, меньших, чем $\frac{2\pi c}{\sqrt[3]{V}}$, где V - объем области перекрытия пучка.

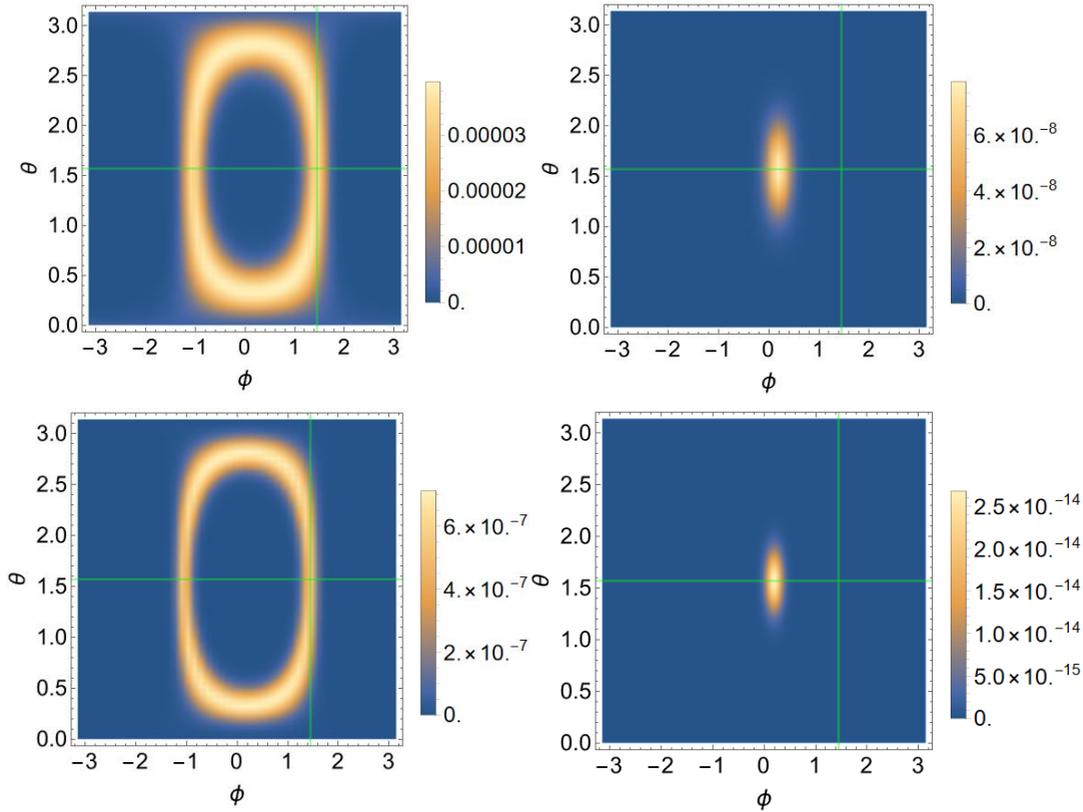


Рисунок 6.2 - График величины $F = \exp \left[-n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1} / \lambda^2 \right] L_{incoh}^2$. Направление максимума обратного комптоновского рассеяния отмечено зелеными линиями. Слева показан когерентный режим, на котором виден ожидаемый конус Черенкова-Вавилова с ожидаемым радиусом рассеяния. Справа представлена схема "краб-кроссинг" а) - сверху размеры пучка $\sigma_x = 5\lambda$, $\sigma_y = \lambda$, $\sigma_z = \lambda$; б) - внизу размеры пучка $\sigma_x = 10\lambda$, $\sigma_y = 2\lambda$, $\sigma_z = 2\lambda$, где λ длина волны излучения

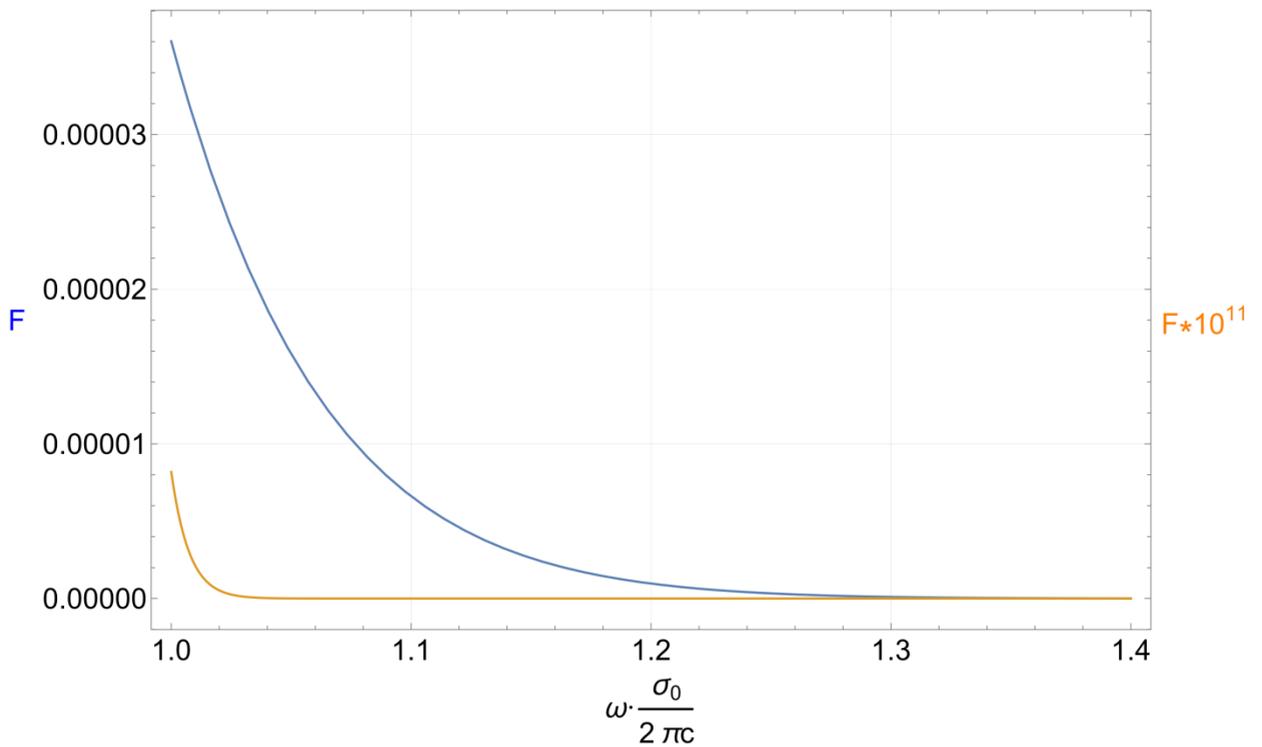


Рисунок 6.3 - Зависимость величины F от частоты. Частота нормализована на характерный размер σ_0 пучка. Можно видеть, что для когерентного режима (синяя линия), основанного на усилении черенковского излучения, уменьшение светимости происходит на много порядков медленнее, чем для обычной схемы "краб-кроссинг" (оранжевая линия)

Действительно, этот объем V определяет характерный масштаб изменения "тока", и, таким образом, его преобразование Фурье определяет характерные частоты. Соответственно, чем больше размеры пучков, тем меньше характерные частоты. Во-вторых, при фиксированных размерах пучков скорость этого уменьшения зависит от ориентации пучков и минимальна в когерентном режиме, поскольку этот режим характеризуется минимальной (по вращению пучков) величиной $n_{\mu\nu} a_{\mu\nu}^{-1}$. Это также видно из графика зависимости величины от частоты, см. рисунок 3.

Мы видим, что хотя излучение на высоких частотах (по сравнению с обратным размером пучка) подавляется при любом вращении пучков, в случае черенковского излучения это уменьшение на несколько порядков слабее. Это происходит потому, что размер области взаимодействия в схеме краб-кроссинг пропорционален наибольшему из размеров пучка, в то время как в предлагаемом когерентном режиме он пропорционален наименьшему.

6.5 Заключение

В этой работе мы разработали теорию, описывающую когерентную светимость двух сталкивающихся пучков с произвольной геометрией, и рассчитали ее для случая обратного комптоновского рассеяния. Показано, что при определенных углах поворота лучей область их геометрического перекрытия перемещается со сверхсветовой скоростью, что приводит к появлению интерференционных максимумов с направлением, подобным черенковскому. Рассчитаны специальные углы поворота, при которых это направление совпадает с направлением комптоновского излучения, тем самым усиливая его. Один из предложенных методов (формулы и) требует только наклона электронного пучка при сохранении прямого лазерного пучка. Это может быть полезно с точки зрения упрощения настройки лазерной системы.

Концепция наблюдения черенковского излучения от сверхсветового источника не нова [139-141], однако ранее она никогда не использовалась для усиления томсоновского обратного рассеяния. Поскольку он обычно используется для генерации рентгеновского излучения, а аттосекундные импульсы по-прежнему являются технологически сложными, в настоящее время предлагаемый метод представляет собой, по-видимому, единственный способ добиться когерентного усиления излучения. Как показано теоретически, он имеет преимущество в интенсивности излучения даже по отношению к схеме "краб-кроссинг", которая на сегодня является наиболее эффективной в плане светимости в физике коллайдеров, и в физике генерации обратного комптоновского излучения сгустками заряженных частиц.

Описание взаимодействия между фотоном и электроном содержится в дифференциальном описании одночастичного процесса, в то время как вывод остальной части формулы на него не опирается. Более того, при получении когерентной светимости даже не предполагалось, что взаимодействие лучей носит электромагнитный характер. Единственное сделанное предположение состоит в том, что исходящие частицы (в данном случае фотоны) можно описать как плоские волны, а соответствующее изменение фазы между точками определяется скалярным произведением. Интересно, что при рассмотрении черенковского излучения в вакууме мы исключаем эффекты частотной дисперсии, характерные для среды. Это означает, что направление конуса определяется исключительно отношением скорости света к скорости излучателя. Таким образом, можно надеяться, что этот эффект усиления светимости может найти свое применение и в других экспериментах с участием сталкивающихся пучков.

Полученные научные результаты полностью соответствуют п.4.1.6. Плана-графика.

7 Оценка возможностей оптимизации оптических схем генерации импульсных магнитных полей в задачах управления пучками быстрых частиц (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

Достигнутый к настоящему времени существенный прогресс в лазерных технологиях позволяет создавать компактные оптические ускорители заряженных частиц, способные получать плотные потоки электронов и протонов с энергиями до нескольких десятков и даже сотен МэВ. При этом, вследствие малой области формирования, угловое распределение таких потоков оказывается существенно шире, чем в конвенциональных ускорителях. Проблему коллимации можно попытаться решить при помощи компактных устройств, обеспечивающих вблизи от оптического ускорителя область сильного управляющего электромагнитного поля. Величина такого поля для указанных энергий в несколько десятков или сотен МэВ должна быть настолько большой, что такие поля могут существовать лишь в импульсном режиме, причём длительность импульса определяется временем существования мишени – генератора поля.

Поскольку лазерные методы ускорения заряженных частиц требовательны к интенсивности, обычно для этих целей используются короткие пикосекундные или ультракороткие фемтосекундные лазерные импульсы, с интенсивностью в пучке не менее 10^{18} Вт/см². В некоторых случаях, для исследовательских целей, наряду с интенсивными короткими импульсами, конструкции лазерных установок позволяют синхронно генерировать энергетические наносекундные лазерные импульсы, однако для практических установок, по-видимому, совмещение в одной установке двух типов лазеров сопряжено с серьёзными трудностями, увеличивающими стоимость установки и являющимся нежелательным. Поэтому практический интерес представляет создание коллимирующих систем, работающих в высокоинтенсивном, пикосекундном или фемтосекундном режиме. Кроме того, высокая интенсивность, по-видимому, обеспечивает более высокую эффективность лазерно-плазменного взаимодействия.

В контексте оптимизации, генераторы импульсного электромагнитного поля большой амплитуды по энергетической эффективности приближаются к значениям в несколько единиц — десятков процентов в энергии импульсного поля по сравнению с исходной лазерной энергией. Оптимизация на таком уровне определяется величиной в несколько единиц процентов, при условии максимального возможного поглощения энергии лазерного импульса. Существует также необходимость преобразования длительности импульса для упрощения задачи синхронизации и уменьшения хроматических эффектов, связанных со временем пролёта заряженных частиц от источника до коллиматора. Для практически полного поглощения энергии греющего

лазерного импульса мишенью в последнее время широко обсуждаются модифицированные мишени, в частности, содержащие малоплотное вещество в области взаимодействия. Другой возможностью является использование мишеней с полостью, из которой лазерный импульс не может выйти, однажды в неё попав. Такие мишени получили название мишени типа «улитка», они обладают ещё одним необходимым свойством преобразования коротких и ультракоротких греющих импульсов в относительно длинные разрядные импульсы. По указанным причинам именно такие мишени представляют первоочередной интерес в контексте управления лазерно-ускоренными заряженными частицами и будут рассмотрены ниже.

Оптические генераторы магнитных полей, основанные на микро-мишенях типа «улитка», возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами релятивистской интенсивности, представляют собой компактный источник сильных магнитных полей, амплитуда которых может достигать 10^3 Тл [145] при использовании субпетаваттного лазерного драйвера и до 10^5 Тл [146] при возбуждении мишени сверхмощным излучением перспективных мультипетаваттных лазерных установок [147]. Столь сильные магнитные поля, создаваемые во внутреннем объеме мишени, могут оказывать существенное влияние на динамику заряженных частиц. Так, магнитное поле 10^5 Тл способно коллимировать пучки протонов с энергией ≈ 100 МэВ [146]. При этом профиль магнитного поля может быть как достаточно простым, однородным во внутреннем объеме мишени, при условии, что основной вклад в его формирование дает текущий по поверхности мишени разрядный ток [145], так и иметь дополнительную внутреннюю структуру в виде небольшой области с противоположной полярностью, появление которой связано с током лазерно-ускоренных электронов [146]. Тем не менее, даже в этом случае сформированная внутри мишени электромагнитная структура способна коллимировать пучки протонов с энергией ≈ 100 МэВ [148].

Стоит отметить, однако, что помимо профиля магнитного поля и его величины принципиальная возможность коллимации и степень ее эффективности будет зависеть от ряда других факторов. Поскольку магнитное поле внутри таких оптических генераторов, хоть и является квазистационарным, все же медленно изменяется во времени, оно будет порождать вихревое электрическое поле, которое может оказывать влияние на динамику заряженных частиц при их движении через область мишени. Также в модельных постановках, рассмотренных в более ранних работах [146, 148], источник ускоренных протонов предполагался точечным, а его энергетический спектр – монохроматическим. В реальных схемах по генерации пучков ускоренных протонов эти предположения могут не выполняться, в связи с чем представляется целесообразным исследовать, какое влияние

отступление от этих допущений окажет на принципиальную возможность и эффективность коллимации пучка ускоренных протонов с помощью электромагнитных полей, создаваемых внутри мишени.

Принципиальная схема системы для оптической генерации коллимированных пучков быстрых протонов, рассмотренная в данной работе посредством численного моделирования, состоит из источника заряженных частиц (протонов, ионов или электронов), и на расстоянии 0.5 мм от неё коллимирующая система в виде мишени типа «улитка». При работе с протонами, например, предполагается, что они ускоряются при помощи, например, TNSA-механизма [149] и затем распространяется через область мишени, внутри которой индуцируется сильное магнитное поле $\sim 10^5$ Тл. В результате взаимодействия частиц с магнитным полем профиль пучка изменяется, регистрация полученного профиля осуществляется при помощи стопки радиохромных пленок (англ. RCF – radiochromic films), расположенных на расстоянии ~ 50 мм от мишени. В рамках численного моделирования рассматривается возможность коллимации с учетом разных возможных конфигураций магнитного поля (МП) внутри мишени – простой, с однородным МП, создаваемым текущим по поверхности мишени разрядным током и более сложной с коаксиальным профилем МП, в формировании которого в данном случае участвует как разрядный ток, так и противоположный ему по направлению ток лазерно-ускоренных электронов, которые закручиваются создаваемым вблизи поверхности мишени магнитным полем. Моделирование процесса коллимации в данной работе осуществляется с помощью метода пробных частиц – для каждой частицы в пучке с заданным угловым и энергетическим распределением численно решаются релятивистские уравнения движения в заданных электромагнитных полях с использованием схемы Бориса [150]. Координаты частиц в плоскости, удаленной на расстояние 50 мм от плоскости мишени, записываются в массив, на основе которого затем строится их распределение на детекторе.

При коллимации ионов, в частности, протонов, с энергиями, не превышающими нескольких десятков - сотен МэВ, электрическое поле около мишени может оказывать также существенное влияние на траектории частиц. Помимо квазистационарного электрического поля, в мишени может возбуждаться ЭДС индукции, связанная с изменением магнитного поля. Ток задавался постоянным вдоль заданной траектории и спадал линейно от значения $7 \cdot 10^5$ А (что соответствует величине магнитного поля внутри мишени 10^5 Тл) до нуля. Были рассмотрены различные характерные времена спада, соответствующие разным амплитудам создаваемого вокруг мишени индуктивного

электрического поля, а именно $\tau_d = 100$ пс, $\tau_d = 10$ пс и $\tau_d = 1$ пс, где значение $\tau_d = 100$ пс соответствует величине, измеренной в эксперименте [145]. Полученные в результате профили протонного пучка представлены на рисунке 7.1.

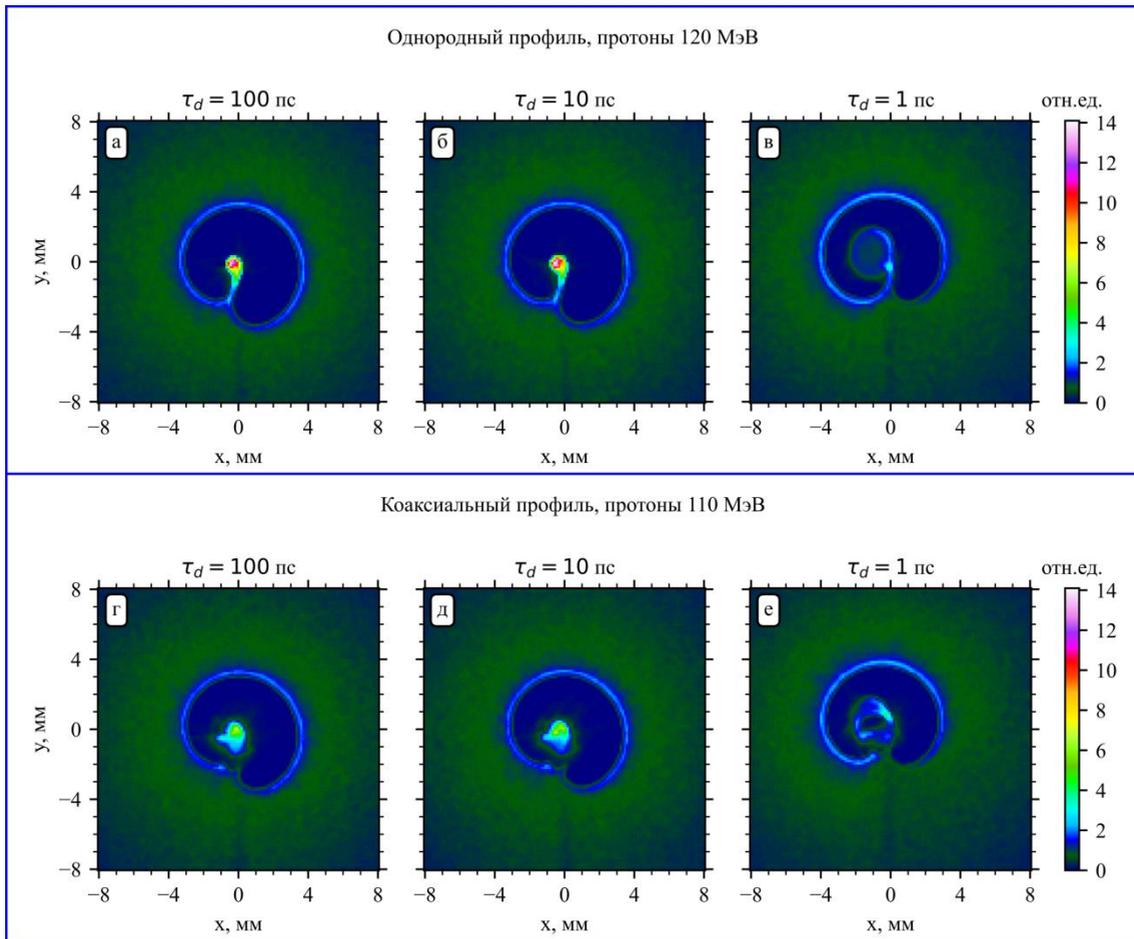


Рисунок 7.1 - Расчетные профили протонного пучка после в плоскости детектора для однородного МП (верхний ряд) и коаксиального МП (нижний ряд), с учетом вклада индуктивного электрического поля, связанного с изменением магнитного поля. Вкладки (а, г) соответствуют характерному времени спада магнитного поля $\tau_d = 100$ пс, вкладки (б, д) – $\tau_d = 10$ пс, а вкладки (в, е) – $\tau_d = 1$ пс

Ток в рассмотренных геометриях направлен азимутально, и связанное с его изменением индуктивное электрическое поле будет иметь такое же направление, т.е. его основной компонентой будет E_φ . Воздействие этой компоненты на заряженные частицы будет приводить к появлению у них ненулевой компоненты азимутальной скорости v_φ , что, в свою очередь, должно привести к изменению их радиальной скорости ввиду появления действующей в радиальном направлении силы $v_\varphi \times B$. Из полученных распределений следует, что изменения магнитного поля на временных масштабах (10 – 100) пс не приводят к возникновению индуктивного электрического поля с величиной, достаточной для того, чтобы оказать существенное влияние на динамику протонов с

энергией ≈ 100 МэВ при их прохождении через область мишени. Представленные на вкладках (а) и (б) профили, полученные для МП с однородной структурой, выглядят схожим образом, при этом максимальная плотность потока протонов изменяется не более чем на несколько процентов. Аналогичная ситуация наблюдается в случае коаксиального поля, см. вкладки (г) и (д) на рисунке 7.1. В случае $\tau_d = 1$ пс, однако, индуктивное электрическое поле оказывается достаточно сильным. В результате его воздействия эффективность коллимации существенно падает, что можно видеть на вкладках (в, е) рисунка 7.1. При этом, однако, стоит отметить, что означенная величина $\tau_d = 1$ пс является крайне малой – из анализа экспериментальных данных следует, что $\tau_d 100$ пс [145], более медленная динамика изменения магнитного поля наблюдается и в численных расчетах методом частиц в ячейках [145, 146]. Таким образом, одним из существенных требований в реализациях подобных устройств является малая скорость эволюции магнитного поля, так, чтобы индуктивная компонента электрического поля не оказывала существенного влияния на движение быстрых протонов через область мишени.

Что касается квазистатической компоненты электрического поля, даже для нерелятивистских частиц в рассмотренной задаче он оказывается малым – результаты дополнительной серии расчетов показали, что для реалистичных значений электростатического потенциала мишени до 1 МВ существенных изменений профиля пучка протонов с энергией ≈ 100 МэВ не происходит. Таким образом, можно заключить, при заданной величине магнитного поля для рассмотренных энергий протонов эффект коллимации достигается по большей части именно вследствие взаимодействия частиц пучка с квазистационарным магнитным полем внутри мишени. Согласно проведенным расчётам, для достаточно эффективной коллимации частиц с энергиями порядка 100 МэВ требуется магнитное поле величиной порядка 10 кТ.

Обсудим влияние конечных размеров источника частиц на процесс коллимации. В рассмотренном примере предполагается, что для создания протонов используется TNSA-механизм – ускорение в приповерхностном слое нагретых электронов, возникающем при облучении тонкой металлической фольги мощным лазерным импульсом [149]. Несмотря на достаточно большие реальные размеры такого источника ускоренных протонов, $\sim (100 - 200)$ мкм, свойства создаваемого им протонного пучка могут быть описаны в предположении, что протоны испускаются источником гораздо меньшего размера, смещенным относительно поверхности фольги на ~ 100 мкм [151]. Эффективный размер такого виртуального источника может составлять всего $\approx (5 - 10)$ мкм [151, 152]. Согласно [152], учет конечного размера источника приводит к размытию профилей

протонного пучка, и им можно пренебречь при условии, что размер источника d_s гораздо меньше, чем размер области поля d , которую этот пучок зондирует: $d_s \ll d$. В предположении, что $d_s \approx 5 - 10$ мкм, это условие выполняется, поскольку $d \approx 50$ мкм. Таким образом, можно ожидать, что размытие профилей пучка, связанное с конечным размером источника, должно быть незначительным. Для проверки этого были проведены соответствующие расчеты, в которых исходные поперечные координаты протонов в плоскости источника задавались случайным образом так, чтобы попадать внутрь круга заданного диаметра. Расчеты проводились для трех различных значений диаметра круга, $d_s = 0,2$ мкм, что соответствует практически точечному источнику, а также $d_s = 5$ мкм и $d_s = 10$ мкм, что соответствует источникам с конечным размером. Результаты этой серии расчетов представлены на рисунке 2. Как можно видеть, размытие профиля становится заметным лишь при $d_s = 10$ мкм, что можно видеть на представленном на вкладке (в) профиле. В этом случае, максимальная плотность потока протонов уменьшается на $\approx 35\%$ по сравнению со случаем точечного источника, соответствующий профиль представлен на вкладке (а) того же рисунка. Для $d_s = 5$ мкм, снижение максимальной плотности потока протонов составляет всего 10%, см. вкладку (б) на рисунке 7.2. Представленные профили соответствуют однородному магнитному полю, для магнитного поля с коаксиальной структурой были получены схожие результаты. Таким образом, для рассмотренной схемы предположение о точечном источнике остается корректным при $d_s \lesssim 5$ мкм, т.к. в этом случае поперечный размер последнего оказывается существенно меньше, чем размер области коллимирующего поля, вследствие чего снижения эффективности коллимации не происходит.

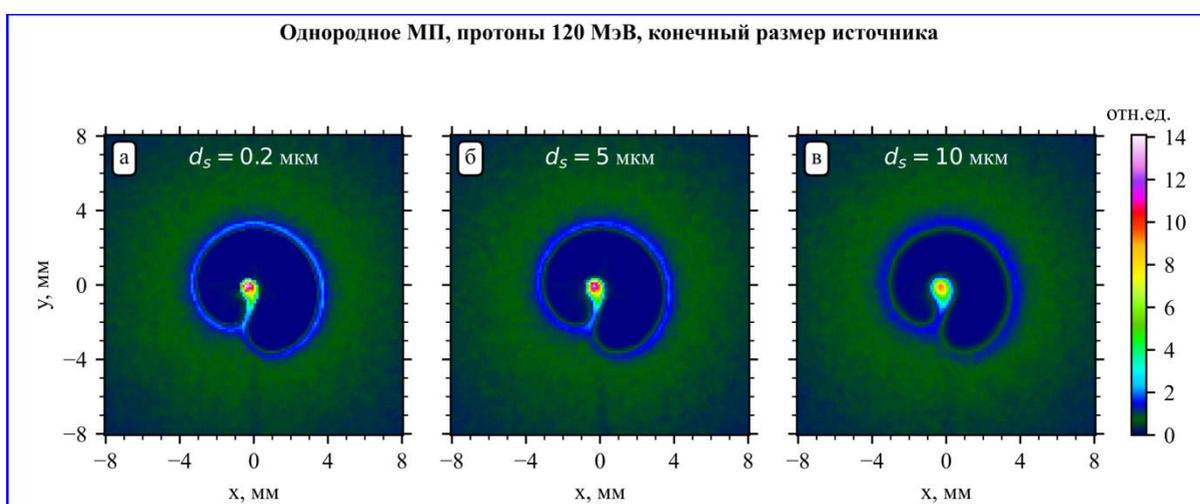


Рисунок 7.2 - Расчетные профили пучка протонов с энергией 120 МэВ для случая однородного МП с учетом конечного размера источника d_s : (а) $d_s = 0,2$ мкм, т.е. практически точечный источник, (б) $d_s = 5$ мкм и (в) $d_s = 10$ мкм

Энергетический спектр пучков ионов, создаваемых посредством TNSA-механизма, обычно характеризуется большой шириной [149], т.е. пучок не является моноэнергетическим, как рассмотрено в более ранних работах [146, 148]. Хотя, стоит отметить, что в ряде работ сообщается о получении квази-моноэнергетических пучков с разбросом по энергии, не превышающем 20% [153-155]. Также следует обратить внимание, что в контексте практических приложений, подразумевающих взаимодействие TNSA-пучков с толстыми мишенями, сама мишень может фильтровать частицы по энергии, ввиду наличия локализованного максимума потерь энергии ионов в зависимости от глубины их проникновения в вещество – т.н. пика Брэгга. В этом случае лишь небольшая доля всего пучка, соответствующая определенному узкому интервалу энергий, взаимодействует с мишенью на заданной глубине. С этой точки зрения предположение о моноэнергетичности пучка может быть обоснованным. Тем не менее, вопрос влияния энергетического разброса на эффективность коллимации требует изучения. Соответствующее исследование было проведено как для магнитного поля с однородным, так и коаксиальным профилем. Было рассмотрено три различных величины энергетического разброса – $\delta E_0 = \pm 1\%$, т.е. практически моноэнергетический пучок, а также $\delta E_0 = \pm 20\%$ и $\delta E_0 = \pm 50\%$. Результаты представлены на рисунке 7.3, вкладки (а-е).

На основе полученных профилей можно сделать вывод, что снижение эффективности коллимации, связанное с немонаэнергетичностью пучка, сравнительно невысоко – даже для $\delta E_0 = \pm 50\%$ коллимированных пучок сохраняет практически такую же форму, как и в случае квазимоноэнергетического пучка, профили для которого представлены на вкладках (а, г). При этом, однако, максимальная плотность потока протонов в центре несколько снижается. Для $\delta E_0 = \pm 20\%$, что соответствует уже достигнутым экспериментально результатам по лазерному ускорению ионов [153-155], величина этого снижения составляет всего $\approx (6 - 12)\%$, что можно видеть на рисунке 7.3, вкладки (б, д). Для больших значений δE_0 , снижение максимальной плотности потока протонов зависит от структуры магнитного поля – для однородного поля, это снижение все еще остается достаточно малым, около 12%, что можно видеть на рисунке 7.3, (в), в то время как для коаксиального профиля оно составляет уже $\approx 30\%$, см. рисунок 7.3, (е).

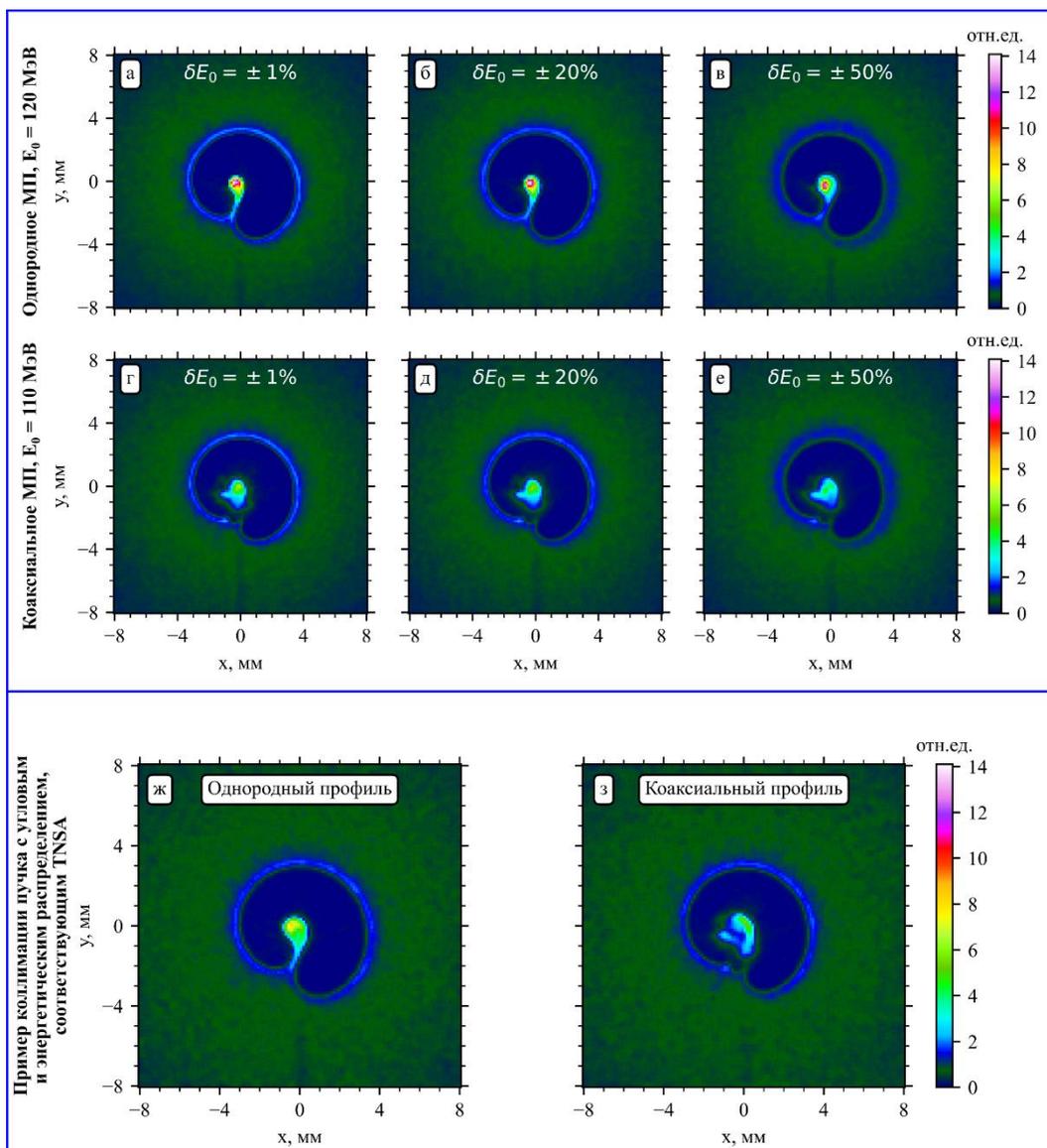


Рисунок 7.3 - Расчетные профили пучка протонов в плоскости детектора для случая немонотонного пучка: (а-в) профили пучка протонов с энергией 120 МэВ, коллимируемых однородным магнитным полем, при величине энергетического разброса в пучке $\delta E_0 = \pm 1\%$, $\delta E_0 = \pm 20\%$ и $\delta E_0 = \pm 50\%$, соответственно; (г-е) профили пучка протонов с энергией 110 МэВ, коллимируемых коаксиальным магнитным полем, при величине энергетического разброса в пучке $\delta E_0 = \pm 1\%$, $\delta E_0 = \pm 20\%$ и $\delta E_0 = \pm 50\%$, соответственно; (ж, е) пример распределений, получающихся в результате коллимации пучка с угловым и энергетическим распределением, соответствующим TNSA, в однородном и коаксиальном магнитном поле

В дополнение к проведенным расчетам, в качестве практического примера был рассмотрен процесс коллимации пучка протонов с угловым и энергетическим распределением, соответствующим параметрам реального источника, ускорение в котором происходит при помощи TNSA-механизма. Энергетический спектр пучка

задавался в виде экспоненциальной функции [149]: $\frac{dN}{dE} \frac{1}{\sqrt{E}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{k_B T_{hot}}}\right)$, где $k_B T_{hot} \approx 125$ МэВ – температура быстрых электронов, которую можно оценить как $k_B T_{hot} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{I_0 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] \lambda^2 [\text{мкм}^2]}{1,37 \cdot 10^{18}}} - 1 \right)$, где $I_0 = 10^{23}$ Вт/см², а $\lambda = 0,910$ мкм, что отвечает параметрам лазерного импульса, а именно пиковой интенсивности и длине волны, реализуемым на установке XCELS [147]. Энергия отсечки задавалась как $E_{max} = 2k_B T_{hot} = 250$ МэВ. Также в расчете учитывалась зависимость расходимости пучка протонов от энергии – для каждой энергии угловое распределение задавалась в виде функции Гаусса с характерной шириной, зависимость которой от энергии имела вид инвертированной параболы [149]: $\theta = \theta_0 - (\theta_0 - \theta_{min}) \cdot E^2 / E_{max}^2$, где $\theta_0 / 2 = 20^\circ$ определяет расходимость пучка при малых энергиях, а $\theta_{min} / 2 = 5^\circ$ определяет минимальную расходимость пучка для наиболее энергетических частиц в спектре, с $E \simeq E_{max} = 250$ МэВ. Результаты данной серии расчетов для МП с однородным и коаксиальным профилем представлены на рисунке 7.3, (ж, з).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для протонного пучка с угловым и энергетическим распределением, соответствующим TNSA-механизму, эффект коллимации реализуется, хотя при этом пучок коллимируется менее эффективно по сравнению со случаем моноэнергетического пучка, профили для которого представлены на рисунке 7.3, (а, г). Для TNSA-подобного источника изменения претерпевает как форма пучка, так и максимальная плотность потока протонов в его центре – для МП с однородным профилем, вкладка (ж), характерный размер пучка увеличивается в $\simeq (2 - 3)$ раза, в то время как максимальная плотность потока протонов падает в 1,8 раз по сравнению с плотностью для квази-моноэнергетического пучка с $\delta E_0 = \pm 1\%$. Интересно отметить, что в случае МП с коаксиальным профилем, вкладка (з), для TNSA-подобного источника снижение максимальной плотности потока протонов не так велико и составляет $\sim (10 - 20)\%$, но в то же время пучок в данном случае имеет достаточно нерегулярную форму.

В контексте реальных практических приложений необходимо обсудить, как профиль протонного пучка изменяется в процессе его распространения. Представленные ранее распределения соответствуют фиксированной плоскости, расположенной на расстоянии 50 мм от плоскости мишени. Для исследования эволюции профиля пучка при его распространении в продольном направлении была проведена дополнительная серия расчетов, в рамках которой были рассчитаны профили пучка для различных расстояний

между плоскостью мишени и плоскостью детектора, до расстояния 250 мм, в 5 раз большего рассмотренного ранее. Анализ профилей пучка свидетельствует о том, что пучок не является полностью параллельным и имеет определенную остаточную расходимость. Это приводит к линейному увеличению размеров пучка с расстоянием – так, на расстоянии 250 мм он имеет приблизительно в 5 раз большие размеры, чем на расстоянии 50 мм, при этом максимальная плотность потока протонов падает обратно квадрату расстояния, снижаясь в ≈ 20 раз на расстоянии 250 мм по сравнению с максимальной плотностью на расстоянии 50 мм. Остаточная расходимость и неидеальность коллимации в рассмотренном случае может быть следствием асимметрии магнитного поля. Тем не менее, стоит отметить, что магнитное поле существенным образом увеличивает максимальную концентрацию протонов, так что в центре коллимированного потока она возрастает в $\approx (7 - 14)$ раз, в зависимости от структуры поля.

В контексте возможной оптимизации оптических коллимационных схем актуальным является вопрос о геометрии витка или витков, создающих магнитные поля. Для того, чтобы определить, насколько оптимальным является использование одного или нескольких витков, оценим величину отклонения частиц в зависимости от прошедшего в поле расстояния. Поскольку продольная величина поля меняется несущественно, длина, занятая полем, пропорциональна времени нахождения в нём частиц. Величина отклонения пропорциональна в этом случае величине магнитного поля, умноженному на длину области. В случае одинаковой эффективности преобразования энергии лазерного излучения в энергию магнитных полей, величина магнитного поля в области, размер которой увеличивается в k раз, уменьшается в раз, так что полный эффект при использовании соленоидальной схемы эффективно оказывается больше в \sqrt{k} раз. Вместе с тем, увеличение эффективного объёма, занятого магнитным полем, требует нескольких лазерных пучков. Таким образом, говорить о возможности оптимизации за счёт пространственной геометрии электромагнитной структуры можно при условии гибкой схемы, допускающей разделение пучков на несколько.

Ширина, или диаметр, замагниченной области для оптимального коллимирующего эффекта должна быть минимальна, что обеспечивает наибольшую амплитуду поля. Однако, уменьшение диаметра витка ограничено исходным углом разлёта частиц и расстоянием до источника. Формирование хорошего пучка протонов с помощью механизма TNSA, например, требует достаточно большого расстояния между источником и витком, поскольку источник не должен быть модифицирован вторичным излучением из

области генератора магнитного поля. Выбранное значение порядка 0.5 мм представляется в этом смысле оптимальным.

Выводы по результатам раздела

Таким образом, проведённое исследование показало, что при наличии достаточно мощных коротких лазерных импульсов, наряду с импульсами, ускоряющими частицы, можно осуществить эффективную коллимацию этих частиц с помощью квазистационарных электромагнитных структур. Для управления частицами с энергией порядка ста МэВ магнитные поля должны иметь амплитуду порядка нескольких кТ. Влияние электрических полей может быть умеренно существенно. При наличии возможности разделения лазерного импульса, используемого для создания электромагнитных структур, эффективность коллимации может быть увеличена за счёт увеличения эффективной области, занятой магнитным полем. С точки зрения энергетической эффективности, наибольшая величина поля достигается при полном поглощении греющего лазерного импульса. Такие условия могут быть реализованы в полостных мишенях со скользящим падением лазерного импульса. Наличие внутренней структуры полей, например, в мишенях типа «улитка», не принципиально для возможности коллимации при условии сохранения преимущественного направления магнитного поля вдоль оси мишени.

Изложенные в данном разделе научные результаты полностью соответствуют п.4.1.7 Плана-графика.

8 Построение теории релятивистского самозахвата (РСЗ) и параметризация ускорения электронов в этом режиме (ФИАН, Договор №К98-15 от 26.09.2024)

Лазерно-плазменные ускорители из-за высоких градиентов ускоряющего поля представляют большой практический интерес, поскольку позволяют генерировать ультракороткие пучки высокоэнергетичных электронов с суммарным зарядом до нескольких сотен микрон. В зависимости от параметров лазерно-плазменной системы реализуются различные механизмы ускорения частиц, которые приводят к различным энергетическим и пространственным распределениям электронов. Можно выделить целую группу лазерно-плазменных режимов ускорения, таких как кильватерное ускорение с лазерным драйвером (LWFA), ускорение на плазменных биениях (PBWA), LWFA режим с самомодуляцией лазерного импульса и др., в которых электроны ускоряются продольным полем плазменных волн, возбуждаемых в плазме низкой плотности [156]. В случае сильно нелинейного кильватерного ускорения формируется одиночная лазерно-плазменная структура, так называемый "bubble" (пузырь) [157], что, в частности, позволяет использовать более высокую плотность плазмы. В разреженной плазме спектры ускоренных электронов имеют моноэнергетический характер с пиком в области высоких энергий до нескольких ГэВ [158, 159]. Общий заряд таких частиц обычно находится на уровне нескольких пикокулон. Другой механизм, называемый прямым лазерным ускорением (DLA), связан с ускорением электронов, находящихся в бетатронном резонансе с лазерной частотой [160-162]. Он возникает при распространении пикосекундного высокоэнергетичного лазерного импульса в более плотной плазме и сопровождается образованием плазменного канала. В этом случае высокоэнергетичная часть спектра электронов имеет экспоненциальную форму, тем не менее общий заряд оказывается на уровне нескольких микрокулон [163]. Хотя спектры электронов, ускоренных в режимах «пузыря» и в DLA, различны, режимы оказываются очень эффективны и демонстрируют коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию высокоэнергетичных электронов на уровне $\approx 20\%$ [163, 164].

Недавно был выявлен и обоснован стабильный режим распространения лазерного импульса и ускорения электронов в плазме с плотностью близкой к критической [165, 166]. В этом случае в плазменной мишени формируется солитоноподобная лазерно-плазменная структура – «лазерная пуля», которая сохраняет свою форму лишь со слабым расширением радиуса на протяжении многих рэлеевских длин, что обусловлено балансом дифракционной расходимости и релятивистской нелинейности, связанной с релятивистским увеличением массы электронов и явлением кавитации. Этот режим подобен самозахвату слабых электромагнитных волн, который описывается уравнением

Шрёдингера с кубической нелинейностью [167- 169], поэтому рассматриваемый режим также был назван релятивистским самозахватом (РСЗ) [166]. Режим РСЗ в форме «лазерной пули» дополняет ранее наблюдаемый режим «пузыря» [157], который возникает при распространении лазерного импульса в плазме с более низкой плотностью. В работах [165, 170] было показано, что лазерный импульс в таком режиме влияет на инжекцию электронов и их угловое распределение, в то время как увеличение энергии электронов связано с ускорением частиц электростатическим полем плазменной полости. В режиме РСЗ доля высокоэнергетичных частиц оказывается значительно выше чем при DLA, в то же время высокая плотность плазмы обеспечивает рекордный полный заряд пучка электронов по сравнению с другими механизмами ускорения электронов лазерными импульсами той же энергии. Ускорение электронов с таким высоким зарядом до высоких энергий сопровождается генерацией яркого узконаправленного синхротронного излучения, что является безусловным преимуществом такого источника заряженных частиц [170]. Кроме того, сами электронные пучки находят применение в задачах генерации гамма-излучения и радиографии [171-173], генерации нейтронов [172], производстве электронно-позитронных пар [174-177], ускорении ионов [178, 179], медицинской физике [180] и генерации ТГц-излучения.

В ходе работы было проведено многопараметрическое исследование ускорения электронов в режиме РСЗ с целью его оптимизации по лазерно-плазменным параметрам. Ранее режим РСЗ рассматривался для лазерных импульсов длительностью 30 фс и мощностью более 100 ТВт, который обеспечил рекордный заряд ускоренных пучков электронов на уровне несколько нКл [166]. В то же время, вопрос о влиянии длительности лазерного импульса заданной энергии не был рассмотрен в полной мере, хотя в свете последних достижений в укорочении высокомоощных лазерных импульсов приобрел еще большую актуальность. Современные лазерные технологии позволяют сократить фемтосекундные лазерные импульсы джоульной энергии почти без потерь энергии с помощью так называемого TFC (тонкопленочного сжатия) или CafCA (сжатия после компрессора) [181-183]. При исследовании лазерных импульсов умеренной (мультитераваттной) мощности укорочение лазерного импульса показало хороший результат с точки зрения повышения коэффициента конверсии и полного заряда [184], однако данный вопрос требует более широкого рассмотрения в более широком диапазоне энергий лазерных импульсов, в том числе чтобы охватить параметры лазерной плазмы наиболее интересные для приложений.

В данном разделе представлены результаты исследования как самого режима РСЗ лазерного импульса, так и ускорения электронов. Раздел 8.1 посвящен теоретико-

аналитическому описанию самофокусировки лазерного пучка, которое позволяет сформулировать условие для лазерно-плазменных параметров, обеспечивающих стабильное распространение лазерного импульса в плазменной мишени. В разделе 8.2 представлены оценки для характеристик ускоренного пучка электронов. В разделах 8.4 и 8.5 рассматриваются РСЗ режим распространения лазерного импульса и режим его самомодуляции, соответственно. Затем в разделах 8.6 и 8.7 обсуждаются энергетические спектры ускоренных электронов и соответствующие характеристики пучка частиц, полученных для различных лазерно-плазменных параметрах. Раздел 8.8 посвящен обсуждению результатов.

8.1 Теоретико-аналитическое описание самофокусировки лазерного пучка в режиме его релятивистского самозахвата

Для ускорительных и вторичных радиационно-ядерных приложений, основанных на взаимодействии мощных лазерных пучков с прозрачной плазмой, критически важной является решение проблемы устойчивого нелинейного волноводного распространения релятивистски интенсивного лазерного света на расстояние, много большее рэлеевской длины. Проведенное в последние годы численное 3D-моделирование, подтвержденное результатами различных групп, показало, что этот режим распространения – релятивистский самозахват (РСЗ) – характеризуется определенным согласованием между поперечным размером каверны, в которой локализовано лазерное излучение, плотностью плазмы и мощностью лазерного импульса (см., например, [164, 185-188]). В настоящее время, с некоторой долей неопределенности принимается, что такое согласование может быть качественно представлено в виде следующего соотношения

$$R \simeq \alpha \frac{c}{\omega_p} \sqrt{a_0} = \alpha \frac{c}{\omega} \sqrt{a_0 \frac{n_c}{n_{e0}}} \propto I_0^{1/4} n_{e0}^{-1/2}, \quad (8.1)$$

имеющего место в сильно релятивистском случае, $a_0 \gg 1$, где ω_p – плазменная частота, ω – частота лазера, n_c – критическая плотность, $a_0 = e E_0 / m_e \omega c$ – стандартная безразмерная амплитуда поля, E_0 , на оси лазерного пучка (пропорциональная корню из интенсивности света на оси, I_0), R – самосогласованный радиус каверны, а α – численный коэффициент порядка единицы, который может разниться от одного численного моделирования к другому. Таким образом, для заданных значений интенсивности лазерного поля (I_0) и электронной плотности плазмы (n_{e0}) стабильному распространению света отвечает определенный радиус каверны (8.1). Например, результаты численного кинетического моделирования методом "частица в ячейке" свидетельствуют, что $\alpha \simeq 1 - 2$ [164, 165, 185, 188]. Очевидно, что получение аналитически соотношения (8.1),

являющееся целью данной работы, крайне востребовано для обоснования и полного понимания численных результатов. Сразу отметим, что численное моделирование на основе решения модифицированного нелинейного уравнения Шредингера [189], хотя и учитывало основные релятивистские нелинейности, не подтверждает скейлинг (8.1), что вносит дополнительную интригу – может ли адекватная теория преодолеть такое разногласие.

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по волноводному распространению лазерных пучков релятивистской интенсивности. В первых экспериментах с истекающей из сопла газовой струей [190], облучаемой 4 ТВт импульсом, при релятивистски-средней интенсивности лазера ($a_0 = 2.1$) уже отмечалось, что каналирование реализуется при определенной, оптимальной фокусировке относительно среза сопла, что отвечало определенной плотности струи. Это было первым экспериментальным подтверждением необходимости согласования размера пятна фокусировки (10 мкм) при заданной интенсивности лазера ($I_0 = 6 \times 10^{18} \text{Вт/см}^2$) с плотностью образующейся плазмы, которая естественно падала с расстоянием от сопла, составляя $n_{e0} \approx 10^{20} \text{см}^{-3}$, когда регистрировался канал. Следует отметить, что формирование стабильного волноводного канала является определяющим для эффективного ускорения электронов. Из анализа большого числа экспериментов по ускорению [191] был установлен факт уменьшения фокального пятна с увеличением (необходимой для эффективного ускорения) плотности (ср.(8.1)) для широкого диапазона размеров пятна (3–50 мкм) и электронных плотностей ($10^{18}–10^{20} \text{см}^{-3}$). Устойчивое каналирование лазерных импульсов отмечается и для современных лазеров мощностью в сотни ТВт. Например, благодаря этому в экспериментах по ускорению регистрировались электронные сгустки, ускоренные до энергий, превосходящих 1 ГэВ, с зарядом до 0.3 нКл при фокусировке 110 ТВт [158] и 240 ТВт [188] лазерных импульсов на газовую плазму с плотностью $n_{e0} \gtrsim 10^{18} \text{см}^{-3}$ в FWHM-пятно порядка 10 мкм.

Строгое обоснование условия (8.1), как показано ниже, можно получить из детального исследования аналитического самофокусирующего решения волноводного типа, названного самозахватом волнового пучка (см. [167-169]), которое получается из нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с релятивистской нелинейностью

$$2ik\partial_z E + \Delta_{\perp} E + k^2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_0} E = 0, E(0, r) = E(r), \quad (8.2)$$

для медленно меняющейся в направлении распространения z комплексной амплитуды электрического поля $E(z, r)$ электромагнитной (лазерной) волны с частотой ω . Уравнение (8.2) соответствует квазиоптическому приближению, описывающему стационарную (по времени) структуру волнового пучка, где $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_0}$ - волновое число электромагнитной волны, Δ_{\perp} - оператор Лапласа в плоскости r_{\perp} , перпендикулярной оси пучка z , $\epsilon_0 = 1 - 4\pi e^2 n_{e0}/(m_e \omega^2)$ - линейная диэлектрическая проницаемость плазмы, а ϵ_2 - действительная часть нелинейной диэлектрической проницаемости плазмы. В рамках строгого подхода с использованием (1.2) удастся найти пространственные распределения комплексной амплитуды электрического поля для произвольного значения параметра релятивизма от нерелятивистских, $a_0 \ll 1$, до ультрарелятивистских, $a_0 \gg 1$, значений. Именно таким случаем $a_0 \gg 1$, наиболее интересным для современных исследований, мы и ограничимся ниже.

Сначала отметим, что простой качественный аргумент в пользу условия согласования (8.1), можно привести, исходя из давно развитой модели [168] самофокусирующегося волноводного канала в среде с кубической нелинейностью в (8.2) для плоско-слоистого приближения, хотя последнее, строго говоря, и не отвечает используемой нами цилиндрической геометрии. Такая модель была представлена в пионерской работе [168] для случая плоского осесимметричного пучка ($r_{\perp} = x$), который не имеет сложностей, присущих цилиндрически симметричной ($r_{\perp} = r$) задаче. В частном случае, в ней рассматривался самофокусированный волноводный канал для электромагнитного излучения в среде с кубической нелинейностью, для которой справедливо НУШ (1.2) с нелинейным вкладом в диэлектрическую проницаемость вида $\epsilon_2 = \epsilon_2 |E|^2$, представленным для холодной слаборелятивистской ($a \ll 1$) плазмы следующим образом:

$$\epsilon_2 |E|^2 = \frac{\omega_p^2}{4\omega^2} \left(\frac{eE}{m_e \omega c} \right)^2. \quad (8.3)$$

Соответственно, решение Таланова для (1.3) имеет вид

$$E(x) \propto \frac{1}{\cosh(x/\Delta)}, \Delta = \frac{2\sqrt{2}c}{\omega_p a_0} \operatorname{arccosh}(e) \approx 4,7 \frac{c}{\omega_p a_0}, \quad (8.4)$$

где полуширина канала, Δ , определяемая как пространственный масштаб, на котором амплитуда электрического поля падает в e раз, может рассматриваться как аналог R (см. (8.1)). Заменяя в этом выражении массу электрона m_e на $\gamma m_e \propto a_0 m_e$, где γ -

релятивистский фактор, чтобы качественно учесть эффект утяжеления электронов в сильно-релятивистском случае, вместо скейлинга для ширины канала [168] $\propto 1/a_0$ приходим к отвечающему выражению (8.1) скейлингу $\propto \sqrt{a_0}$ (см. [192]).

Вышеприведенное интуитивное распространение условия согласования для слабого лазерного поля, $a_0 \ll 1$ вне рамок его формальной применимости, $a_0 \gg 1$, находит определенное обоснование на качественном уровне физической трактовки. В сильно релятивистском пределе, $a_0 \gg 1$, можно полагать, что происходит полное пондеромоторное вытеснение электронов из лазерно-плазменного канала с характерным радиусом r_{cav} , т.е. электронная кавитация. Тогда, качественно, условие каналированного распространения пучка (т.е. РСЗ) может быть описано условием полного внутреннего отражения лазерных лучей на стенке полого внутри (по электронам) канала. Использование этого, приводит к наглядному объяснению выражения (8.1) [165]. Однако, при этом в качестве a_0 выступает значение амплитуды лазерного поля ($\propto \sqrt{I}$) на стенке канала, причем предположение, что оно по порядку величины сопоставимо с максимальной амплитудой поля на оси пучка заранее не очевидно и нуждается в теоретическом осмыслении.

Заметим также, что формирование канала с определенным поперечным размером свидетельствует о радиальном равновесии электронов на его границе. Это выражается в балансе радиальных сил, действующих на приграничные электроны, – силы светового давления (пондеромоторной силы), оцениваемой в сильно релятивистском пределе как $F_p \sim (m_e c^2/4)(a_0/R)$, и противоположно действующей кулоновской фокусирующей силы со стороны ионного остова, $F_c \sim m_e \omega_p^2 R$. Этот баланс, $F_p = F_c$, также сводится к соотношению (8.1). Понятно, что и при таком рассуждении в качестве a_0 выступает значение амплитуды лазерного поля на границе канала. Однако, в имеющейся литературе [185] отсылка к условию (8.1) не уточняет, что понимается под величиной a_0 и типично ее связывают со стандартной величиной максимального безразмерного лазерного поля на оси. Это наводит на мысль, что при правильной трактовке соотношения (8.1) вместо скейлинга $R \propto I_0^{1/4}$ может возникать либо другой при использовании пограничного значения амплитуды поля, либо сохраниться прежний, однако с другим значением параметра α . Представленная теория проясняет этот вопрос.

Переходя к изложению результатов теоретических исследований, следствием которых и является получение условия согласования вида (8.1), отметим, что они получены на основе решения НУШ с релятивистской нелинейностью (8.2) для широко

известного закона нелинейного преломления релятивистски интенсивного светового пучка, заданного следующей функцией ϵ_2 в (8.2),

$$\epsilon_2 = \epsilon_0 \frac{k_p^2}{k^2} \left(1 - \frac{n_e}{\gamma n_{e0}}\right), k_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{m_e c^2}\right)^{1/2} \equiv \frac{\omega_p}{c}. \quad (8.5)$$

Здесь учтены два вклада: во-первых, это релятивистская нелинейность массы электрона, определяемая значением релятивистского фактора для циркулярно-поляризованного аксиально-симметричного пучка в цилиндрической геометрии $\gamma = \sqrt{1 + |E/E_{rel}|^2}$, где $E_{rel}^2 = (\omega c m_e / e)^2$ и, во-вторых, пондеромоторная нелинейность, связанная с нелинейной деформацией электронной плотности $n_e = n_{e0} N_e(\gamma)$, пропорциональной $\Delta_{\perp} \gamma$ (релятивистская стрикция). В наиболее распространенном случае осесимметричного пучка комплексная амплитуда электрического поля пучка E зависит от координаты z вдоль оси пучка и поперечной координаты $r_{\perp} = r$, т.е. $E = E(z, r)$. Выделяя в E вещественные амплитуду, $A(r)$, и линейную по продольной координате фазу, т.е. $E = A \exp(i\nu z/2)$, получим уравнение, определяющее зависимость A от поперечной координаты

$$\frac{\Delta_{\perp} a}{a} + 1 - \nu - \frac{N_e(\gamma)}{\gamma} = 0, \Delta_{\perp} = \partial_{rr} + \frac{1}{r} \partial_r. \quad (8.6)$$

Здесь в (8.6) и ниже используются безразмерная поперечная координата r , нормированная на k_p^{-1} , безразмерная положительная постоянная распространения $\nu > 0$, нормированная на k_p^2/k , и стандартная безразмерная амплитуда поля $a = eA/m_e \omega c$, с помощью которой релятивистский фактор записывается как $\gamma = \sqrt{1 + a^2}$. Вид решения уравнения (8.6) существенным образом зависит от формы функции $N_e(\gamma)$ и от постоянной распространения $\nu < 1$, которая определяет нелинейную фазовую скорость электромагнитной волны, т.е. зависит от амплитуды a_0 .

В наиболее упрощенной модели, для N_e используется следующее выражение [193, 194],

$$N_e = 1 + \Delta_{\perp} \gamma, \quad (8.7)$$

которое дополняется естественным условием неотрицательности электронной плотности, $n_e \geq 0$. Для самозахватных решений с монотонно убывающей с ростом r величиной γ это условие нарушается уже при умеренном релятивизме, когда максимальное значение γ на оси пучка $\gamma_0 = \gamma(r=0)$ превышает значение $\gamma_0^{cyl} \approx 1.72$ для цилиндрического пучка. В условиях более сильной релятивистской стрикции, $\gamma_0 > \gamma_0^{cyl}$, когда условие $n_e \geq 0$

оказывается нарушенным, по крайней мере в ограниченной области локализации пучка, требуется более аккуратное описание сильной деформации плотности, включая эффект электронной кавитации [189, 195]. Развитием модели (8.7) является дополнительное условие $N_e = 0$ при нарушении неравенства $n_e \geq 0$. Для локализованного лазерного пучка с монотонным пространственным распределением интенсивности это означает формальное разбиение области существования решения на две подобласти, в одной из которых плотность электронов положительна, $N_e = 1 + \Delta_{\perp} \gamma > 0$, а в другой электроны полностью отсутствуют (зона полной кавитации) и $N_e \equiv 0$ в (8.6). Этому соответствует выражение для нелинейной диэлектрической проницаемости в виде кусочно-гладкой функции, что приводит к необходимости строить решение искомой задачи кусочно-непрерывным способом, сшивая решения в различных областях, например, так, как это сделано в работах [189, 195] и [196, 197].

В зоне полной кавитации, где $N_e \equiv 0$, для обсуждаемого здесь цилиндрического пучка решение уравнения (8.6), которое отвечает локализованному в пространстве распределению по поперечной координате амплитуды a с максимумом на оси пучка, имеет наиболее простой вид, когда вместо a используется релятивистский фактор γ ,

$$\gamma^2 = 1 + (\gamma_0^2 - 1)J_0^2(\xi), \quad \xi = \sqrt{\frac{2}{\Gamma+1}}r, \quad r < r_{cav}. \quad (8.8)$$

Здесь в (8.8) параметр Γ связан с ν соотношением $\Gamma = (1 + \nu)/(1 - \nu)$.

В области, где нет полной кавитации, $r > r_{cav}$, при подстановке в (1.6) выражения (1.7) для N_e и использовании переменной $u = \cosh u$, уравнение (1.6) принимает вид

$$\partial_{\xi\xi} u + (1/\xi) \partial_{\xi} u + \sinh u \left[\cosh u - \frac{\Gamma+1}{2} \right] = 0. \quad (8.9)$$

Полное решение уравнения (8.6) получается сшивкой на границе области полной кавитации $r = r_{cav}$ аналитического решения (8.8) (функций и их производных) с численным решением уравнения (8.1.9) (аналитическое решение в этой области отсутствует), и проблема заключается в выборе точки сшивки, что по-разному было реализовано в работах [189, 195] и [196, 197].

Отличие в использованных в этих работах подходах заключается в выборе положения точки сшивки решений: границей области кавитации в [189, 195] (вариант I) является точка обращения в нуль плотности электронов, что отвечает условию $\{1 + \Delta_{\perp} \gamma\}_{|r=r_{cav}} = 0$. Это условие дает дополнительное соотношение, связывающее

параметр Γ со значениями r_{cav} и $\gamma_{cav} = \gamma(r_{cav})$, а с учетом выполнения условия монотонного убывания $u(\xi)$ при $\xi \rightarrow \infty$ появляется также ограничение на параметр Γ , который с хорошей точностью оказывается линейной функцией от γ_{cav} ,

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi_{cav}) &\approx -1 + (4/3)\gamma_{cav}(\xi_{cav}), \\ \gamma_{cav}^2(\xi_{cav}) &\approx \frac{3}{2} \frac{J_0^2(\xi_{cav}) + J_1^2(\xi_{cav})}{J_0^2(\xi_{cav})} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{3} \frac{J_0^2(\xi_{cav})J_1^2(\xi_{cav})}{(J_0^2(\xi_{cav}) + J_1^2(\xi_{cav}))^2}} \right). \end{aligned} \quad (8.10)$$

Несмотря на то, что использование соотношений (8.10) и (8.8) позволяет полностью описать структуру электромагнитного поля в области полной кавитации, вариант I обладает существенным недостатком.

Недостатком подхода, отвечающего варианту I, является несохранение полного заряда, т.е. несовпадение числа электронов, "выдавленных" лазерным излучением из области кавитации, числу электронов вне зоны кавитации. От этого недостатка свободен подход, предложенный в [196, 197] (вариант II), при котором в качестве точки сшивки решений используется граница, положение которой соответствует выполнению условия баланса для числа электронов, эвакуированных из канала во внешнюю область,

$$Q \equiv 2\pi \int_0^\infty (N_e(\gamma) - 1)rdr = 0, \quad (8.11)$$

При вычислении интеграла (8.11) удобно рассмотреть отдельно вклад от области полной кавитации, где $N_e \equiv 0$, и вклад от внешней области, где N_e определена формулой (8.7). Тогда, несмотря на то, что условие (8.11) формально записывается в виде интегрального соотношения (по поперечной координате) для пространственного распределения плотности электронов, оно сводится к локальному соотношению между координатой границы зоны полной кавитации и производной релятивистского фактора в этой же точке, $\{1 + (4/(\Gamma + 1))(1/\xi)\partial_\xi \gamma\}_{|\xi=\xi_{cav}} = 0$. Это условие дает дополнительное соотношение, связывающее параметр Γ со значениями ξ_{cav} и γ_{cav} ,

$$\begin{aligned} \gamma_{cav} &= ((\Gamma + 1)/8)(\xi_{cav}J_0(\xi_{cav})/J_1(\xi_{cav})) + \\ &+ (1 + [((\Gamma + 1)/8)(\xi_{cav}J_0(\xi_{cav})/J_1(\xi_{cav}))]^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (8.12)$$

Выбор из решений уравнения (8.9) только одного, отвечающего монотонному убыванию $u(\xi)$ при $\xi \rightarrow \infty$, свидетельствует о том, что параметр Γ не может быть выбран произвольно, а связан с ξ_{cav} определенной зависимостью. Анализ проведенных численных расчетов показывает, что в представляющем физический интерес широком

диапазоне изменения амплитуды $a_0 \lesssim 150$ эта зависимость представляется следующей функцией (коэффициенты даны с точностью до второго знака после запятой)

$$\Gamma \approx b_1 + b_2 \xi_{cav}^{b_3} + b_4 (J_1(\xi_{cav}) / (\xi_{cav} J_0(\xi_{cav})))^{3/2},$$

$$b_1 = -0.51, b_2 = -0.33, b_3 = 1.65, b_4 = 5.13. \quad (8.13)$$

Формулы (8.8), (8.12), (8.13) вместе с очевидным следствием решения (8.8) при $\gamma = \gamma_{cav}$,

$$\gamma_{cav}^2 = 1 + (\gamma_0^2 - 1) J_0^2(\xi_{cav}), \quad (8.14)$$

определяют структуру электромагнитного поля пучка в зоне полной кавитации для варианта II.

Отличие второго варианта сшивки решений от первого состоит в скачке плотности электронов на границе области кавитации для второго варианта, в то время как для первого варианта плотность электронов непрерывна в этой точке. В последующих работах [198] обсуждался эффект влияния гладких распределений $N_e(\gamma)$, которые соответствуют исчезающе малой, но конечной плотности электронов в области кавитации, однако такая модификация, как было указано в [196], не решает проблему нарушения сохранения полного заряда электронов.

Для более сложных моделей, использующих гладкую функцию для плотности электронов, и, следовательно, не требующих сшивки решений, интегрирование уравнения (8.2) представляет нетривиальную задачу. Сравнение вкладов в нелинейную диэлектрическую проницаемость, обусловленных как релятивизмом электронов, так и пондеромоторной стрикцией, показывает на примере пучка с гауссовым пространственным распределением интенсивности на входе в нелинейную среду [187, 192], что диэлектрическая проницаемость как с учетом релятивистской стрикции, так и без нее становится тем ближе к "вакуумной", чем больше интенсивность релятивистского пучка. Следовательно, в наиболее интересном пределе сильной релятивистской нелинейности диэлектрическая проницаемость становится "вакуумной" уже за счет релятивизма, т.е. качественно эффект релятивистского самозахвата в таком пределе можно рассмотреть, учитывая только релятивистское изменение массы электронов. При умеренном релятивизме погрешность вычисления нелинейной диэлектрической проницаемости при учете стрикции и без нее оказывается более значительной, но без претензии на количественный ответ такое приближение может быть использовано. Таким образом, для получения "оценочного" условия согласования (8.1) возникает более простая модель (вариант III) (см., например, [199]) без построения "разрывных" решений и

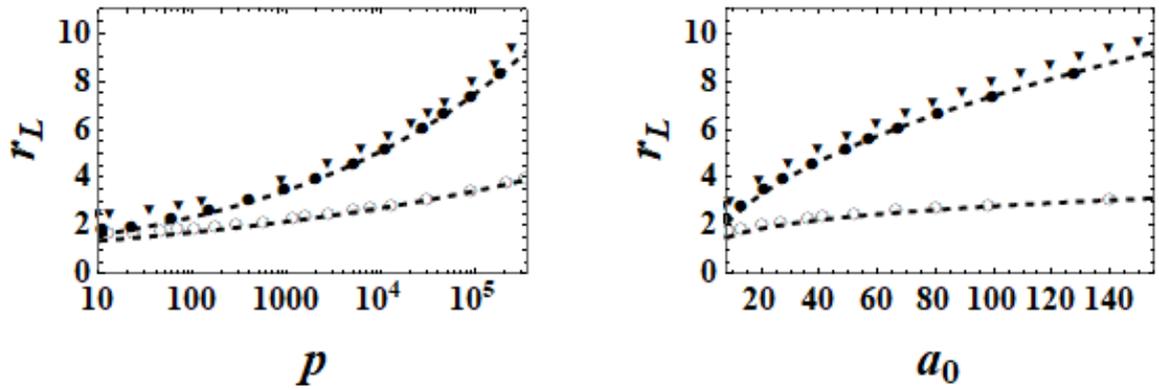
последующей сшивки. Сравнение трех вариантов и обсуждение их адекватности получаемым в численных экспериментах условиям согласования для ультра релятивистской нелинейности ($a_0 \gg 1$) проводится ниже.

В своем подходе мы основываемся на модели [196] (вариант II), которую используем для получения пока отсутствующих, но востребованных, аналитических формул для самосогласованной при РСЗ ширины лазерного пучка и канала – основным нашим результатом. Их удастся получить в случае $a_0 \gg 1$ с учетом малости отношения $1/a_0$. Это решает поставленную нами задачу количественного обоснования условий реализации РСЗ, вскрывает причину численно полученного противоречивого результата [189, 200] (вариант I) и определяет точность приближения простой модели нелинейности [199] (вариант III).

Сшивка решений уравнения (8.6), полученных в разных областях, на разделяющей их границе дает для вариантов I и II искомые формулы для пространственного распределения величины γ (а значит и для a), что позволяет вычислить зависимость среднего безразмерного радиуса лазерного пучка, r_L , и безразмерного радиуса канала кавитации, r_{cav} , от величины мощности лазерного пучка и максимальной амплитуды лазерного поля. Ниже формулы и графики для интересующих нас величин, приводятся для цилиндрического лазерного пучка, для которого безразмерная величина полной мощности P и средний радиус определяются соотношениями

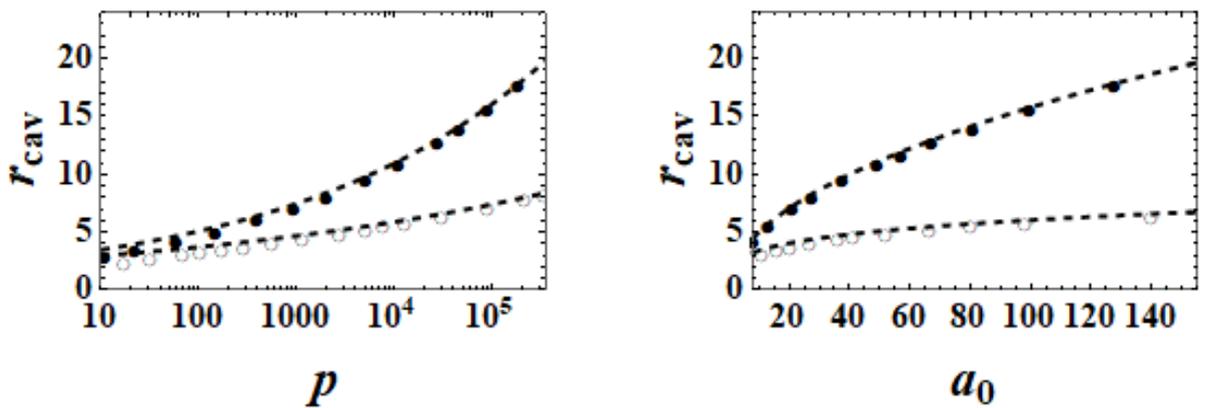
$$P = 2\pi \int_0^\infty r I dr, r_L^2 = (2\pi/P) \int_0^\infty r^3 I dr, \quad (8.15)$$

где $I = \gamma^2 - 1$ – безразмерная интенсивность лазерного пучка. Зависимости r_L и r_{cav} от безразмерной мощности пучка P и от безразмерной амплитуды $a_0 = \sqrt{\gamma_0^2 - 1}$ лазерного пучка на оси, построенные с использованием формул (8.15), приведены на рисунках 8.1 и 8.2, соответственно. Черным кружкам соответствуют численные результаты, полученные с использованием модели [196] (вариант II), а ромбам и треугольникам отвечают варианты I и III, соответственно. На рисунках 8.1 и 8.2, и ниже в формулах (8.17) и (8.18), используется перенормированная величина мощности пучка $p = P/P_{min}$, где $P_{min} = P(a_0 \rightarrow 0) \approx 23,41$, так что в размерных переменных мощность цилиндрического пучка дается формулой $P^{cyl} \approx 16.31(n_c/n_{e0})p$ [ГВт].



Черные кружки соответствуют модели [Г1.41], белые кружки – модели [Г1.34, Г1.38, Г1.40], треугольники – модели [Г1.44]. Штриховые кривые отвечают формулам (8.17), (8.18)

Рисунок 8.1 — Зависимости среднего радиуса лазерного пучка r_L от его полной мощности p (слева) и от амплитуды лазерного поля на оси a_0 (справа)



Черные кружки соответствуют модели [196], белые кружки – модели [189, 193, 195]. Штриховые кривые отвечают формулам (8.17), (8.18)

Рисунок 8.2 — Зависимости радиуса области кавитации (плазменного канала) r_{cav} от его полной мощности p (слева) и от амплитуды лазерного поля на оси a_0 (справа)

В интересующем нас случае сильно релятивистского пучка определяющий вклад в величину полной мощности и r_L дает область полной кавитации. Это обстоятельство позволяет получить аналитические выражения для r_L и p через параметр ν и координату границы области кавитации. Используя решение (8.8) и ограничиваясь интегрированием только по области $0 \leq r \leq r_{cav}$ (на это указывает нижний индекс in), запишем вместо (8.15) следующие выражения

$$\begin{aligned}
P_{in} &= \pi(\Gamma + 1)p_1, \quad r_{L,in}^2 = \frac{(\Gamma+1)p_3}{2p_1}, \\
p_1 &= (\xi_{cav}^2/2)(\gamma_{cav}^2 - 1) \left(1 + \frac{J_1^2(\xi_{cav})}{J_0^2(\xi_{cav})}\right), \\
p_3 &= (\xi_{cav}^2/6)(\gamma_{cav}^2 - 1) \left[\xi_{cav}^2 \left(1 + \frac{J_1^2(\xi_{cav})}{J_0^2(\xi_{cav})}\right) \right. \\
&\quad \left. + 2 \frac{J_1(\xi_{cav})}{J_0(\xi_{cav})} \left(\xi_{cav} - \frac{J_1(\xi_{cav})}{J_0(\xi_{cav})} \right) \right].
\end{aligned} \tag{8.16}$$

В пределе $a_0 \gg 1$ из этих аналитических выражений, с учетом (8.12)–(8.13), следуют простые асимптотические зависимости, коэффициенты в которых указаны с точностью до второго знака после запятой,

$$\text{Вариант I} \begin{cases} r_L \approx 1.09p^{1/10}, & r_L \approx 0.89a_0^{1/4}, \\ r_{cav} \approx 2.34p^{1/10}, & r_{cav} \approx 1.91a_0^{1/4}, \\ a_{cav} \approx 0.94a_0^{1/2}, & r_{cav}/r_L \approx 2.14. \end{cases} \tag{8.17}$$

$$\text{Вариант II} \begin{cases} r_L \approx 1.1p^{1/6}, & r_L \approx 0.74a_0^{1/2}, \\ r_{cav} \approx 2.36p^{1/6}, & r_{cav} \approx 1.58a_0^{1/2}, \\ a_{cav} \approx 0.71a_0^{1/3}, & r_{cav}/r_L \approx 2.14. \end{cases} \tag{8.18}$$

Здесь $a_{cav} = a(r_{cav})$ – значение безразмерной амплитуды лазерного поля на границе области кавитации для вариантов I и II, соответственно. Отметим, что формулы (8.16) пригодны для вычисления полной мощности и среднего радиуса пучка как в варианте II (с использованием (8.12) и (8.13)), так и в варианте I (с использованием (8.10)), т.е. связь Γ с γ_{cav} и ξ_{cav} в этих двух случаях будет разной. Видно, что для варианта II характерна более плавная зависимость поля на границе области кавитации от амплитуды поля на оси пучка, $a_{cav} \sim a_0^{1/3}$, по сравнению с аналогичной зависимостью, $a_{cav} \sim a_0^{1/2}$, для варианта I. Из асимптотических формул (8.17) и (8.18) также следует, что отношение радиуса плазменной каверны и характерного радиуса лазерного пучка примерно одинаково для двух вариантов и составляет $r_{cav}/r_L \approx 2.14$. Как следует из приведенных выше формул, зависимость радиуса плазменной каверны от мощности сильно релятивистского пучка может получиться из наглядной оценки $p \sim a_0^2 r_{cav}^2$ (численный коэффициент пропорциональности в этой формуле для варианта II равен ≈ 0.84), в которой надо использовать связь a_0 с r_{cav} .

Сравнение приведенных на рисунках 8.1, 8.2 зависимостей, полученных при численном моделировании, с штриховыми кривыми, построенными по асимптотическим формулам (8.17), (8.18), наглядно иллюстрирует существенное превышение полученных

по модели [196] аналитических скейлингов для ширины светового пучка и ширины возникающего канала над соответствующими результатами работы [189, 200]. Заниженная величина ширины лазерно-плазменного волновода в [189, 200] является результатом некорректности использованной модели (вариант I), не сохраняющей число частиц, что преодолевается использованием модели Кима (вариант II). Приведенные скейлинги для характерной ширины каверны R ($R = r_{cav} c / \omega_p$) хорошо согласуются с результатами численных PIC расчетов, тогда как полученный ранее результат [189, 200] демонстрирует столь слабую зависимость $R(P)$, что ее вряд ли можно идентифицировать в реальном эксперименте. Обратим также внимание на то, что "грубая оценка", полученная только при использовании нелинейности, основанной на релятивистском утяжелении массы электрона (вариант III) [166, 192], весьма неплохо, на уровне ошибки $\sim 15\%$, описывает зависимости радиуса плазменной каверны от амплитуды поля лазерного пучка. Как следует из рисунков 8.1 и 8.2, диапазон изменения мощности лазерного пучка в размерных переменных (в ТВт) лежит в пределах $(0.16 - 5 \times 10^3)(n_c/n_{e0})[\text{ТВт}]$. При этом радиус лазерного пучка (в мкм) меняется в диапазоне $(0.32 - 1.6)\sqrt{n_c/n_{e0}}\lambda_0[\text{мкм}]$, где λ_0 (в мкм) – длина волны лазерного излучения.

Подводя итог, отметим, что в этом разделе получены аналитические асимптотические формулы, характеризующие условие реализации РСЗ лазерного пучка в плазме в пределе $a_0 \gg 1$. Проанализированы различные математические модели, используемые для описания этого режима, и показано, что наилучшее согласование с результатами численного эксперимента достигается для модели НУШ с релятивистской нелинейностью, в которой сохраняется полный заряд электронов [196]. Развитый теоретико-аналитический подход, учитывающий релятивистскую нелинейность массы электрона и электронную кавитацию в плазме, в частности, дает следующее выражение для радиуса плазменного канала при РСЗ (ср. (8.1))

$$R = 1.58 \frac{c}{\omega} \sqrt{a_0 \frac{n_c}{n_{e0}}}, \text{ где } a_0 \gg 1, \quad (8.19)$$

самосогласованного с амплитудой лазерного поля и плотностью плазмы. Хотя это выражение и подтверждает качественно ожидаемое из баланса дифракции и релятивистской нелинейности массы электрона волновое условие РСЗ [165, 166, 185, 192, 201], его реализация с учетом сильной кавитации до сих пор была не очевидна. Проведенное теоретическое доказательство восполняет этот пробел, описывает согласование R , a_0 и n_{e0} в количественной форме и позволяет обосновывать результаты

численного моделирования. Согласно (8.19) и (8.18) для поперечного размера $D = 2R$ плазменного канала в физических переменных имеем соотношение,

$$D [\text{мкм}] = 1.49\lambda_0 [\text{мкм}] (n_c/n_{e0})^{(1/3)} (P [\text{ТВТ}])^{(1/6)}, \quad (8.20)$$

удобное для практического использования при планировании и обсуждении результата эксперимента.

8.2 Оценки и масштабирование для РСЗ и ускорения электронов

Для обеспечения стабильного распространения лазерного импульса также важно учитывать, что, когда его продольный или поперечный размер превышает релятивистскую плазменную длину волны, возникают лазерно-плазменные неустойчивости, такие как самомодуляция и филаментация [156]. В то время как условие (8.19) предотвращает образование филаментов, для обеспечения продольной стабильности длина импульса должна быть ограничена следующим образом:

$$L \leq \lambda_p, \text{ или } \sqrt{n_e/n_c} \leq 2.6 \sqrt{a_0}/\omega_l \tau, \quad (8.21)$$

где τ – длительность лазерного импульса, λ_p – классическая плазменная длина волны. В то же время, чем плотнее плазма, тем больше оказывается общий заряд ускоренных электронов. Из-за этого в условии (8.21) рассмотрим верхний предел для плотности электронов и исключим неравенство:

$$n_e/n_c \approx 6.8 a_0/(\omega_l \tau)^2, \quad (8.22)$$

Такой выбор плотности приводит практически к равенству длины лазерного импульса диаметру лазерного пучка:

$$c\tau \approx D. \quad (8.23)$$

В то время как уменьшения диаметра лазерного пучка можно достичь с помощью больших апертур оптических систем, длительность лазерного импульса можно уменьшить путем расширения спектра в нелинейных кристаллах [181]. Поэтому для лазерных импульсов с одной и той же энергией W_L можно рассматривать разную длительность для случая сферической пространственно-временной формы, что может быть получено в эксперименте, с целью достижения наиболее эффективного ускорения электронов при условии:

$$W_L \sim a_0^2 n_c m_e c^5 \tau^3 = \text{const}. \quad (8.24)$$

Тогда для оптимального случая сферических лазерных импульсов уравнения (8.22)–(8.24) приводят к следующему скейлингу:

$$n_e \propto \sqrt{W_L/\tau^7}, \quad (8.25)$$

который показывает довольно резкое увеличение плотности с уменьшением длительности лазерного импульса. Полученный результат является качественной оценкой плотности мишени в режиме РСЗ для заданной энергии лазерного импульса, из которого следует, что с уменьшением длительности импульса требуется увеличение плотности.

Спектр, общий заряд пучка ускоренных электронов и средняя/максимальная энергия частиц обычно считаются характеристиками, которые демонстрируют эффективность лазерно-плазменного ускорителя. Естественно предположить, что аналогично работам [164, 202, 203] общий заряд ускоренных частиц Q_0 в режиме РСЗ будет пропорционален числу электронов, которые самоинжектируются в полость. Последнее, в свою очередь, пропорционально остаточному заряду полости, т.е.

$$Q_0 \sim en_e D^3 \propto a_0 D \propto \sqrt{W_L/\tau}. \quad (8.26)$$

Аналогичные скейлинги для ускоренных электронов, полученные для $a_0 \gg 1$, представлены в работе [164] для квазимонэнергетических электронных спектров. Поскольку в режиме РСЗ плотность плазмы связана с продолжительностью импульса как (8.25), то заряд плазменной полости оказывается пропорционален $n_e^{1/7}$, т.е. увеличение плотности плазмы приводит к увеличению общего ускоренного заряда.

Характерная энергия ускоренного в полости электрона ε_e определяется выражением eEl_{acc} , где $E \sim (m_e c^2/e) \times (\omega_p/c)^2 D \propto n_e D$ – максимальное кулоновское поле плазменной полости и l_{acc} – длина ускорения [185, 187]. В режиме РСЗ, когда расстояние, на которое распространяется лазерный импульс, значительно превышает рэлеевскую длину, значение l_{acc} определяется меньшим из двух величин: длины дефазировки l_{dph} и длины истощения l_{dpl} . Длина дефазировки соответствует расстоянию, которое захваченные электроны проходят до тех пор, пока не войдут в замедляющую фазу поля полости, а длина истощения – это расстояние, на котором лазерный импульс теряет свою энергию в результате расталкивания электронов световым давлением и создания электростатического поля полости. В случае стабильного распространения лазерного импульса, когда удовлетворяется условие (8.21), $l_{dpl} \sim l_{dph}$, т.е. длина ускорения равна $l_{acc} \sim l_{dpl}$, где [164, 187]:

$$l_{dpl} \propto a_0 c \tau (n_c/n_e). \quad (8.27)$$

Соответственно, скейлинг для характерной энергии электрона имеет вид:

$$\varepsilon_e \propto a_0 D \tau \propto (W_L \tau)^{1/2}. \quad (8.28)$$

С учетом (8.25) и (8.28) в режиме РСЗ характерная энергия электрона увеличивается с уменьшением плотности плазмы как $\propto n_e^{-1/7}$.

Скейлинги (8.26)–(8.28) также можно применить к режиму «пузыря», когда $c\tau \ll D$, где только небольшая передняя часть плазменной полости заполнена лазерным светом в течение всего времени распространения (ср. формула (1) из работы [164]). Обратим внимание, что для оптимальной почти сферической «лазерной пули» последние два скейлинга могут быть записаны как

$$l_{dpl} \propto D^3 \quad (8.29)$$

и

$$\varepsilon_e \propto (W_L D)^{1/2}, \quad (8.30)$$

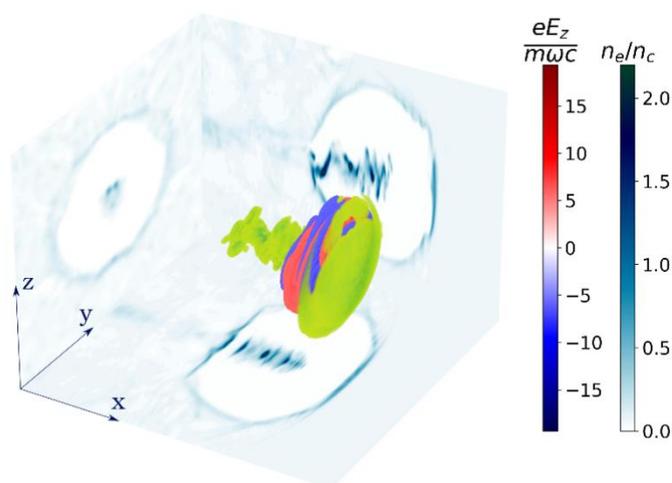
соответственно.

Используя эти качественные оценки и скейлинги для лазерного импульса с заданной энергией, можно из (8.26) сделать вывод, что более короткая длительность импульса предпочтительна для получения более высокого заряда электронного пучка в случае сферического лазерного импульса. Что касается коэффициента конверсии энергии лазерного импульса в электроны η , то его оценку можно считать недостаточной из-за очень упрощенного предположения $\eta \propto Q_0 \times \varepsilon_e / W_L \propto W_L / W_L$, которое игнорирует возможное влияние длительности импульса на форму спектра электронов, что может быть важно для расчета рассматриваемой характеристики. Для количественной оценки введенных характеристик электронов и определения степени, до которой могут работать вышеуказанные грубые оценки, были проведены серии 3D PIC моделирований, результаты которых представлены ниже.

8.3 Численное моделирование

При помощи высокопроизводительного электромагнитного 3D PIC кода [204] были проведены исследования распространения лазерного импульса через плазменную мишень. Во всех моделированиях линейно-поляризованный вдоль оси z лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 1 \mu\text{м}$ распространялся в направлении x (см. рисунок 8.3). Пучок

фокусировался на передней поверхности полностью ионизованной однородной газовой плазмы, состоящей из ионов гелия и электронов. Такой выбор модели плазмы оказывается оправданным, поскольку рассматриваемые релятивистски интенсивные лазерные импульсы могут ионизовать мишень либо естественным предимпульсом, либо передним краем самого импульса. Количество частиц в каждой ячейке было 2 для всех видов частиц.



Боковые панели отображают центральные срезы плазменной мишени в белом-голубом: плоскость xz – это плоскость поляризации лазерного импульса, плоскость yz перпендикулярна направлению распространения лазерного пучка

Рисунок 8.3 — Трехмерное распределение плотности электронов (светлозеленый) и амплитуды лазерного поля (красно-голубой) из PIC-расчета

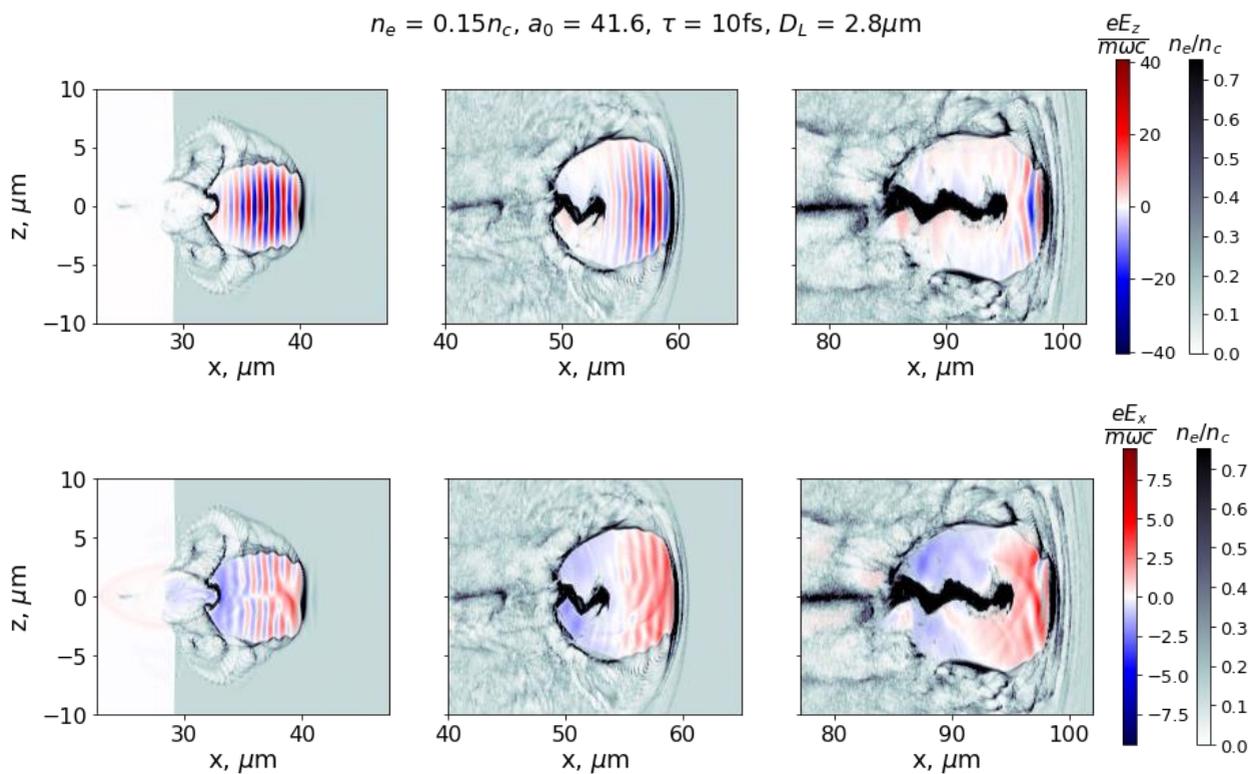
Для анализа влияния длительности импульса на ускорение электронов, длительность лазерного импульса τ по уровню половинной интенсивности (FWHM) варьировалась в диапазоне от 10 до 40 фс. Стоит отметить, что лазерные импульсы петаваттной мощности длительностью ~ 10 фс могут быть получены с помощью CafCA-укорочения для стандартных фемтосекундных много-джоулевых лазеров [181, 182]. Расчеты проводились с движущимся окном с пространственным разрешением $0.02\lambda \times 0.1\lambda \times 0.1\lambda$. Размер окна был выбран как $X \times Y \times Z = 58\lambda \times 60\lambda \times 60\lambda$.

В первой серии расчетов было рассмотрено распространение лазерного импульса и соответствующее ускорение электронов в режиме РСЗ, когда условия (8.19) и (8.23) выполнены, при заданной энергии лазера $W_L \approx 2.2$ Дж для разных длительностей импульса, а именно 10 и 40 фс. Вторая серия была посвящена режиму, когда изначально $ct > D$, что было проиллюстрировано на примере лазерных импульсов с длительностью

40 фс той же энергии. Последние расчеты были проведены для лазерных импульсов одного и того же диаметра 2.8 мкм с разными энергиями (0.55, 2.2, 20 Дж) и длительностями (10, 20, 40 фс) с целью обобщения полученных результатов на более широкий диапазон энергий лазерного импульса.

8.4 Моделирование РСЗ в режиме «лазерной пули»

Сначала было рассмотрено распространение лазерного импульса длительностью 10 фс с $a_0 \approx 42$ через плазменную мишень с плотностью близкой к критической, $n_e = 0.15n_c$. Динамика лазерной плазмы проиллюстрирована на рисунке 8.4 эволюцией плотности электронов, компоненты E_z лазерного импульса и продольного электрического поля E_x . Полуширина фокального пятна D_L составляла 2.8 мкм, т.е. лазерный импульс имел сферическую форму, удовлетворяющую уравнению (8.23). В то же время, для $a_0 \gg 1$ она примерно в два раза меньше диаметра полости D (см. раздел 8.1). Расчеты показывают, что диаметр полости быстро устанавливается, а затем меняется только в квазистационарном режиме, медленно увеличиваясь в процессе распространения лазерного импульса в плазменной мишени от $D \simeq 11.5\lambda$ (рисунок 8.4, средние панели) до $D \simeq 13\lambda$ (рисунок 8.4, правые панели). Расчеты показали, что условия (8.19), (8.22), (8.23) являются достаточными для захвата лазерного импульса в одиночной плазменной полости, полностью заполненной светом («лазерная пуля»).

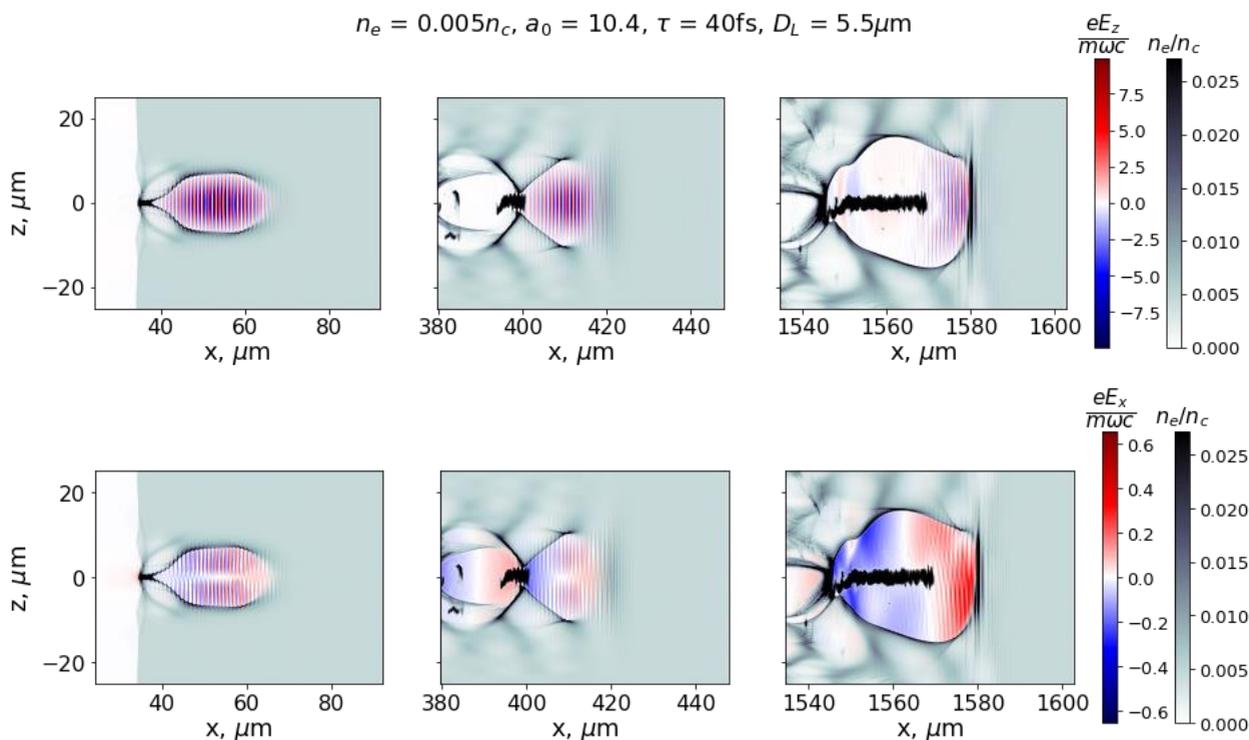


Плотность электронов показана в синем-сером цвете, компонента E_z лазерного импульса (верхний ряд) и продольное электрическое поле E_x (нижний ряд) показаны в синем-красном цвете

Рисунок 8.4 — Динамика лазерно-плазменной структуры при прохождении лазерного импульса через плазму

Такая сильно нелинейная лазерно-плазменная структура распространяется сквозь мишень примерно на 80 мкм без образования плазменных волн. Во это время лазерный импульс непрерывно истощается в результате сильного вытеснения электронов на переднем крае, и из-за этого режим «лазерной пули» ($D \approx c\tau$) переходит в режим «пузыря» ($D \gg c\tau$) [157], что видно на верхних панелях рисунка 8.4. Электроны инжектируются в полость с её задней стороны в течение всего времени распространения лазерно-плазменной структуры внутри мишени. Первоначально частицы ускоряются лазерным полем и продольным полем полости, но по мере того, как лазерный импульс сокращается в процессе его истощения, его роль в ускорении исчезает. Динамика электронного пучка (черным цветом) и эволюция продольного поля E_x показаны на нижних панелях рисунка 8.4. Пучок ускоренных электронов модулируется в плоскости xz , что может быть связано с влиянием относительной фазы лазерного импульса (СЕР) и его истощением, которые могут проявиться в виде модуляции электронного пучка [205].

Для лазерного импульса той же энергии, но длительностью 40 фс при $a_0 \approx 10$ мы выбрали плотность плазмы $n_e = 0.005n_c$, максимальной при которой отсутствует самомодуляция лазерного импульса, и увеличили размер фокального пятна лазерного пучка до 5.5 мкм. Однако такое увеличение поперечного размера пучка оказалось недостаточным для рассматриваемой концентрации электронов, то есть условие (8.19) первоначально не выполнялось. Как следствие, лазерный пучок, распространяющийся через плазму, в дальнейшем расширился до 8 мкм ($a_0 \approx 7$), пока дифракционная расходимость не оказалась скомпенсирована релятивистской самофокусировкой, т.е. лазерно-плазменная структура была притянута режимом РСЗ. В стационарном состоянии диаметр плазменной полости был примерно 24 мкм (рисунок 8.5, средние панели), который также медленно увеличился до 35 мкм во время распространения импульса (рисунок 8.5 справа). Хотя длина лазерного импульса была немного больше его стационарного диаметра, этого было недостаточно для начала самомодуляции лазерного импульса. Такой результат соответствует оценкам, полученным в работе [206], где для эффекта самомодуляции длина лазерного импульса должна превышать несколько длин плазменной волны ($L/\lambda_p > 3$).



Плотность электронов показана в синем-сером цвете, компонента E_z лазерного импульса (верхний ряд) и продольное электрическое поле E_x (нижний ряд) показаны в синем-красном цвете

Рисунок 8.5 — Динамика лазерно-плазменной структуры при прохождении лазерного импульса через плазму при $\tau = 40\text{фс}$

В оптимальном (почти сферическом) РСЗ режиме для заданной энергии лазерного импульса длина истощения лазерного импульса зависит от его длительности и значительно увеличивается с увеличением последней. Из оценки (8.29) отношение длины истощения для коротких (1) и длинных (2) импульсов оказывается равным $l_{dpl}^{(1)}/l_{dpl}^{(2)} \approx (D^{(1)}/D^{(2)})^3 \approx 23.3$. Таким образом, длина истощения увеличивается с ≈ 80 мкм до ≈ 2 мм, что наблюдалось в PIC-моделировании.

В случае $\tau = 40$ фс возбуждается плазменная волна (см. рисунок 8.5) в отличие от одиночной солитонной структуры для 10 фс лазерного импульса. Тем не менее, ускорение электронов плазменной волной пренебрежимо мало по сравнению с ускорением электронов первой плазменной полостью. Мы связываем возбуждение плазменной волны с недостаточно высоким a_0 , которое должно значительно превышать 1 ($a_0 \geq 10$) для идеального режима «лазерной пули». В соответствии с уравнением (8.24) требование высокой амплитуды лазерного поля ограничивает длительность импульса следующим образом:

$$(c\tau)^3 \ll \frac{W_L}{n_c m_e c^2}, \quad (8.31)$$

т.е. чем больше энергия импульса, тем большая длительность импульса может рассматриваться для создания режима «лазерной пули». Тем не менее, для рассматриваемой лазерной энергии правильное согласование лазерно-плазменных параметров позволяет избежать самомодуляционной неустойчивости для 40 фс импульса и обеспечить самоинжекцию электронов [207], что не могло быть реализовано для лазерных импульсов с меньшими энергиями [184, 208]. Отметим также, что в рассматриваемом режиме инжектированные электроны взаимодействуют с лазерным полем, что приводит к колебаниям частиц в плоскости поляризации с периодом, примерно равным длине лазерной волны [187, 209].

Для заданной лазерной мощности самым простым способом увеличения a_0 является уменьшение D_L , что может быть достигнуто оптикой с более коротким фокусным расстоянием. В этом случае длина лазерного импульса может быть заметно больше его диаметра $c\tau > D$, что отвечает случаю самомодуляции лазерного импульса. В следствии чего естественным образом возникает вопрос, способен ли такой уже рассогласованный режим привести к достаточно эффективному ускорению электронов, сравнимому с РСЗ режимом "лазерной пули". Другой вопрос заключается в том, может ли такой рассогласованный режим эволюционировать в режим лазерной пули, поскольку

солитонная природа последнего может вести себя как аттрактор при определенных значениях лазерно-плазменных параметров. Ответам на эти вопросы посвящен следующий раздел.

8.5 Режим самомодуляции лазерного импульса

В данном разделе снова рассматриваются 40 фс лазерные импульсы с энергией 2.2 Дж, но с повышенным a_0 за счет более острой фокусировки. Чтобы проанализировать нелинейную эволюцию процесса самомодуляции при нарушении условия (8.23), диаметры лазерных пучков были выбраны как $D_L = 4.2$ мкм и $D_L = 2.8$ мкм. В обоих случаях безразмерная амплитуда лазерного поля превышает 10 (около 14 и 21). В этом случае для выполнения условия (8.19) плотности плазменных мишеней были выбраны $0.02 n_c$ и $0.065 n_c$, соответственно. На рисунке 8.6 показана динамика таких лазерных импульсов в процессе их распространения в плазменной мишени. В рассматриваемых случаях длина лазерного импульса превышала его диаметр примерно в 3 и 4 раза, что приводило к самомодуляции лазерного импульса (см. средние панели рисунка 8.6). Самомодуляция сопровождалась рассеянием энергии лазерного импульса в поперечном направлении, что соответствует предсказанию линейной теории Андреева и др. [210]. Чем больше отношение ct/D_L , тем большая доля энергии лазерного импульса рассеивается. Исходя из этого, мы ожидаем снижения эффективности ускорения электронов по сравнению с рассмотренными в разделе 1.4 случаями.

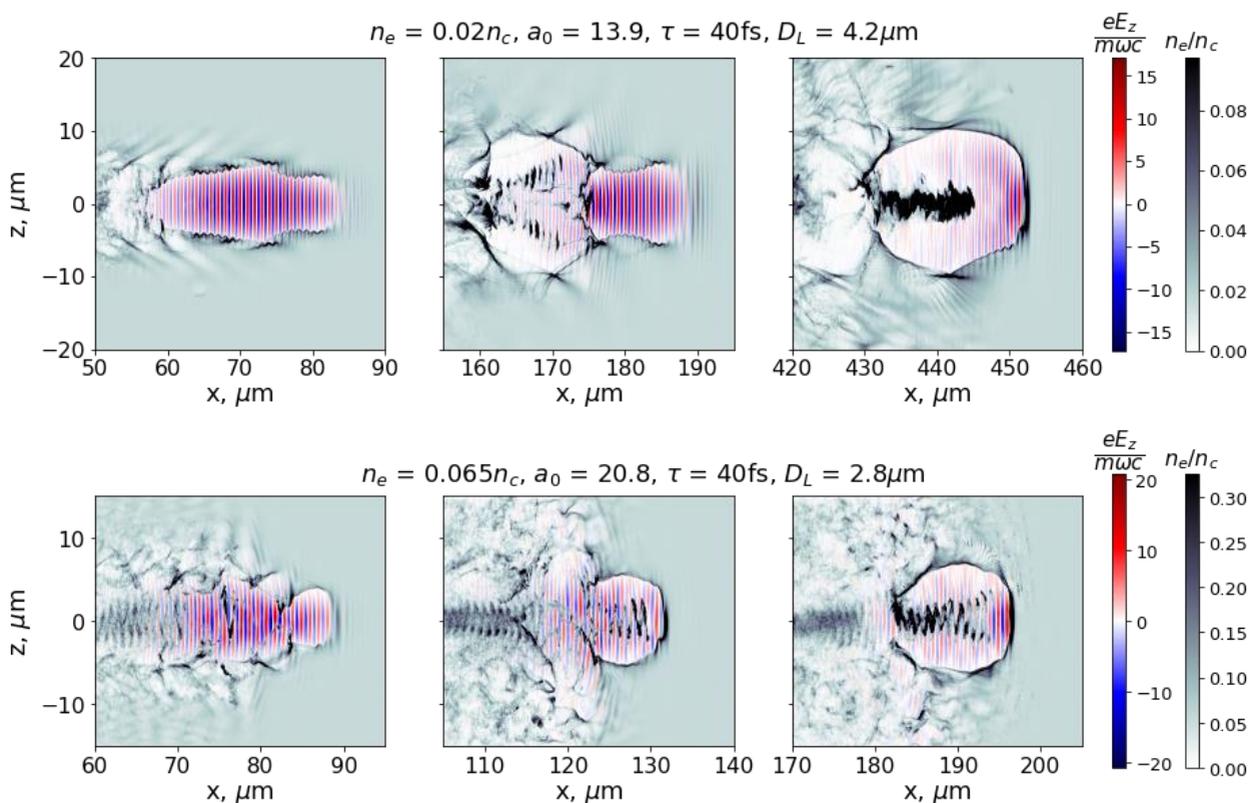


Рисунок 8.6 — Динамика лазерно-плазменной структуры для 40 фс лазерного импульса, распространяющегося через плазму с $n_e = 0.02n_c$ (верхние панели) и $n_e = 0.065n_c$ (нижние панели)

После того, как часть энергии рассеивается в поперечном направлении, происходит формирование одиночной сферической полости, заполненной лазерным светом (см. правые панели рисунка 8.6).

Лазерные импульсы полностью истощались на расстояниях $l_{dpl}^{(1)} \approx 750 \mu\text{м}$ и $l_{dpl}^{(2)} \approx 340 \mu\text{м}$ в плазменной мишени с плотностями $0.02 n_c$ и $0.065 n_c$, соответственно, что отвечает оценке (8.27) для несферических лазерных импульсов $l_{dpl}^{(1)}/l_{dpl}^{(2)} \approx (D^{(1)}/D^{(2)})^2 \approx 2.37$. Последнее хорошо совпадает с результатом численного расчета: $l_{dpl}^{(1)}/l_{dpl}^{(2)} \approx 750/340$. Проведенные расчеты Моделирование показывает, что основное ускорение электронов происходит после установления режима лазерной пули.

Мы обсудили два режима распространения лазерного импульса внутри плазменной мишени. В обоих случаях оно сопровождалось ускорением самоинжектированного электронного пучка. Чтобы проанализировать эффективность процесса ускорения таких электронов, ниже рассматриваются электронные спектры и их характеристики. Кроме

того, такой анализ может ответить на вопрос, приводит ли сокращение длительности лазерного импульса к увеличению эффективности ускорения частиц.

8.6 Характеристики электронного пучка

Во всех рассмотренных случаях (см. разделы 8.4 и 8.5) спектры электронов имеют платообразную форму в логарифмическом масштабе с некоторой квази-моноэнергитичностью в линейном масштабе, которая наблюдается в высокоэнергетичной части спектра, как показано на рисунке 8.7. Характерные энергии ускоренных электронов в случае, приближенном к сферической «лазерной пуле» (8.23), зависят от установившегося диаметра, см. выражение (8.30). Так для сферических лазерных импульсов с одинаковой энергией уменьшение диаметра фокального пятна приводит к уменьшению средней энергии электронов. Аналогичный эффект наблюдается в режиме самомодуляции лазерного импульса. Из таблицы 8.1 видно, что для 40 фс лазерного импульса уменьшение D приводит к уменьшению средней энергии электронов с 250 МэВ ($0.005n_c$) до 95 МэВ ($0.065n_c$). В таблице перечислены следующие характеристики: средняя энергия электрона $\bar{\epsilon}_{30\text{МэВ}}$, заряд электронного пучка $Q_{30\text{МэВ}}$ и коэффициент преобразования $\eta_{30\text{МэВ}}$, которые были рассчитаны для частиц с энергией, превышающей 30 МэВ. В отличие от средней энергии ускоренных электронов общий заряд электронных пучков увеличивается с уменьшением D . При этом расчеты показали, что для сферического лазерного импульса наибольший полный заряд накапливается для более короткого лазерного импульса (ср. верхние и нижние строки в таблице 8.1).

Таблица 8.1— Сравнение характеристик ускоренных электронных пучков для различных параметров плазменной мишени и лазерного импульса при $W_L = 2.2$ Дж

P , ТВт	τ	D_L	a_0	n_e/n_c	$\bar{\epsilon}_{30\text{МэВ}}$	$Q_{30\text{МэВ}}$	$\eta_{30\text{МэВ}}$
210	10 фс	2.8 мкм	41.6	0.15	150 МэВ	10 нКл	53%
52	40 фс	2.8 мкм	20.8	0.065	95 МэВ	6.7 нКл	26%
52	40 фс	4.2 мкм	13.9	0.02	140 МэВ	5.9 нКл	35%
52	40 фс	5.5 мкм	10.4	0.005	250 МэВ	3.1 нКл	35%

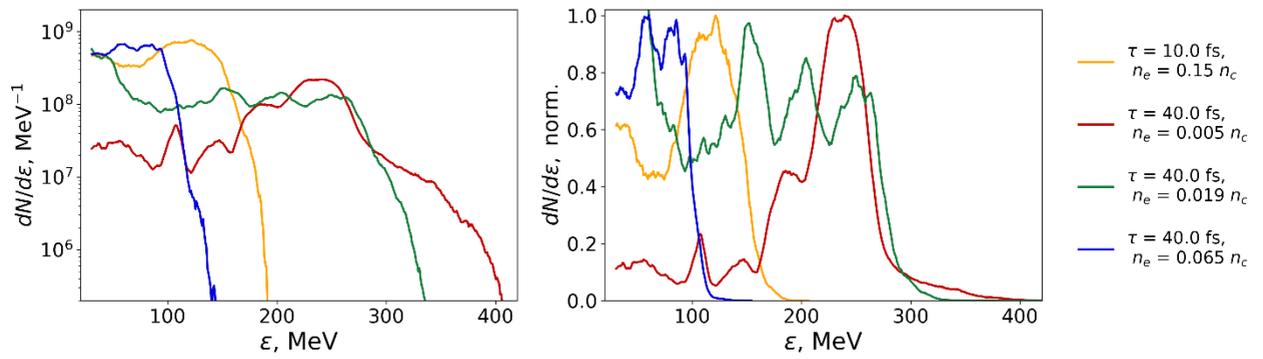


Рисунок 8.7 — Спектры электронов для различных лазерно-плазменных параметров при $W_L = 2.2$ Дж в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах

В режиме самомодуляции для 40 фс лазерного импульса увеличение плотности плазмы приводит к росту общего заряда электронного пучка с 3 нКл для $0.005n_c$ до 6.7 нКл для $0.065n_c$, что не следует из оценки (8.26). Это связано с тем, что уравнение (8.26) получено для условия РСЗ (8.19), и его точность недостаточна для описания роста общего заряда при нарушении условия (8.23). Стоит отметить, что дальнейшее увеличение плотности плазмы ($>0.065n_c$) в наших расчетах приводила к уменьшению общего заряда с ростом n_e , что может быть связано со значительными потерями энергии лазерного импульса в ходе его самомодуляции. Последнее говорит о существовании оптимального режима с точки зрения полного заряда при самомодуляции лазерного импульса [211]. Для сферических «лазерных пуль» различной длины (верхние и нижние строки в таблице 8.1) наибольший общий заряд электронного пучка достигается для меньших пространственно-временных размеров лазерно-плазменной структуры, что согласуется с уравнением (1.26), $Q_0 \propto D^{-1/2}$. Однако даже для режима РСЗ соотношение зарядов $Q_{10 \text{ фс}}/Q_{40 \text{ фс}}$ оказывается несколько выше, чем предсказано грубой оценкой (3 вместо 2). Хотя такая точность 33% – 50% и вполне разумна для простой оценки, однако можно предположить, что качество оценки может быть улучшено при помощи более точной модели, учитывающей влияние электронов, уже захваченных в полость, на всю динамику инжекции, длину истощения лазерного импульса и коэффициент плазменной неустойчивости [212].

Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов примерно пропорционален общему количеству ускоренных частиц и их средней энергии. Самый короткий и наиболее остро фокусируемый лазерный импульс для режима РСЗ полезен для обеспечения максимального коэффициента конверсии, что демонстрируется нашими оценками и соответствующими расчетами. Для 10 фс лазерного импульса большое значение a_0 делает возможным сильно нелинейный режим самофокусировки в форме лазерной пули, которая дает беспрецедентный коэффициент

конверсии 53%. Для более длинных импульсов, которые не позволяют избежать самомодуляцию лазерного импульса на начальном этапе его распространения, коэффициент конверсии оказывается ниже, хотя режим РСЗ в конечном итоге устанавливается. Для соответствующих примеров с 40 фс лазерным импульсом более высокие потери энергии лазера наблюдаются для плазменных полостей меньших размеров, которые образуются в более плотных плазменных мишенях. В плазме с плотностью $n_e = 0.065n_c$ коэффициент конверсии оказался равен 26%, в то время как для $n_e = 0.02n_c$ он уже был 35% (ср. вторые и третьи строки в таблице 8.1). С другой стороны, для более крупной полости и более низкой плотности плазмы, когда лазерный импульс не подвергается самомодуляции, коэффициент конверсии оказывается выше.

Стоит отметить, что хотя ε_{min} была выбрана исходя из энергий, соответствующих началу плато, данный параметр был определен с некоторой точностью. В рассмотренных случаях изменение параметра энергетического порога на 10 МэВ приводило к изменению коэффициента конверсии только на 1% для всех рассмотренных случаев, тогда как общий заряд и средняя энергия оказались более чувствительными к этому параметру в случае платообразного спектра по сравнению со спектром с моноэнергетической частью. Таким образом, при выборе $\varepsilon_{min} = 20$ МэВ средняя энергия и общий заряд практически не менялись для лазерного импульса длительностью 40 фс в плазме низкой плотности, в то время как для лазерного импульса длительностью 10 фс такое изменение отсечки привело к уменьшению средней энергии частиц на 10 МэВ и увеличению общего заряда на 1 нКл.

Таким образом, для заданной энергии лазерного импульса его сжатие позволяет достичь как максимального общего заряда ускоренного электронного пучка, так и наибольшей эффективности преобразования лазерной энергии. Также было обнаружено, что изначально модуляционно нестабильная лазерно-плазменная структура в достаточно плотной плазме развивается в стационарную «лазерную пулю». В следующем разделе мы рассмотрим случаи с одинаковыми диаметрами фокального пятна, но различными энергиями и длительностями лазерного импульса с целью дальнейшего исследования РСЗ и обобщения результатов.

8.7 Ускорение электронов лазерными импульсами с разной энергией

Была проведена серия расчетов для лазерных импульсов с различными энергиями, но одним и тем же размером фокального пятна (2.8 мкм). Плотности мишени были выбраны исходя из условия согласования (8.19), т.е. сформировавшиеся плазменные полости имели примерно одинаковый диаметр. На рисунке 8.8 показаны спектры электронов для различных лазерно-плазменных параметров. Видно, что характерная

энергия ускоренных частиц увеличивается с увеличением энергии лазерного импульса. Суммарный заряд пучка и коэффициента конверсии были рассчитаны для $\varepsilon > \varepsilon_{min}$, где ε_{min} соответствует началу плато в электронных спектрах, а именно 15, 30 и 70 МэВ для лазерной энергии 0.55, 2.2 и 20 Дж соответственно (см. таблицу 8.2). Во всех случаях наибольший полный заряд электронного пучка достигался для самых коротких лазерных импульсов. Аналогичное, а иногда даже в более выраженной степени, наблюдалось для коэффициента конверсии. Стоит отметить, что расчеты показали хорошую универсальность значений коэффициента конверсии, который оказывался примерно на одном и том же уровне для одинаковых длительностей лазерного импульса.

Таблица 8.2 — Сравнение характеристик ускоренных электронных пучков для различных параметров плазменной мишени и лазерного импульса при $D_L = 2.8$ мкм

W_L , Дж	τ	a_0	n_e/n_c	$\bar{\varepsilon}_{\varepsilon_{min}}$	$Q_{\varepsilon_{min}}$	$\eta_{\varepsilon_{min}}$
0.55	10 фс	20.8	0.09	74 МэВ	4.7 нКл	50%
	20 фс	14.7	0.046	70 МэВ	3.4 нКл	40%
	40 фс	10.3	0.032	62 МэВ	3.2 нКл	31%
2.2	10 фс	41.6	0.15	150 МэВ	10.0 нКл	54%
	20 фс	29.4	0.09	120 МэВ	8.7 нКл	43%
	40 фс	20.8	0.065	90 МэВ	6.7 нКл	26%
20	10 фс	125	0.52	415 МэВ	29 нКл	45%
	20 фс	88.2	0.33	310 МэВ	27 нКл	39%
	40 фс	62.4	0.23	200 МэВ	29 нКл	27%

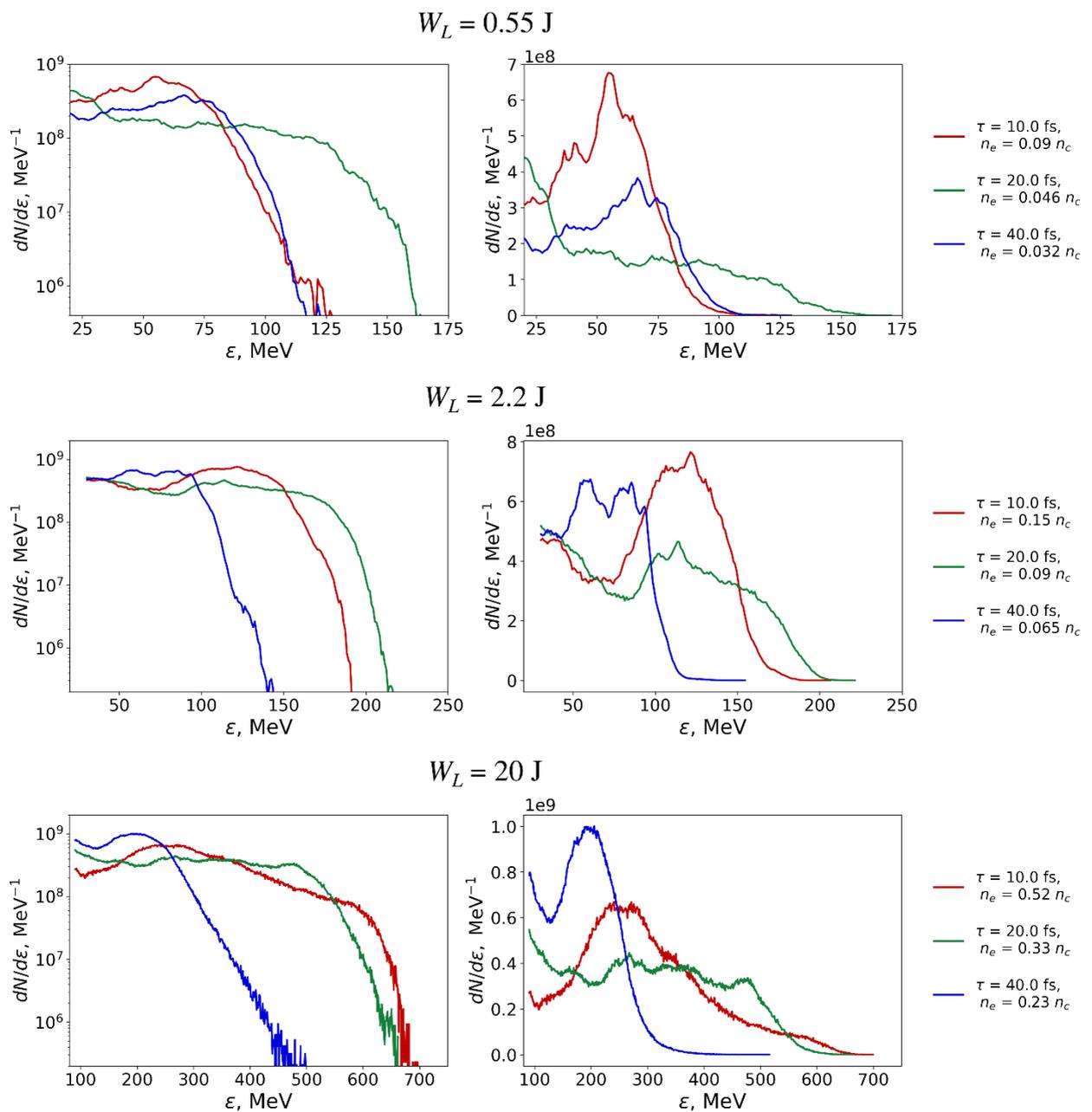


Рисунок 8.8 — Спектры электронов для лазерных импульсов с различными W_L , фокусируемых в $D_L = 2.8$ мкм, в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах

Если в разделах выше можно было проверить зависимости характеристик пучков электронов от длительности лазерного импульса в режиме «лазерной пули», то проведенные в данном разделе расчеты позволяют установить зависимости уже от энергии лазерного импульса. Для этого рассмотрим 10 фс лазерные импульсы, имеющие практически сферическую пространственно-временную форму, которая использовалась при построении оценочных формул для характеристик электронного пучка разделе 8.2. В рассмотренных случаях отношение энергий лазерных импульсов имеет вид: $1:2^2:6^2$. Отношение общих зарядов $Q_{\varepsilon_{min}}$, полученных из расчетов, было равно $1:2:6$ (смотри столбец

$Q_{\varepsilon_{min}}$ в таблице 8.2). Такой результат хорошо соответствует квадратному корню зависимости общего заряда от энергии лазерного импульса. В свою очередь отношение средних энергий электронов $\bar{\varepsilon}_{\varepsilon_{min}}$, полученных из расчетов, имеет вид 1:2:5.5, что также соответствует квадратному корню и отвечает оценке (8.28). Таким образом, можно заключить, что скейлинги, представленные в разделе 8.2, можно использовать для грубых оценок характеристик электронного пучка в экспериментах с различными энергиями лазерных установок.

8.8 Обсуждение и выводы

В ходе исследования было показано, что для получения наибольшего коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию электронного пучка длительность импульса должна быть как можно меньше. Для того, чтобы в процессе распространения лазерного импульса внутри плазменной мишени формировалась «лазерная пуля», когда коэффициент конверсии оказывается максимальным, требуются сверхрелятивистские интенсивности, т.е. $a_0 > 10$. Такого результата можно добиться в том числе путем сжатия лазерных импульсов, например, с помощью метода CafCA [181], что в дальнейшем позволяет использовать для ускорения электронов более плотные плазменные мишени. В этом случае образовавшийся пучок электронов в результате самоинжекции накапливает наибольший общий заряд, например, 3 нКл и 10 нКл для лазерных импульсов с энергией 2.2 Дж и длительностью 40 фс и 10 фс, соответственно. В довольно плотной плазме, когда длина лазерного импульса превышает несколько длин плазменных волн, лазерные импульсы испытывают самомодуляцию, что приводит к дополнительным потерям энергии. В то же время, в такой более плотной плазме может самоинжектироваться больший заряд, чем в менее плотной плазме.

Было показано, что характеристики электронного пучка масштабируются в зависимости от энергии лазерного импульса и его длительности согласно простым оценкам: $Q_0 \propto \sqrt{W_L/\tau}$ и $\varepsilon_{max} \propto (W_L\tau)^{1/2}$. Расчеты показали, что для получения наибольшего коэффициента конверсии и наибольшего общего заряда пучка электронов с высокими, но не экстремальными энергиями предпочтительнее использовать сжатый лазерный импульс, взаимодействующий с высокоплотной плазменной мишенью. Для генерации моноэнергетичного пучка электронов с наибольшими энергиями можно использовать более длинный лазерный импульс в режиме «лазерной пули» и низкоплотную плазму.

Изложенные в данном разделе научные результаты полностью соответствуют п.4.1.8 Плана-графика.

9 Получение мощных импульсов терагерцового диапазона частот вследствие переходного излучения пучка электронов, ускоренного в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. (ФИАН, Договор №К98-15 от 26.09.2024)

Ускоренные мощным коротким лазерным импульсом электроны рассматриваются как основа для получения источника вторичного излучения рекордной яркости [213]. Например, пучки высокоэнергетических электронов, производимые с помощью кильватерного ускорения или прямого лазерного ускорения, являются источниками рентгеновского и гамма-излучения, подходящими для многих приложений [213, 214]. Кроме того, когда ускоренные электроны пересекают границу плазма-вакуум, возникает широкополосное терагерцовое (ТГц) или дальнее/среднее инфракрасное излучение [215-223]. Поскольку энергия импульса когерентного переходного излучения растет с энергией электронов и пропорциональна квадрату заряда электронного сгустка, для ее увеличения необходимо найти конструкцию лазерной мишени, обеспечивающую генерацию пучков ультрарелятивистских электронов с максимально возможным зарядом. Однако наиболее распространенный механизм лазерного кильватерного ускорения дает, как правило, относительно небольшой заряд ультрарелятивистских электронов (обычно меньше нКл), накладывая нежелательные ограничения на практическое применение лазерно-иницированных терагерцовых импульсов, которые, как ожидается, будут самыми интенсивными из всех известных до сих пор источников ТГц излучения. Получение таких импульсов могло бы позволить не только значительно расширить широко обсуждаемые приложения ТГц излучения для различных неразрушающих диагностик, но и развить физику сильных полей, управляемую ТГц импульсами, в частности, для манипулирования веществом путем изменения его свойств [224], особенно, используя униполярную форму волны ТГц-импульса [225].

В первых экспериментах по генерации переходного излучения на основе кильватерного ускорения электронов из довольно плотной плазмы с плотностью 10^{19} см⁻³ лазерным импульсом с длительностью ~ 50 фс и пиковой мощностью порядка 10 ТВт [215] энергия широкополосного терагерцового импульса была ограничена узким поперечным размером плазмы до 3-5 нДж в пределах угла сбора излучения в 30 мрад. Было сделано заключение, что генерация широкополосного терагерцового импульса согласуется с теорией переходного излучения электронов, имеющих распределение Максвелла-Больцмана с температурой в несколько МэВ. Более того, наблюдалось, что энергия импульса масштабируется квадратично с зарядом сгустка электронов (Q_b) в

диапазоне от 0.02 нКл до 1.5 нКл, что также согласуется с теорией когерентного переходного излучения. Соответствующее моделирование показало, что широкополосный импульс излучения содержит около 0.3 мкДж ТГц энергии в пределах угла 100 мрад. Исходя из полученных результатов, было сделано утверждение, что увеличение поперечного размера плазмы и средней энергии электронного пучка до нескольких десятков МэВ может дополнительно увеличить энергию импульса до уровня нескольких сотен мДж [215, 216]. Однако даже сейчас генерация ТГц излучения электронами, ускоренными кильватерной волной, все еще далека от таких выходов, а последующая экспериментальная оптимизация генерации ТГц излучения из лазерного кильватерного ускорителя, выполненная в работе [217], показала возможность получения ТГц импульса с энергией 5 мкДж, что соответствует коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения 10^{-5} .

Численное моделирование с использованием кода частица-в-ячейке для когерентного переходного излучения, инициируемого электронами, ускоренными кильватерным полем, предсказывает максимальную эффективность преобразования в ТГц-излучение на уровне 10^{-3} [218, 219]. Похожая эффективность преобразования энергии лазерного импульса в терагерцовое излучение, $\sim 0.15\%$, была продемонстрирована в недавнем эксперименте с фемтосекундным лазерным импульсом мощностью 100 ТВт, облучающим азотную мишень [220], в котором ТГц-сигнал с энергией 4 мДж коррелировал с зарядом электронного сгустка, а не с максимальной энергией электронов, и увеличивался с плотностью электронной плазмы. На основе моделирования [226] авторы пришли к удивительному выводу относительно механизма генерации ТГц излучения, объяснив его группой излучающих электронов, которые быстро ускоряются пондеромоторной силой и плазменным кильватерным полем внутри плазмы, а не переходным излучением на границе плазма-вакуум. Тем не менее, эти результаты все еще не конкурентоспособны по сравнению с результатами более эффективной генерации ТГц излучения при, так называемой, двухцветной лазерной филаментации в газах, где измеренный коэффициент конверсии составляет $\sim 2\%$ [227], что соответствует энергии ТГц импульса ~ 0.2 мДж. Еще несколько более высокая эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения может быть достигнута с помощью оптического выпрямления (ректификации) в органических кристаллах. Например, самый высокий на сегодняшний день коэффициент конверсии в ТГц излучение в 3% получен с помощью электрооптических кристаллов DSTMS [228]. Однако такой метод оптической ректификации пока не способен преодолеть верхний предел мощности ТГц излучения порядка 1 мДж в отличие от механизма взаимодействия лазерного импульса с плазмой,

которые не имеет ограничений на энергию ТГц излучения. С другой стороны, генерация мощных ТГц импульсов при взаимодействии лазерного импульса с плазмой отвечало довольно низкой эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения. Например, самый мощный ТГц-импульс за счет переходного излучения с энергией до 200 мДж был зарегистрирован в эксперименте, проведенном на лазерной установке Вулкан при взаимодействии пикосекундного импульса с энергией 70 Дж с твердотельной мишенью [229]. В то же время найденная эффективность преобразования, $\sim 0.2\%$, оказалась весьма скромной, хотя расчетный заряд выходящего электронного сгустка был довольно высоким, $Q_b \sim 300$ нКл. Однако, довольно большой размер пучка электронов, связанный с относительно большой длительностью лазерного импульса, видимо не позволял им излучать когерентно в терагерцовом диапазоне, что и сказывалось на эффективности генерации излучения.

Подобно случаю генерации переходного излучения пучком электронов, ускоренных кильватерным полем, механизм прямого ускорения электронов может давать такую же эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения. Это было продемонстрировано в работе [222], где эффективность преобразования $\sim 0.2\%$ была достигнута с использованием лазерного импульса длительностью 40 фс мощностью 1 ТВт, облучающего плотную плазменную мишень, полученную при разрушении пластиковой ленты синхронизированным наносекундным импульсом [222]. Такая довольно высокая эффективность была обусловлена прямым ускорением электронов в плазме с плотностью, близкой к критической [223]. Увеличение выхода терагерцового излучения из двухслойной мишени с плотностью первого слоя, близкой к критической, наблюдаемое в двумерном моделировании, также может быть связано с прямым ускорением электронов [221].

Таким образом, максимизировать выход переходного терагерцового излучения возможно путем поиска наиболее эффективного способа увеличения числа электронов, покидающих мишень, облученную фемтосекундным лазерным импульсом. Подобно примеру с улучшением характеристик лазерного бетатронного рентгеновского источника из плазмы околочритической плотности [230] можно ожидать того же самого для терагерцового излучения при использовании режима релятивистского самозахвата (РСЗ) в виде «лазерной пули» [231]. При создании условий для реализации такого режима распространения лазерного импульса в прозрачной, но достаточно плотной плазме уже было показано, как можно достичь наилучшей эффективности ускорения электронов с точки зрения наибольшего полного заряда высокоэнергетических электронов и

наибольшего коэффициента конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов. Универсальным способом является надлежащее согласование размера фокусировки лазерного импульса и плотности электронной плазмы с энергией и длительностью лазерного импульса. Например, следуя этому пути, можно с помощью лазерного импульса длительностью 10-30 фемтосекунд обеспечить рекордное количество ускоренных электронов с энергией более 30 МэВ для лазерного импульса с энергией порядка 2 Дж. Подробности физики режима РСЗ и соответствующие трехмерные расчеты можно найти в работах [232-234]. Именно переходное излучение электронов, ускоренных в режиме РСЗ распространения лазерного импульса в плазме с плотностью, близкой к критической, и является предметом исследования, описанного в данном разделе.

Еще одним важным вопросом, заслуживающим внимания, является форма волны генерируемого ТГц сигнала. Несмотря на существующие факты квазиуниполярной (полупериодной) формы волны переходного ТГц излучения, полученные как в экспериментах (например, [222, 235, 236]), так и в численном моделировании (например, [223, 237]) по этому вопросу до сих пор не было единого мнения, и в основном из-за отсутствия прочной теоретической базы. Недавно была разработана аналитическую теорию переходного излучения сгустка электронов, вылетающего из сверхплотной мишени в вакуум [225], которая демонстрирует распространение униполярного импульса волны ТГц переходного излучения от поверхности мишени в ближней зоне. Ниже приводятся результаты расчетов для пространственно-временного распределения поля терагерцового импульса, генерируемого при переходном излучении электронов, ускоренных в плазме околоскритической плотности фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в режиме РСЗ.

9.1 Теоретические оценки эффективности генерации терагерцового излучения

Напомним, что для реализации режима РСЗ распространения импульса в плазме необходимо согласование диаметра образующейся плазменной полости D с захваченной интенсивностью лазерного излучения $I_L = 1.37 (a_0/\lambda [\text{мкм}])^2 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ и электронной плотностью плазмы n_e , так чтобы дифракционная расходимость лазерного пучка уравновешивалась релятивистской нелинейностью. Для ультрарелятивистских интенсивностей ($a_0 \gg 1$) этому требованию, подтвержденному теорией [233], соответствует и верхний предел поперечного размера полости, который не позволяет развиваться филаментации лазерного пучка:

$$D \sim \lambda_p = \lambda \frac{\omega}{\omega_{pe}} \sqrt{\gamma_e}, \quad (9.1)$$

где λ_p - релятивистская плазменная длина волны, λ - длина волны лазера, ω_{pe} - электронная плазменная частота, $a_0 = e E_L / m \omega c \gg 1$ - стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля, ω - частота лазерного поля и $\gamma_e = \sqrt{1 + a_0^2 / 2} \approx a_0 / \sqrt{2}$ - электронный релятивистский фактор. Соотношение (9.1) можно переписать в виде

$$D \approx \lambda \sqrt{\frac{n_c a_0}{n_e \sqrt{2}}}, \quad a_0 \gg 1. \quad (9.2)$$

Отметим, что для выполнения условия (9.2) требуется, чтобы размер фокусного пятна лазера D_L на входе в плазму был несколько меньше D , а именно диаметр полости медленно увеличивается со временем от D_L примерно до $D \sim 2D_L$, как показано в статье [233]. Режим РСЗ может существовать в двух типичных формах: (1) "каверна", когда длина импульса ct значительно меньше длины полости L , которая в свою очередь равна поперечному размеру полости D (сферическая полость, пузырь), $ct \ll L \sim D$ [238] и (2) "лазерная пуля", когда полость полностью заполнена лазерным полем, $ct \sim L$ [231, 232]. Разумеется, промежуточные случаи $ct < L$ также возможны.

Для избегания продольной само-модуляционной неустойчивости "лазерной пули" ее длина, ct , аналогично (2.1), должна быть ограничена, $ct \leq \lambda_p \sim D$. Таким образом, длинные "лазерные пули", $ct > D$, запрещены и приходим к условиям согласования для "лазерной пули" сферической формы

$$ct \sim L \sim D \approx \lambda \sqrt{\frac{n_c a_0}{n_e \sqrt{2}}}, \quad a_0 \gg 1 \quad (9.3)$$

В представленных ниже расчетах рассматривается режим "лазерной пули" в соответствии с условиями согласования (9.3), который медленно переходит в режим "каверны" на заключительном этапе по мере истощения лазерного импульса во время распространения. Схематическая иллюстрация сценария генерации ТГц импульсов при переходном излучении электронов, ускоренными в "лазерной пуле", представлена на рисунке 9.1.

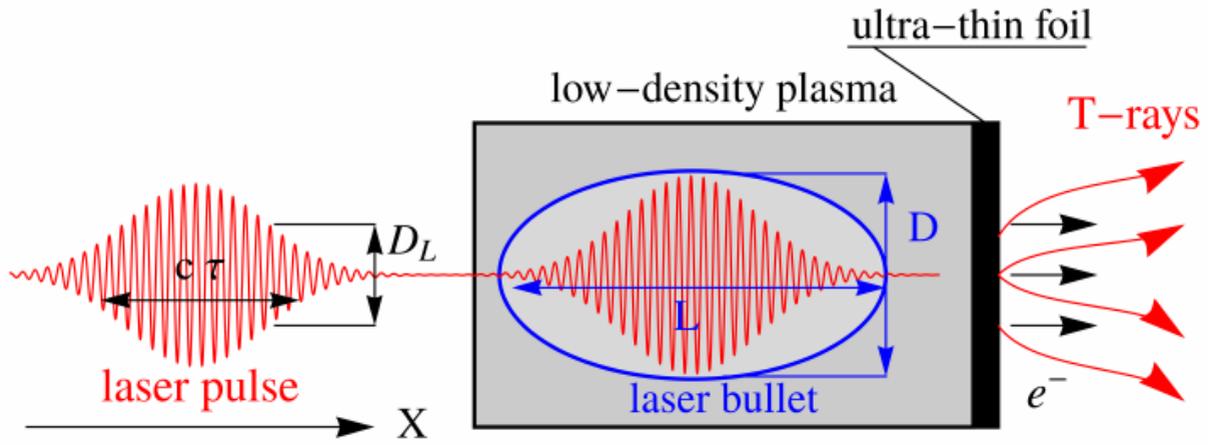


Рисунок 9.1 — Схематическая иллюстрация сценария генерации ТГц импульсов в результате переходного излучения электронами, ускоренными в режиме РСЗ «лазерная пуля»

Энергия переходного терагерцового излучения, генерируемая релятивистским электронным сгустком, выходящим из мишени в вакуум, в основном зависит от длины сгустка и его полного заряда в соответствии с оценкой

$$W_{THz}^{tr} \approx \frac{Q_b^2}{\pi L_b} \left(3 \ln \left(\frac{\sqrt{2} \epsilon_b L_b}{mc^2 D_b} \right) - 1 \right), \quad (9.4)$$

где ϵ_b — его характерная энергия пучка электронов, а L_b и D_b — длина и ширина сгустка электронов соответственно. Уравнение (9.4) несколько отличается (численным множителем перед Q_b^2 и отношением L_b/D_b под логарифмом) от качественных оценок, основанных на одночастичном подходе [216, 220]. Подробности такой количественной корректировки можно найти в работах [225, 239].

Естественно, возникает важный вопрос относительно величины заряда Q_b , поскольку именно от него резко зависит излучаемая энергия (9.4). Чтобы покинуть мишень, электрон должен обладать достаточной энергией, чтобы преодолеть потенциал притяжения, ($\varphi \simeq 2Q/D$), положительно заряженной полости (с зарядом Q), достигающей задней границы мишени. В соответствии с уравнением (9.3), пороговая энергия электрона, ϵ_{min} , необходимая для того, чтобы покинуть мишень, получаемая из условия $\epsilon_{min} \sim 2Q/D$, имеет вид

$$\epsilon_{min} = \frac{\pi^2}{3\sqrt{2}} a_0 mc^2 \quad (9.5)$$

Полученная оценка (9.5), например, дает $\varepsilon_{min} \sim 30$ МэВ для $a_0 = 24$. Чтобы убедиться в адекватности как приведенных выше оценок, так и результатов моделирования, можно найти Q_b , из численного электронного спектра, $dN/d\varepsilon$,

$$Q_b = e \int_{\varepsilon_{min}}^{\infty} d\varepsilon \frac{dN}{d\varepsilon}, \quad (9.6)$$

используя для ε_{min} оценку (2.5).

Соотношение для излучаемой терагерцовой энергии (9.4) получено для предела высокой электропроводности мишени, т. е. для среды с диэлектрической проницаемостью $|\varepsilon| \gg 1$, что выполняется вплоть до частоты отсечки переходного излучения $\omega \approx c/L_b$. Действительно, для рассматриваемых здесь плотностей мишени $n_e \sim 0.1 n_c$, и выше, $\omega_{pe} \sim 6 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$, и многомикронных длин электронного пучка, $L_b \sim 10 \lambda$ получаем $|\varepsilon| \approx |1 - \omega_{pe}^2/\omega^2| \approx \omega_{pe}^2/\omega^2 \sim 4 (L_b[\text{мкм}])^2 \gg 1$.

Заметим, что типично терагерцовое излучение исследуется при облучении твердотельных фольг. Хорошо известно, что для наиболее эффективной генерации высокоэнергетических электронов, обеспечивающей высокий выход ТГц переходного излучения, требуется использование правильно подобранного размера преплазмы [240]. Такая преплазма, предполагаемая в приведенных ниже оценках, может нагревать значительное количество электронов, что приводит к преобразованию вплоть до нескольких десятков процентов энергии лазерного света в энергию горячих электронов. Чтобы покинуть тонкую сверхплотную мишень, нагретые лазером электроны должны иметь достаточно высокую энергию, чтобы преодолеть потенциал поля разделения заряда на задней стороне мишени. Поле разделение заряда эффективно замедляет ускоренные электроны на задней стороне мишени в двойном слое с высоким тормозящим кулоновским полем на расстоянии от мишени $\sim \lambda_{Dh}$, где $\lambda_{Dh} = \sqrt{T_h/4\pi e^2 n_h}$ - дебаевский радиус горячих электронов. Только те электроны, которые имеют достаточную энергию, чтобы преодолеть расстояние D_b , на котором кулоновское притяжение начинает падать, покидают мишень. Будем считать, что все электроны с координатами $x > D_b$ способны преодолеть запирающий барьер и улететь от мишени, т.е. минимальная энергия пучка улетевших электронов определяется из условия $\varepsilon_{min} = -e \varphi(D_b)$. Предполагая больцмановское распределение электронов, можно получить одномерное решение для запирающего потенциала, создаваемого двойным слоем в виде [241]

$$\varphi(x) = -\frac{2T_h}{e} \ln \left(\frac{x}{\sqrt{2}\lambda_{Dh}} + \sqrt{e} \right). \quad (9.7)$$

Используя баланс поглощенного лазерного потока излучения и потока горячих электронов, $\eta I_L = cn_h T_h$ ($I_L = \pi m^2 c^5 a_0^2 / (2e^2 \lambda^2)$ - интенсивность лазерного излучения с длиной волны λ , записанное через безразмерную амплитуду лазерного поля a_0), а также пондеромоторный скейлинг для температуры горячих электронов $T_h = mc^2 \sqrt{1 + a_0^2/2}$, можно переписать выражение для минимальной энергии пучка улетевших электронов через параметры лазерного импульса, которое для $a_0 \gg 1$ принимает вид

$$\varepsilon_{min} = \sqrt{2} mc^2 a_0 \ln \left(\pi \sqrt{2\eta} \frac{D_b}{\lambda} + \sqrt{e} \right). \quad (9.8)$$

Таким образом, для заряда улетевших электронов получаем:

$$Q_b = e N_h \exp \left(-\frac{\varepsilon_{min}}{T_h} \right), \quad (9.9)$$

где полное число нагретых электронов N_h определяется из баланса поглощенной энергии лазерного импульса и энергии электронов $N_h T_h = \eta \varepsilon_L$. Например, для лазерного импульса длительностью 30 фс с энергией $\varepsilon_L = 1$ Дж, сфокусированного в пятно размером 2λ , безразмерная амплитуда лазерного поля $a_0 = 14$ приводит к температуре горячих электронов $T_h = 5$ МэВ и минимальной энергии $\varepsilon_{min} = 17.4$ МэВ при коэффициенте поглощения $\eta = 0.2$.

Отметим, что основная часть нагретых лазером электронов в двойном слое вносит небольшой вклад в генерацию ТГц-импульса из-за компенсации тока электронов, покидающих мишень, обратными токами электронов, возвращающихся в мишень запирающим кулоновским потенциалом и подавлением поля излучения [242] из-за малой толщины дебаевского слоя, $\lambda_{Dh} \ll st$.

9.2 Параметры моделирования

Исследование генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерного импульса с плазмой как для прозрачной мишени с плотностью, близкой к критической, так и для тонкой фольги из сверхплотной плазмы с преплазмой были проведены с использованием коммерческого кода VSim (Vorpal) [243], который был разработан для численных исследований кильватерного ускорения электронов и неоднократно тестировался в типичных задачах лазерного ускорения частиц. Для двух исследуемых конструкций мишеней (плазма с плотностью несколько меньше критической и фольга с преплазмой) использовался лазерный импульс с энергией 2.2 Дж.

В первом случае параметры лазерного импульса и плазмы выбирались в соответствии с условиями согласования, необходимыми для реализации режима РСЗ. Лазерный импульс, распространяющийся в направлении X и поляризованный вдоль оси Z , был сфокусирован на передней стороне однородной плазменной мишени, состоящей из электронов и ионов гелия, He^{+2} . Были рассмотрены две различные длительности импульса, 30-фс лазерный импульс с $a_0 = 24$, сфокусированный в пятно $D_L = 3.3 \lambda$ (определяемое по полуширине интенсивности), и 10-фс лазерный импульс с $a_0 = 41.75$, сфокусированный в пятно 2.8λ . Оптимальные плотности плазмы, соответствующие уравнению (2.1), были выбраны $0.1 n_c$ и $0.15 n_c$ для 30-фс и 10-фс лазерных импульсов соответственно. В соответствии с оценками длины истощения лазерного импульса [232] соответствующие длины плазмы составили 240λ и 100λ . Моделирование проводилось с использованием техники бегущего окна с пространственными шагами сетки $0.02 \lambda \times 0.1 \lambda \times 0.1 \lambda$ в окне моделирования $X \times Y \times Z = 78 \lambda \times 118 \lambda \times 118 \lambda$. Окно моделирования останавливается, когда его левая граница приближается к интерфейсу плазма-вакуум. Для каждого вида частиц использовались 2 численные частицы на ячейку. В более коротком моделировании было проверено, что удвоение числа частиц не изменяет результат. Один типичный расчет продолжался в среднем около 100 часов на вычислительном кластере с 200 ядрами. Для сравнения были проведены расчеты с дополнительной сверхплотной тонкой плазменной фольгой (толщиной 1 мкм) на тыльной стороне мишени. Это позволило понять влияние увеличения электропроводности мишени на излучаемое низкочастотное поле и отсекло остаточное лазерное поле, просачивающееся с тыльной стороны мишени в вакуум.

Во втором случае для оценки выхода ТГц излучения при облучении тонкой алюминиевой фольги с преплазмой использовался импульс длительностью 30 фс с $a_0 = 24$ и $D_L = 3.3 \lambda$. В качестве основной сверхплотной мишени мы использовали плазменный слой толщиной 4λ , состоящий из ионов алюминия, Al^{+11} , и электронов с электронной плотностью $200 n_c$. Поскольку наиболее энергичные электроны, ответственные за производство ТГц излучения, ускоряются в преплазменном слое, используемая высокая плотность основной фольги не влияет на генерацию ТГц волн. В расчетах рассматривалась преплазма толщиной 45λ , с двумя характерными градиентами плотности, описывающие экспоненциальное спадание профиля плотности электронов плазмы вблизи с околосубкритической области (0.4λ) и в протяженной плазменной короне (14λ) [244]. Размер области моделирования составлял $75 \lambda \times 30 \lambda \times 30 \lambda$ с шагами пространственной сетки $0.02 \lambda \times 0.05 \lambda \times 0.05 \lambda$. Использовалось восемь частиц на ячейку как для ионов, так и для электронов. Чтобы оценить влияние преплазмы на ускорение

электронов, для сравнения также рассматривалась практически идеальная твердотельная мишень с резким профилем плотности.

9.3 Результаты расчетов ускорения электронов и генерации переходного излучения в режиме РСЗ распространения лазерного импульса

В соответствии с предыдущими исследованиями [231, 232], в проведенных расчетах было воспроизведено очень эффективное ускорение электронов в режиме РСЗ. На рисунке 9.2 видно, что этот режим обеспечивает устойчивое распространение лазерного импульса в виде почти сферической полости в согласии с уравнением (9.3), радиус которой немного увеличивается в процессе распространения, как в работах [230, 231].

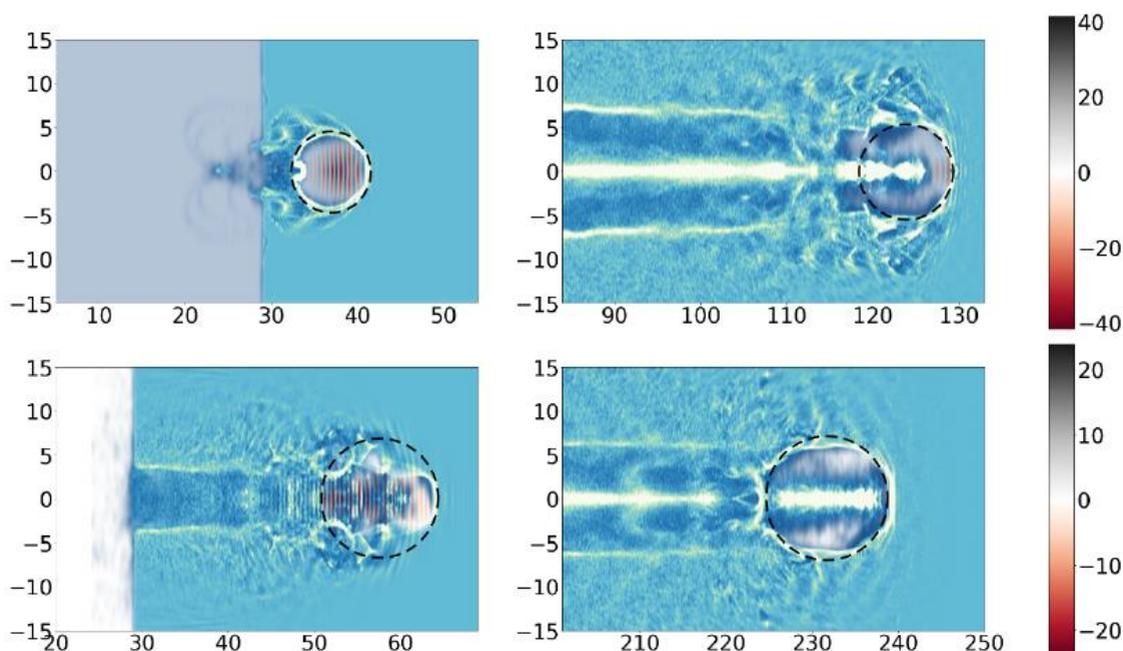


Рисунок 9.2 — Распределение плотности электронов плазмы и интенсивности лазерного импульса в начале и в конце взаимодействия для 10 фс (верхняя панель) и 30 фс (нижняя панель) лазерных импульсов. Цветная полоса показывает величину безразмерной амплитуды лазерного поля, a_0

В случае распространения в режиме РСЗ лазерного импульса длительностью 10 фс ускоряется электронный сгусток с зарядом 9 нКл с энергией электронов более 1 МэВ. Полная энергия ускоренного электронного пучка в 1 Дж соответствует эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов в 46%. Это эффективнее, чем для лазерного импульса длительностью 30 фс, который создает электронный пучок с зарядом 7.7 нКл, полной энергией 0.7 Дж и коэффициентом конверсии $\sim 32\%$. Последнее наглядно демонстрирует повышение эффективности производства электронов при сжатии

импульсов, например, методом CafCA [245]. Спектры электронов показаны на рисунке 2.3 для момента времени, когда половина электронного пучка вышла из мишени.

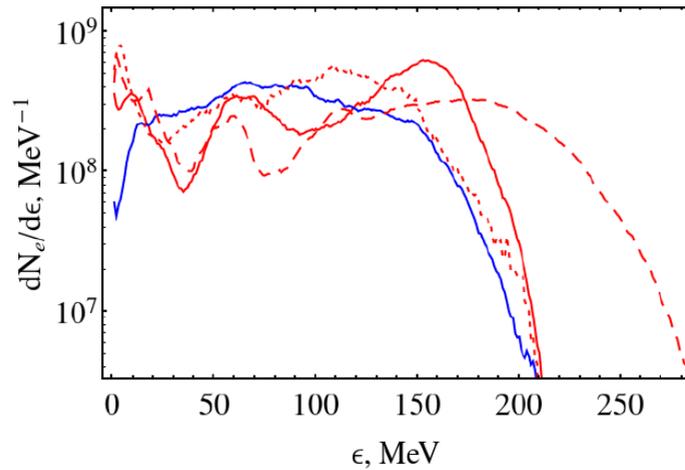


Рисунок 9.3 — Спектры электронов, ускоренных в режиме РСЗ лазерным импульсом длительностью 30 фс (синяя сплошная кривая) и 10 фс (красная сплошная кривая). Для импульса длительностью 10 фс спектры в случаях $n_e = 0.02n_c$ (красная штриховая кривая) и $n_e = 0.5n_c$ (красная пунктирная кривая) показаны для сравнения

Когда ускоренный электронный пучок пересекает границу раздела плазма-вакуум, он генерирует переходное излучение. Рисунок 9.4 иллюстрирует образование сферической электромагнитной волны, распространяющейся с выходящим электронным сгустком от места, где электронный пучок покидает плазму.

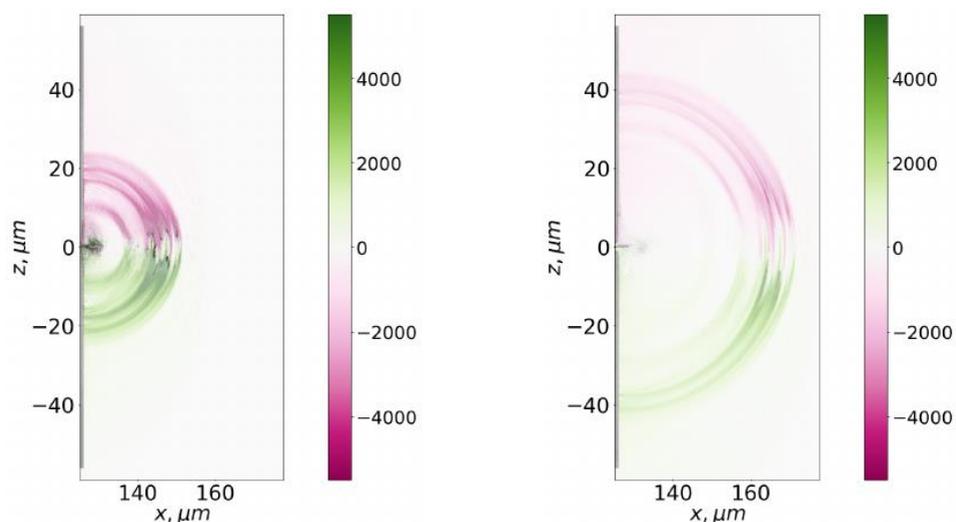


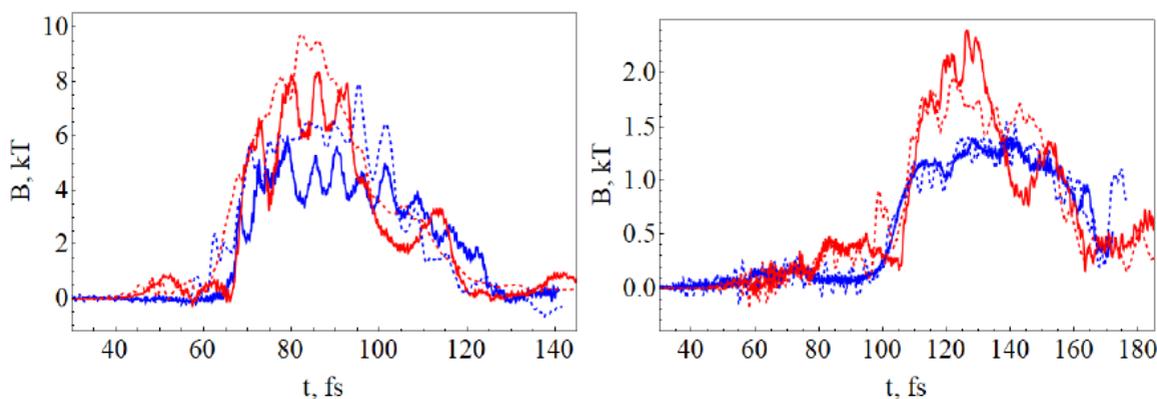
Рисунок 9.4 — Излученное электромагнитное поле (компонента B_y) за интерфейсом плазма-вакуум для лазерного импульса длительностью 10 фс в два момента времени.

Легенда дана в Тесла

В соответствии с оценкой (9.5) для лазерного импульса длительностью 30 фемтосекунд, в генерацию переходного излучения вносят вклад только электроны с энергией более 30 МэВ. Используя $\varepsilon_{min} \geq 30$ МэВ, можно оценить заряд выходящего электронного пучка $Q_b \approx 6.9$ нКл и его среднюю энергию $\varepsilon_b \approx 100$ МэВ. Сгусток выходящих электронов содержит 97 % энергии всех ускоренных электронов с соответствующим коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в энергию улетающих электронов $\sim 30\%$. Перед вылетом ускоренные электроны занимают почти всю длину плазменной полости, так что $L_b \approx D \approx \lambda_p \approx 18 \lambda$. Поперечный размер электронного сгустка значительно меньше $D_b \approx 6 - 7 \lambda$. В результате, теоретическая оценка (2.4) дает $W_{THz}^{tr} \approx 0.13$ Дж, что отвечает эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения на уровне 6%. Для случая лазерного импульса длительностью 10 фс с соответствующим увеличением интенсивности лазера и плотности плазмы (см. 9.3) минимально необходимая энергия вылетающих электронов возрастает до $\varepsilon_{min} \geq 50$ МэВ без существенного влияния на выходящий заряд пучка, $Q_b \approx 7.5$ нКл, что является следствием хорошо выраженного пика в электронном спектре вблизи энергии отсечки. Несмотря на увеличение ε_{min} , число частиц в сгустке, способных генерировать ТГц волны, по-прежнему содержит 97% всех ускоренных электронов, как и прежде. Используя $\varepsilon_b \approx 125$ МэВ, $D_b \approx 15 \lambda$, $L_b \approx 14 \lambda$, получаем $W_{THz}^{tr} \approx 0.17$ Дж, что отвечает эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения на уровне 8%. Приведенные значения на основе уравнения (2.4) лишь немного переоценивают энергию излучения, полученную из моделирования, и могут быть использованы в качестве оценок энергии переходного излучения.

Для доказательства преимущества режима РСЗ было проведено моделирование с более высокой ($0.5n_c$) и более низкой ($0.02n_c$) плотностью плазмы для импульса длительностью 10 фемтосекунд (см. спектры ускоренных электронов на рисунке 2.3). В обоих этих случаях наблюдалось некоторое уменьшение заряда выходящих электронов, примерно до 7 нКл (по сравнению с оптимальным режимом «лазерной пули» с $Q_b \approx 7.5$ нКл). Для более низкой плотности плазмы ($0.02n_c$) продольный размер электронного пучка и средняя энергия несколько увеличиваются, $L_b \approx 20 \lambda$, и $\varepsilon_b \approx 150$ МэВ. Однако энергия ТГц-импульса уменьшается, $W_{THz}^{tr} \approx 0.12$ Дж. Почти такое же значение, $W_{THz}^{tr} \approx 0.12$ Дж, получается и для случая большей плотности плазмы ($0.5n_c$), где $L_b \approx 14 \lambda$ и $\varepsilon_b \approx 120$ МэВ. В результате в обоих этих случаях эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения уменьшается на 20% по сравнению со случаем оптимального режима РСЗ. Однако незначительные изменения плотности в окрестности

оптимальной плотности $0.15n_c$ не оказывают заметного эффекта на генерацию электронов, что отвечает достаточно стабильному распространению ультракороткого импульса в режиме РСЗ и является благоприятным фактом для проведения экспериментов.



Результаты для случая с дополнительной фольгой показаны сплошными кривыми
 Рисунок 9.5 — Компонента магнитного поля V_y за мишенью на расстоянии 16 мкм: (слева) вблизи электронного сгустка, $z = 5$ мкм, и (справа) ближе к периферии, $z = 25$ мкм, для 10 фс (штриховой красный) и 30 фс (штриховой синий) лазерных импульсов

Проведенное моделирование показало распространяющееся электромагнитное поле в форме короткого квазиуниполярного импульса. Эволюция всех компонент поля была записана на заданном расстоянии от задней поверхности мишени. В качестве примера, на рисунке 9.5 показана компонента магнитного поля V_y вблизи ($z = 5$ мкм) и вдали ($z = 25$ мкм) от оси распространения лазерного импульса. Во всех случаях поле излучения имеет форму практически полупериода импульса (униполярный импульс). Разница между случаями с фольгой и без нее довольно мала (ср. сплошные и пунктирные кривые на рисунке 9.5). Незначительная разница между двумя случаями может быть объяснена несколько иным потоком энергичных электронов, вылетевших из мишени из-за появления тормозящего поля разделения заряда на задней поверхности металлической фольги. Разница в 1.5-2 раза в напряженности поля излучения отчетливо видна для лазерных импульсов длительностью 10 фс и 30 фс (ср. красную и синюю кривые на рисунке 9.5) с более интенсивным излучением для более короткого импульса.

Поскольку ускоренный электронный пучок испытывает пространственно-временную модуляцию, это проявляется в соответствующей модуляции излучаемого электромагнитного импульса. Такая модуляция хорошо видна на рисунке 9.5. Измерение

модуляции импульсов переходного излучения способно выявить тонкую структуру электронного пучка, что уже было предложено в работах [246, 247].

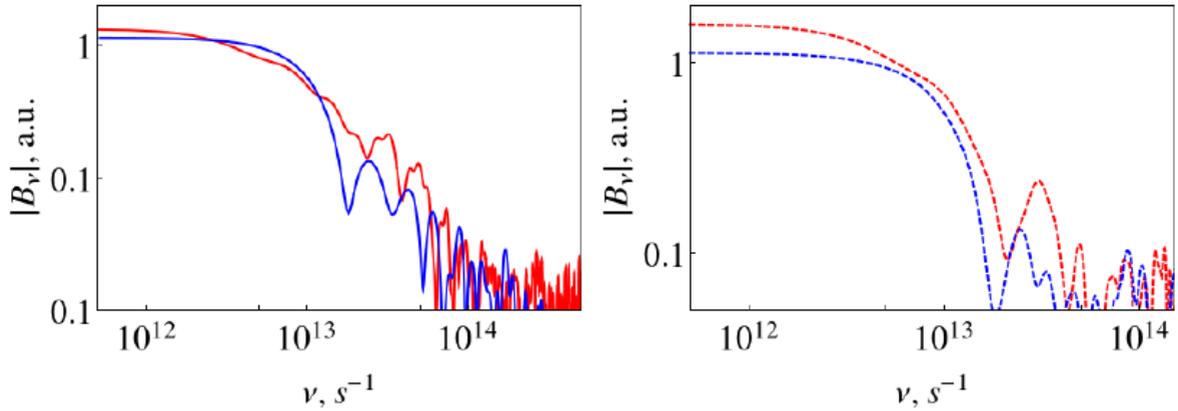


Рисунок 9.6 — Спектры поля излучения на расстоянии 16 мкм от мишени с отклонением $z = 15$ мкм от оси для прозрачной плазмы с ультратонкой фольгой на тыльной стороне мишени (слева) и без фольги (справа) для лазерного импульса длительностью 10 фс (красные кривые) и для лазерного импульса длительностью 30 фс (синие кривые)

Максимум поля излучения находится под малым углом относительно направления распространения электронного сгустка, θ , из-за ультррелятивистских энергий электронов. Теория предсказывает, что переходное излучение имеет максимум интенсивности под углом $\theta \sim 1/\gamma \approx 0.3^\circ$ для рассматриваемого электронного сгустка со средней энергией приблизительно 100 МэВ. Моделирование демонстрирует почти радиально поляризованное ТГц излучение в соответствии с теоретическим предсказанием [216, 225]. Электромагнитное поле переходного излучения имеет широкополосный спектр с отсечкой на характерной частоте ν_c от нескольких до десяти ТГц (см. спектр излучения на рисунке 9.6). Максимальная частота излучения в основном определяется длиной электронного пучка, поскольку D_b обычно меньше L_b . Оценка максимальной частоты [225, 239], $\nu_c \approx \omega_c/(2\pi) = c/(2\pi L_b)$ соответствует результатам моделирования, $\nu_c \approx 5$ ТГц ($L_b = 15$ мкм) и $\nu_c \approx 3$ ТГц ($L_b = 10$ мкм).

Полное электромагнитное поле, измеренное в моделировании на расстоянии, превышающем длину электронного пучка, содержит как поле излучения, так и собственное (кулоновское) поле электронного сгустка [225]. Был разработан алгоритм для нахождения вклада только поля излучения из полного зарегистрированного электромагнитного излучения путем удаления собственного поля электронного сгустка. Последнее определяется суммированием собственных полей макрочастиц, взятых из численного расчета. Поле каждой макрочастицы находится через потенциал Лиенара-

Вихертах [248]. После этого возможно восстановить только излучаемую часть электромагнитного поля, т.е. оценить поле и энергию когерентного ТГц переходного излучения.

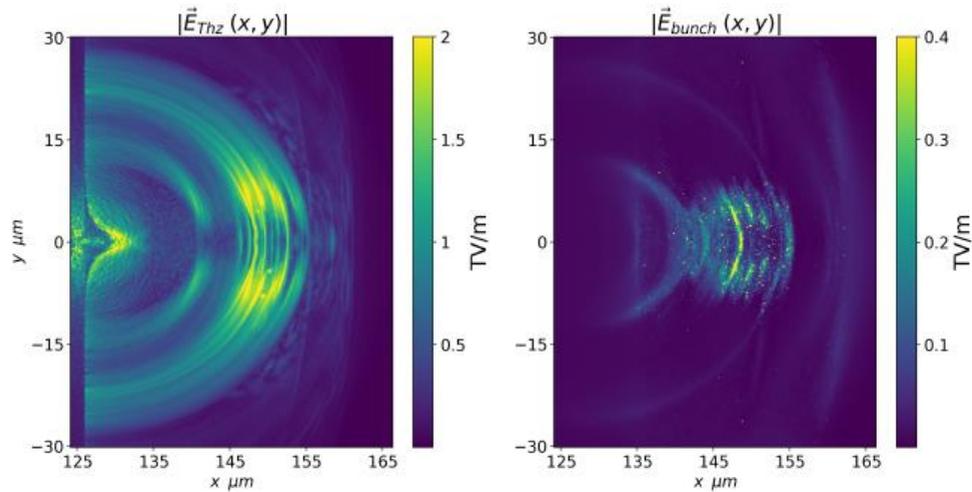


Рисунок 9.7 — Излучаемое (левая панель) и собственное (правая панель) электрические поля электронного сгустка для случая лазерного импульса длительностью 10 фс с дополнительной металлической фольгой

Для лазерного импульса длительностью 10 фс получаем $W_{THz}^{tr} \approx 0.16$ Дж, что примерно соответствует ожидаемой аналитической оценке (9.4). Сравнение излучаемого и собственного полей демонстрирует рисунок 9.7. Хорошо видно, что кулоновское поле электронного сгустка максимально вблизи краев сгустка и резко исчезает вдали от них. Полная энергия кулоновского поля сгустка примерно на порядок меньше излучаемой энергии, $W_C \approx 0.02$ Дж, что примерно согласуется с простыми оценками для энергии поля равномерно заряженного сферического электронного облака с диаметром D_b , $W_C \approx Q_b^2/D_b \approx 0.03$ Дж. Отметим, что сгусток расширяется в процессе распространения из-за поперечного разброса скоростей электронов и кулоновского взрыва, что приводит к постоянному уменьшению собственного поля.

Временная эволюция излучаемой мощности была зарегистрирована на сферической поверхности радиусом 16 мкм от точки на оси выхода электронного пучка в вакуум. Полученный импульс мощности показан на рисунке 9.8. Для случая без фольги (пунктирная кривая) зарегистрированная мощность содержит заметный вклад прошедшего лазерного света, в то время как металлическая фольга отражает лазерное излучение, а зарегистрированная мощность содержит только когерентное переходное излучение. В последнем случае можно вычислить полную энергию излучения, $W_{THz}^{tr} \approx 0.12$ Дж.

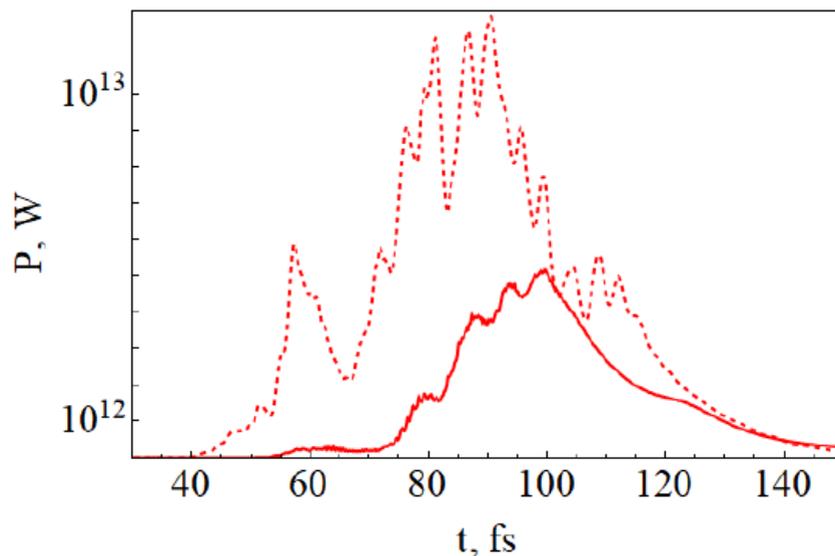


Рисунок 9.8 — Эволюция излучаемой мощности на поверхности радиусом 16 мкм от мишени для лазерного импульса длительностью 10 фс в случае с фольгой на тыльной стороне мишени (сплошная кривая) и без фольги (штриховая линия)

Чтобы подчеркнуть преимущество режима РСЗ ускорения электронов, мы также смоделировали взаимодействие того же лазерного импульса (2.2 Дж, 30 фс) с алюминиевой мишенью, имеющей преплазму на облучаемой стороне. Как и ожидалось [240], достаточно протяженная преплазма, которую можно получить с помощью наносекундного предимпульса спонтанной эмиссии с интенсивностью порядка 10^{13} Вт/см² [244] значительно увеличивает эффективность ускорения электронов по сравнению со случаем облучения мишени практически без преплазмы (рассматривалась мишень с достаточно резким градиентом плотности). Наличие длинной преплазмы проявляется в хорошем ускорении электронного сгустка, заряд которого в итоге достигает ~ 2.3 нКл для частицах с энергией свыше 30 МэВ, имеющих спадающий экспоненциальный спектр с температурой несколько выше пондеромоторной [249]. Используя параметры ускоренного электронного сгустка, $L_b \approx 20$ мкм, $D_b \approx 10$ мкм, и $E_b \approx 50$ МэВ, можно оценить энергию ТГц импульса (2.4) $W_{THZ}^{tr} \approx 12$ мДж, что значительно меньше, чем в рассмотренном выше случае электронов, ускоряемых в прозрачной плазме лазерным импульсом, распространяющимся в режиме РСЗ.

9.4 Обсуждение результатов

Высокоэффективный источник высокоэнергетических электронов, ускоряемых в режиме РСЗ распространения лазерного импульса [231, 232], был использован для изучения генерации ТГц-импульсов посредством когерентного переходного излучения. Подобно бетатронному излучению при ускорении электронов в режиме РСЗ [230], было

доказано преимущество рассматриваемой схемы генерации ТГц импульсов над ранее рассматриваемыми ТГц-источниками, которое следует как из простой аналитической оценки (9.4), основанной только на параметрах пучка ускоренных электронов, так и результатов дополнительно проведенных количественных трехмерных расчетов. Отметим, что использованный в расчетах многотераваттный лазер в настоящее время не является чем-то необычным и может работать с частотой повторения импульсов около 10 Гц. Результаты показывают, что оптимизированные параметры лазерного импульса и плазмы могут обеспечить эффективность преобразования энергии лазерного импульса в сверхинтенсивные полупериодные ТГц-импульсы на уровне 7%, что мотивирует проведение целенаправленных экспериментов по ускорению электронов в оптимальном режиме РСЗ и измерения ТГц-излучения. Для лазерных установок петаваттной мощности рассматриваемое лазерно-плазменное взаимодействие способно привести к генерации сверхвысокоэнергетических ТГц-импульсов субджоулевого уровня.

Проведенное моделирование демонстрирует, что заряд электронного сгустка, создающий ТГц-излучение, составляет около 7.5 нКл, а эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения достигает 5-7%. Использование более короткого лазерного импульса (5-8 фс) может несколько увеличить заряд электронного сгустка в соответствии со скейлингом, $Q_b \sim 1/\tau_L$ продемонстрированным в работе [250]. Соответственно, на основе оценок (9.4) можно предложить, что верхний предел эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию терагерцового излучения находится на уровне 10% в качестве грубой оценки. Однако на практике достижение длительности ниже 10 фс для импульсов с энергией уровня нескольких Дж не является тривиальной задачей, и, кроме того, по мере сокращения длительности импульса увеличивается максимальная частота излучения, $\nu_c \sim 1/\tau_L$, приближаясь к инфракрасному диапазону. Отметим, что в прикладных целях использование изогнутой плазменной поверхности позволяет несколько увеличить поток за счет формирования волнового фронта испускаемого ТГц излучения [251-253].

Изложенные в данном разделе научные результаты полностью соответствуют п.4.1.9 Плана-графика.

10 Исследование широкодиапазонных спектров рентгеновского излучения плазмы, создаваемой мощным лазерным пучком (ФИАН, Договор №К98-15 от 26.09.2024)

С развитием лазерных систем нового поколения, способных генерировать импульсы с экстремально высокой пиковой мощностью в широком диапазоне длительностей (от десятка фемтосекунд до наносекунд) [254], для изучения стали доступны исследования, связанные с веществом в экстремальном состоянии [255], лабораторной астрофизикой [256], ядерной фотоникой [257], быстрой кинетикой лазерной плазмы [258], распространением ударных волн [259], механизмами ускорения быстрых электронов [260] и множество других. Сама по себе характеристика рентгеновского излучения лазерной плазмы с точки зрения его яркости, спектральных характеристик и зависимости от параметров воздействия [261] также приобретает высокую значимость в силу перспектив применения в прикладных задачах, где плазма выступает уже не объектом исследования, а источником частиц (электронов, ионов, широкодиапазонного рентгеновского излучения) для сверхбыстрой подсветки [262], спектроскопии (в том числе EXAFS и XANES) [257, 263] и т.п.

Среди чрезвычайно широкого спектра возможных диагностических методов [264-267], применяемых в лазерно-плазменных экспериментах, рентгеновская диагностика по-прежнему остаётся одним из наиболее мощных инструментов исследования, дающих возможность получить оценки таких ключевых плазменных параметров как температура и плотность плазмы, ионизационное состояние, средняя энергия горячих электронов, эффективность генерации линейчатых компонент рентгеновского излучения. Безусловно, способствует этому и правильный подбор оборудования. Так, непосредственно детектирующие рентгеновские приборы зачастую обладают ограниченным энергетическим разрешением (сотни эВ для полупроводниковых детекторов, порядка 10% для сцинтилляционных), узким диапазоном чувствительности, иногда требуют выведения в режим счета квантов (что замедляет процесс набора данных). Поэтому дополнительно могут быть установлены фильтры или диспергирующие приборы (цилиндрические или сферические кристаллы, дифракционные решетки). Стоит выделить приборы нового поколения [268, 269], совмещающие высокую поглощающую способность для квантов высокой энергии, неплохое энергетическое разрешение и возможность позиционной-чувствительности, что актуально для задач спектральных измерений и визуализации с выкосим пространственным разрешением в лазерных экспериментах [270]. Тем не менее, с учётом экспоненциально спадающей с ростом энергии огибающей спектра рентгеновского излучения, рабочий спектральный диапазон прибора того или иного типа оказывается достаточно узким. Поэтому экспериментальные исследования эмиссии рентгеновского излучения часто ока-

зываются сосредоточенными на определенном диапазоне спектра, соответствующем конкретной решаемой задаче по лазерно-плазменному взаимодействию.

Вместе с тем, получение спектра рентгеновского излучения в максимально широком диапазоне дает дополнительную важную информацию об электронном ансамбле в целом и о роли различных механизмов нагрева и ускорения при варьировании параметров воздействующего лазерного излучения.

10.1 Постановка эксперимента

Исследовалось рентгеновское излучение от электронов плазмы, формируемой на поверхности гладкой молибденовой мишени фемтосекундным лазерным излучением. Импульс с длительностью около 55 фс и энергией от 0.3 до 50 мДж фокусировался внеосевой параболой ($F/D=6$) под углом около 45 градусов к нормали. Пиковая интенсивность достигала 2.8×10^{18} В/см² и могла быть уменьшена пропорционально энергии импульса без изменений условий фокусировки. Контраст импульса по пьедесталу усиленного спонтанного излучения (УСИ) составлял около 5×10^{-8} за 10-100 пс до пика импульса (при полной длительности около 1 нс до пика импульса), но также мог быть улучшен до 10^{-9} за счёт внедрения очистки контраста на основе методики XPW [271]. Два значения контраста лазерного импульса (низкий, 5×10^{-8} , и высокий, 10^{-9}) далее для краткости будем обозначать *L* и *H* соответственно (от англ. low и high).

Для диагностики рентгеновской эмиссии использовался ряд детекторов, покрывающих диапазон от ~100 эВ до 1 МэВ:

а) Пропускающая дифракционная решетка, которая представляет собой периодическую структуру свободно висящих тонких золотых проволочек, заполняющих узкую щель (70 мкм), с отношением зазора между ними к периоду решетки 0.25 [272]. Разрешение прибора определялось шириной основной щели и составляло 4Å во всем диапазоне измерений. Регистрация развёрнутого по пространству спектра проводилась на рентгеновскую ПЗС камеру GreatEyes VI DD. Во избежание засветки от оптического излучения плазмы перед камерой размещался фильтр титана толщиной 0.1 мкм, определяющий нижнюю границу детектирования на уровне 80 эВ. Реальная верхняя граница детектирования составляла около 1.5 кэВ и была обусловлена, во-первых, пропусканием микроструктуры решетки из золота толщиной 0.5 мкм, которая становится прозрачной для более энергетичных квантов, и, во-вторых, близостью нулевого порядка дифракции, перекрывающего более высокоэнергетичную часть спектра. Методика обработки спектров, включающая выделение истинного сигнала в первом порядке дифракции с устранением влияния высших порядков, описана в работе [272].

б) Прямая регистрация одиночных квантов на рентгеновской ПЗС камере GreatEyes VI DD с обратной засветкой с разрешением около 250 эВ в диапазоне 2-30 кэВ. Для вывода детектора в режим счета фотонов перед камерой располагался фильтр 400 мкм бериллия, отсекающий поток квантов с энергией ниже 2.5 кэВ. Верхняя граница по энергии детектирования определялась чувствительностью активного слоя матрицы;

в) Прямая регистрация одиночных квантов на пиксельном позиционно-чувствительном детекторе MediPix на чипе толщиной 1 мм CdTe, обеспечивающим уверенную регистрацию квантов высокой энергией [270]. Нами здесь также использовался металлический фильтр для отсекания квантов с энергией менее нескольких десятков кэВ (5 мм алюминия).

Для измерений в диапазонах 2-30 и свыше 30 кэВ истинная форма спектра восстанавливалась с применением Монте-Карло моделирования для учета наложения квантов при измерениях (эффект pile-up [273]) и влияния некогерентного рассеяния квантов высокой энергии в активном слое детектора [274].

Оба прибора были абсолютно калиброваны на рентгеновских источниках: Fe55 (пара линий К перехода 5.9 и 6.4 кэВ) и также линейчатых компонентах плазмы меди (8 и 8.9 кэВ), молибдена (17.4 и 19.6 кэВ) для ПЗС камеры GreatEyes, источники Am241 (59 кэВ) и Cs137 (661 кэВ) для MediPix. Количество фотонов определяется по числу засвеченных кластеров пикселей на матрице детектора в случае одноквантовых измерений. При разложении спектра после дифракционной решетки число фотонов определяется по амплитуде сигнала на определенном значении энергии и пересчете в число квантов на основе известных калибровок. Линейность отклика детектора GreatEyes в измеряемом диапазоне энергий составляет не менее 99% согласно данным производителя. Полный поток квантов на стерадиан пересчитывается на основе известной геометрии эксперимента.

Квантовые эффективности η всех детекторов с учётом установленных фильтров показаны на рисунке 10.1. Накопление спектров для каждого значения интенсивности/контраста проводилось в серии из 100-1000 выстрелов с дисперсией энергии лазерного импульса около 5%. Каждый импульс приходил в свежую точку на поверхности мишени, для чего последняя закреплялась на трансляторах и постоянно смещалась в плоскости перетяжки с помощью шаговых двигателей. Детекторы располагались в передней плоскости мишени в направлении, близком к нормали. В направлении каждого детектора устанавливался также магнит, отклоняющий своим полем электроны с энергией до нескольких МэВ для предотвращения появления нежелательного сигнала.

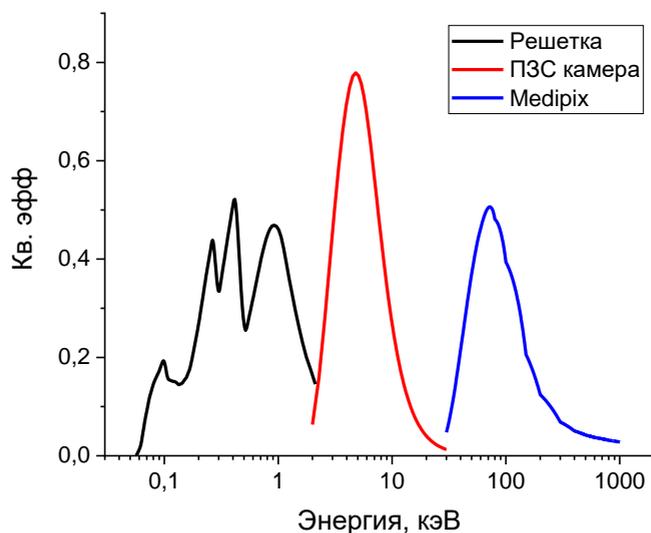


Рисунок 10.1 — Квантовые эффективности используемых детекторов с учётом установленных фильтров

10.2 Результаты измерений широкодиапазонного спектра

На рисунке 10.2 представлены полученные абсолютные широкодиапазонные спектры dN/dE для некоторых значений параметров взаимодействия в предположении изотропного распределения квантов по пространству [275], нормированные на один лазерный выстрел в единичном телесном угле. Серыми прямоугольниками показаны области относительно невысокой достоверности восстановленного спектра. Однако при этом видно хорошее перетекание данных от одного детектора к другому, что позволяет без серьезных потерь достроить график до непрерывного. Форма рентгеновского спектра, вообще говоря, имеет сложный вид в силу наличия тормозной составляющей, а также линейчатых компонент (рекомбинационные процессы и переходы из возбужденных состояний) [276]. Так в нашем случае можно четко выделить К-альфа (17,4 кэВ), К-бета (19,7 кэВ), а также сливающиеся L линии молибдена (2,3-2,6 кэВ). В области малых энергий (менее 1 кэВ) также присутствуют несколько стабильно появляющихся пиков, видных на спектрах $N(E)$ на рисунке 3.2(г). Среди них пики около 280 и 520 эВ, которые мы связываем с характеристическими линиями углерода и кислорода из поверхностных слоёв окисла и загрязнений толщиной до десятка нанометров [277], что сравнимо с толщиной скин-слоя для лазерного излучения. Ряд других пиков удаётся разрешить немного детальнее. Так, пики вблизи 140 эВ, 220, 300-500 эВ могут быть проассоциированы с переходами в высокоионизованных атомах молибдена (Zn-подобные, Cu-подобные и другие). Относительно невысокое разрешение спектрометра не позволяет детально разрешить структуру этих спектральных

компонент. Изучение амплитуд пиков может быть предметом отдельной статьи, поэтому здесь ограничимся констатацией их присутствия.

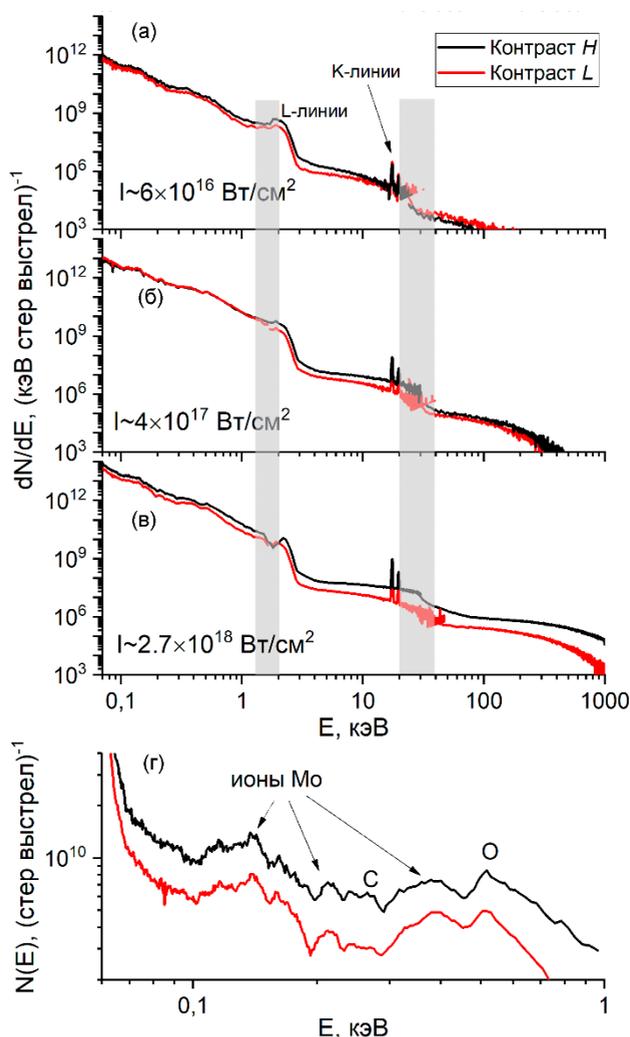


Рисунок 10.2 — Абсолютные широкодиапазонные спектры рентгеновского излучения плазмы для некоторых параметров лазерно-плазменного взаимодействия

10.3 Особенности ускорения электронов и генерации рентгеновского излучения

10.3.1 Ускорение горячих электронов и нагрев плазмы

Экспоненциально спадающий с ростом энергии наклон рентгеновского спектра может быть охарактеризован температурой, напрямую связанной с электронными компонентами в плазме при их проникновении в плотные области плазмы и толщю мишени. Аппроксимация высокоэнергетической части распределения функцией вида $f(E) \sim \exp(-E/T)$ позволяет оценить температуру горячих электронов в плазме [267, 278, 279]. В сильно неравновесной фемтосекундной лазерной плазме понятие температуры условно, но спектру электронов также ставится в соответствие экспоненциально спадающая по аналогии с Максвелловским распределением [275, 280]. Скорее следует говорить о средней энергии, которая в случае трёхмерного распределения определяется как $3/2T$ [281], но в литературе

принято говорить именно о температуре электронов в плазме. В лазерной плазме при твердотельном воздействии электроны набирают энергию не только вследствие обратнотормозного поглощения до десятков и сотен эВ [282], но и под действием бесстолкновительных механизмов, приводящих к появлению горячих электронов, температура которых растёт с увеличением интенсивности по степенному закону $I^{1/3 \dots 1/2}$ и достигает сотни кэВ при интенсивности около 10^{18} Вт/см² [260]. Доля быстрых частиц в общей их числе также пропорциональна интенсивности лазерного импульса [283].

На рисунке 10.3 представлена зависимость от интенсивности и контраста оценки температуры горячей электронной компоненты плазмы T_{hot} , полученной из аппроксимации рентгеновского спектра функцией $f(E) \sim \exp(-E/T_{hot})$. Интересно обратить внимание на динамику роста температуры для разных значений контраста. Эффективность генерации горячих электронов в области умеренной интенсивности (до $\sim 4 \times 10^{17}$ Вт/см²) выше для L импульса, тогда как переход к релятивистскому воздействию (ближе к 10^{18} Вт/см² и выше) передаёт лидерство к H импульсу. Как для H , так и для L импульса возрастание интенсивности основного импульса неизбежно сопровождается повышением амплитуды предимпульсов, а, следовательно, и удлинением преплазменного слоя на поверхности мишени. Разлёт короны к моменту прихода импульса определяется потоком мощности пьедестала УСИ, который растёт по мере увеличения интенсивности основного импульса. Расчёты и оценки [274] указывают на формирование неоднородного градиента концентрации, в котором присутствует более плотная короткая область подкритической плазмы длиной менее 1 мкм и протяженная (до десятков микрометров) разреженная (менее 0.1 критических концентраций) плазма, которая не вносит решающего вклада в ускорение электронов при наших условиях взаимодействия. Воздействие L импульса сопровождается ускорением электронов, вероятно, за счёт механизма резонансного поглощения. Можно отметить достаточно хорошее совпадение степенного закона роста температуры горячей электронной компоненты с известным из литературы: $T_{hot} \sim (I\lambda^2)^{1/3}$ [260] (зеленая штриховая линия на рисунке 3.3). При этом переход к суб-релятивистской интенсивности в случае L импульса сопровождается ростом длины преплазмы. Оптимум резонанса не достигается, эффективность ускорения снижается [284]. В то же время интенсивности еще недостаточно для проявления релятивистских процессов. Немонотонность кривой также может быть связана с коэффициентом поглощения, который также имеет сложную зависимость от длины преплазмы, как это отмечалось в работе [285]. Совокупность этих факторов объясняет сложный вид зависимости для L импульса и перелом с провалом, наблюдаемый на рисунке 10.3 в области 10^{17} - 10^{18} Вт/см². В диапазоне выше 10^{18} Вт/см² рост температуры указывает скорее на пондеромоторное ускорение и $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ нагрев ($T_{hot} \approx 511[\sqrt{1 + 0.73I\lambda^2} - 1]$ кэВ,

синяя штриховая линия на рисунке 3.3). Высокая интенсивность может способствовать подавлению импульсом плазмы к поверхности и укрупнению градиента плотности, но наличие длинного разреженного слоя, тем не менее, приводит к диссипации энергии, например, на возбуждение плазменных волн [274]. Наибольшее значение температуры составляет около 180 кэВ.

Для подкрепления наших предположений потребуется численное моделирование. Также интересным представляется пересчет числа фотонов в абсолютное число электронов [278]. Ранее в схожих условиях взаимодействия было показано [267], что количество тормозных квантов составляет порядка 0.01 от числа горячих электронов в области жёстких квантов. Эти аспекты станут предметом отдельной публикации.

Возвращаясь к H импульсу, можно утверждать, что преплазменный слой значительно короче. Более того, ионизация и формирование преплазмы идёт на более коротком временном отрезке перед основным пиком импульса. Это, с одной стороны, характеризуется относительно слабым поглощением и менее эффективной генерацией горячих электронов при интенсивности менее нескольких единиц на 10^{17} Вт/см² по сравнению с L импульсом. С другой стороны, длина разреженной плазмы H импульса при релятивистской интенсивности невелика, что определяет невысокую диссипацию энергии. Оценка на температуру горячих электронов находится в хорошем согласии с пондеромоторным ускорением и достигает значения в ~ 320 кэВ при интенсивности около 3×10^{18} Вт/см².

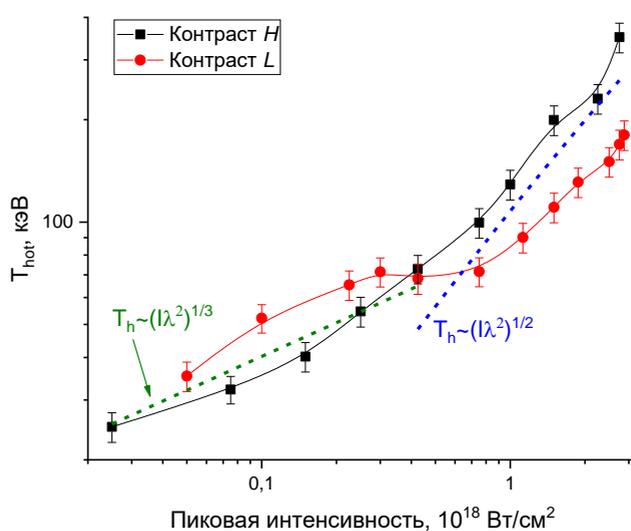


Рисунок 10.3 — Зависимость температуры горячих электронов в плазме от интенсивности и контраста лазерного импульса

Интересный аспект, связанный с горячими электронами в плазме, относится к процессам теплопереноса и перераспределения заряда вблизи области взаимодействия. Нескомпенсированный заряд, образующийся вследствие вылета горячих электронов как в сторону от мишени, так и вглубь неё, создаёт поля напряженностью в МВ/см. При обратном токе электронов выделяется тепло за счёт омического сопротивления, нагревающее плотное вещество мишени. Сами горячие электроны при столкновениях в плотной части плазмы также передают часть своей энергии в объём. Температура, в первом приближении, зависит от энергии проникающих частиц и их количества и может составлять единицы кэВ и более в околоповерхностном плотном слое (10-20 мкм) при релятивистской интенсивности лазерно-плазменного воздействия [286, 287].

В области энергии квантов 5-15 кэВ существует область, не «зашумленная» характеристическими линиями, которая как раз может отражать состояние плотной области вещества. С одной стороны, энергия в этой области существенно превосходит оценки для фоновой температуры самой плазмы на поверхности (сотни эВ [288]), с другой стороны, температура горячих электронов, оцененная по высокоэнергетичной части распределения, значительно выше (особенно для интенсивности выше 10^{17} Вт/см²). Можно ожидать, что тормозная часть спектра непосредственно от горячих электронов даёт в этой области квази-постоянную подставку к результирующему измеряемому спектру. Нами наблюдалась отличающаяся динамика роста наклона рентгеновского спектра для *H* и *L* импульсов. На рисунке 10.4 приведены оценки температуры плотного вещества в приграничной области T_{bulk} при аппроксимации области 5-15 кэВ функцией $f(E) \sim \exp(-E/T_{bulk})$. Непременно, выяснение точных значений требует решения кинетических уравнений и моделирования. Важно добавить также, что температура плотного вещества сильно неоднородна и быстро убывает при уходе вглубь мишени, поэтому полученная нами оценка отражает скорее лишь самые близкие к границе мишени слои.

Тем не менее, для *H* импульса получена возрастающая зависимость от интенсивности (от 5 до 20 кэВ по мере роста интенсивности от умеренной до релятивистской). Тогда как для *L* импульса показания ниже и, более того, в измеренном диапазоне интенсивности слабо зависят от последней. По нашему мнению, это напрямую связано с ролью преплазменного слоя. При росте протяженности плазмы область генерации горячих электронов (область формирования не скомпенсированного заряда) отдаляется от границы плотной мишени. Экранировка в плазме приводит к ослаблению обратного тока, которое компенсируется ростом энергии и количества горячих электронов.

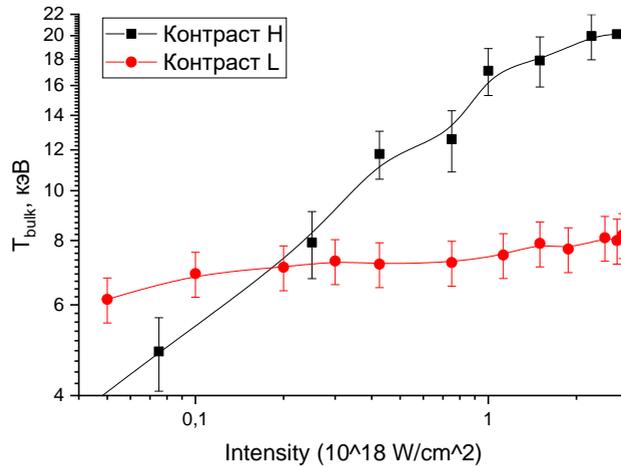


Рисунок 10.4 — Зависимость температуры плотной приповерхностной области от интенсивности и контраста лазерного импульса

Переходя в низкоэнергетический диапазон измерений (примерно 0.1-1 кэВ), можно оценить температуру фоновой электронной компоненты T_{plasma} самой плазмы в области взаимодействия. Кванты с такой энергией испускаются непосредственно плазменной короной, поскольку длина их пробега в плотном веществе чрезвычайно мала. На рисунке 3.5 дана зависимость оценки температуры экспоненциально спадающей части мягкого рентгеновского спектра в области 0.5-1 кэВ, в которой отсутствуют яркие характеристические компоненты. Значение температуры T_{plasma} в данной области может быть связано с прямым нагревом лазерным излучением, описанном, например, в работах [282, 288]. Можно отметить более высокие показания для H импульса (до 400 эВ при интенсивности выше 10^{18} Вт/см^2). Это связано с более короткой преплазмой импульса с высоким контрастом – энергия лазерного излучения достигает слоя, близкого к критическому. Также виден спад значений температуры при достижении максимальных интенсивностей для обоих типов импульсов. При этом спад у L импульса наступает при меньшей интенсивности. Это может быть связано с множеством факторов: возрастание по мере роста интенсивности перекачки энергии лазерного импульса в горячие электроны [283], влияние предимпульсов на формирование преплазменного слоя, изменение коэффициента отражения плазмы [289] и т.д.

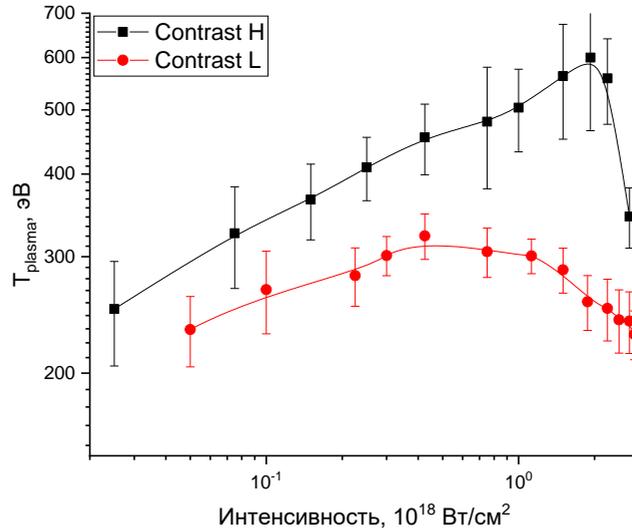


Рисунок 10.5 — Температуры фоновой компоненты плазмы от интенсивности и контраста лазерного импульса

10.3.2 Генерация рентгеновского излучения в разных энергетических диапазонах

Горячие электроны, ускоряемые в плазме, во многом отвечают не только за генерацию тормозного рентгеновского спектра, но и за возбуждение линейчатой компоненты, в частности K_{α} линии молибдена, которая присутствует в спектре и имеет ряд интересных приложений, связанных с задачей рентгенографии [259, 284]. Изучение зависимости потока K -альфа квантов молибдена от интенсивности и контраста показало достаточно тесную взаимосвязь с температурой горячих электронов и её зависимостью от контраста и интенсивности. Так на рисунке 10.6 (а,б), где приведены графики для потока K_{α} квантов $N(K_{\alpha})$ и эффективности генерации в единичном телесном угле за выстрел $\square(K_{\alpha})$ линейчатой компоненты (отношение общей энергии квантов к энергии лазерного импульса на мишени), можно снова отметить преимущества плохого контраста (а, следовательно, и более протяженной преплазмы) при низкой интенсивности воздействия на мишень: за счет действия пьедестала УСИ условия для эффективной передачи энергии к плазме от лазерного импульса оказываются оптимальнее, чем для высокого контраста. При высокой интенсивности лазерного излучения протяженный преплазменный слой от предымпульсов L импульса не позволяет достичь высокого поглощения. Схожие зависимости наблюдаются также и при исследовании потока и эффективности генерации квантов с энергией более 100 кэВ, $N(>100\text{кэВ})$ и $\square(>100\text{кэВ})$, показанные на рисунке 10.3 (с,d).

Для H импульса интересно обратить внимание на постепенный завал как потока, так и эффективности генерации квантов K_{α} на максимальных значениях интенсивности

(последние точки на красных кривых рисунка 10.6 (а,б), несмотря на по-прежнему растущую температуру электронов, см. рисунок 10.3. На наш взгляд, помимо увеличивающейся длины преплазмы, это также во многом связано с процессом генерации K_α квантов. По мере роста температуры горячих электронов глубина их проникновения в мишень увеличивается. Испускаемые с большой глубины кванты рентгеновского излучения просто поглощаются в слое плотного вещества. Такого завала не наблюдается для квантов с энергией более 100 кэВ (см. рисунок 10.7(а,б)), которые обладают большей проникающей способностью.

Простые оценки по методу Монте-Карло пролёта электронов в веществе [290] показывают, что частицы с энергией 300 кэВ при проникновении в слой молибдена испускают наибольшее количество К-альфа квантов на глубине около двух десятков микрометров, около половины которых способно покинуть мишень и достичь детектора, находящегося на передней стороне мишени. При энергии электронов 100 кэВ глубина пролёта сокращается до единиц микрон, до толщины вещества, почти не поглощающей поток K_α кванты. По этой же причине кривые потока квантов линейчатого излучения для L и H импульсов будут стремиться друг к другу. Результаты, в целом, хорошо согласуются с оценками и с ранее наблюдавшимися данными также для молибденовой мишени [283, 284].

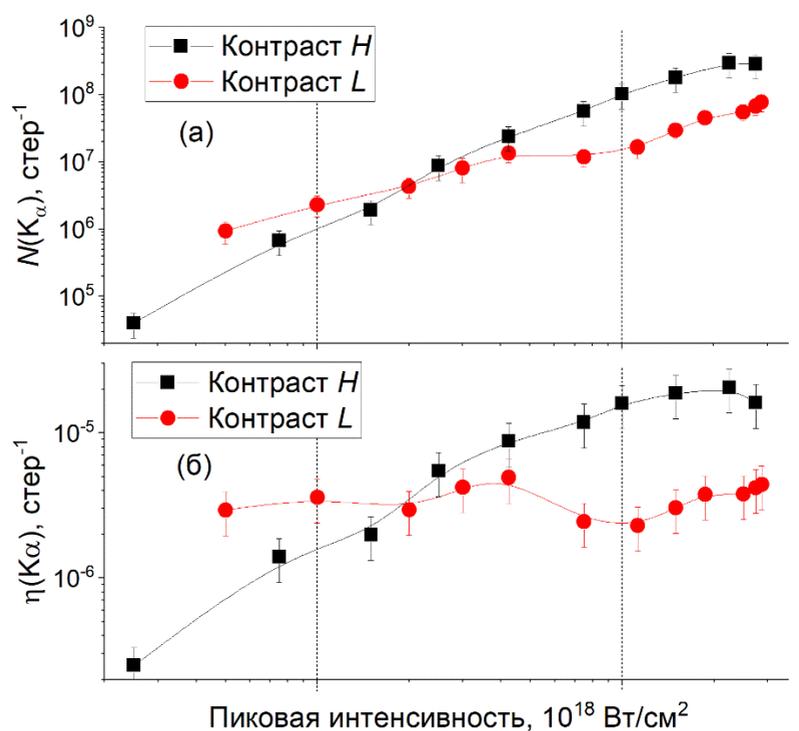


Рисунок 10.6 — Зависимость потока K_α (а) и эффективности их генерации (б) от интенсивности и контраста лазерного импульса

Максимальное значение потока K_α квантов было зарегистрировано для H импульса при интенсивности около 2.5×10^{18} Вт/см² и составило $(3 \pm 1) \times 10^8$ штук/(ср выстрел) при

эффективности конверсии из лазерного излучения около 2×10^{-5} / (ср выстрел) или 0.02% / (ср выстрел) от энергии импульса на мишени. Эта величина составляет примерно половину от общей конверсии излучения в диапазоне 2-30 кэВ.

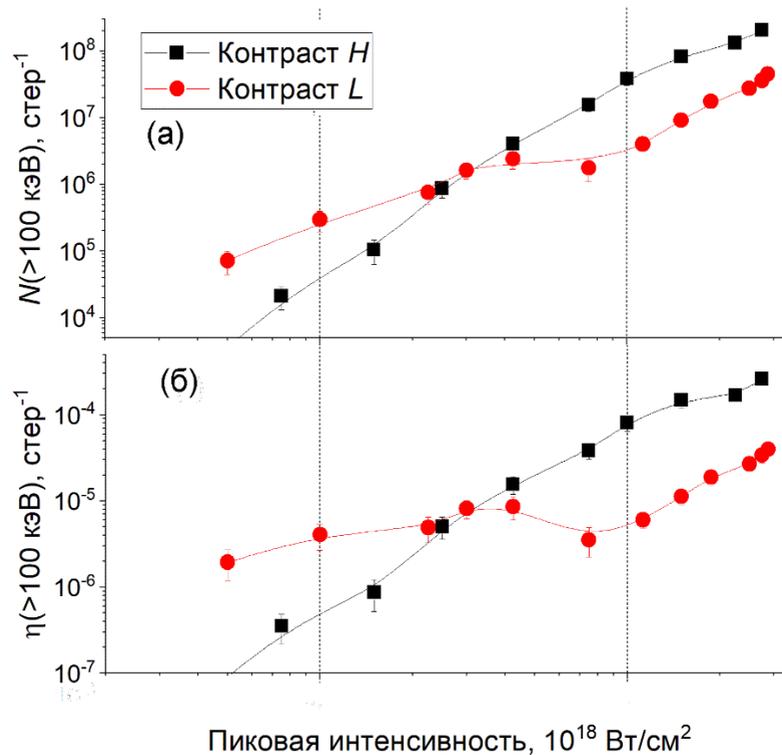


Рисунок 10.7 — Зависимость потока квантов с энергией больше 100 кэВ (а) и эффективности их генерации (б) от интенсивности и контраста лазерного импульса

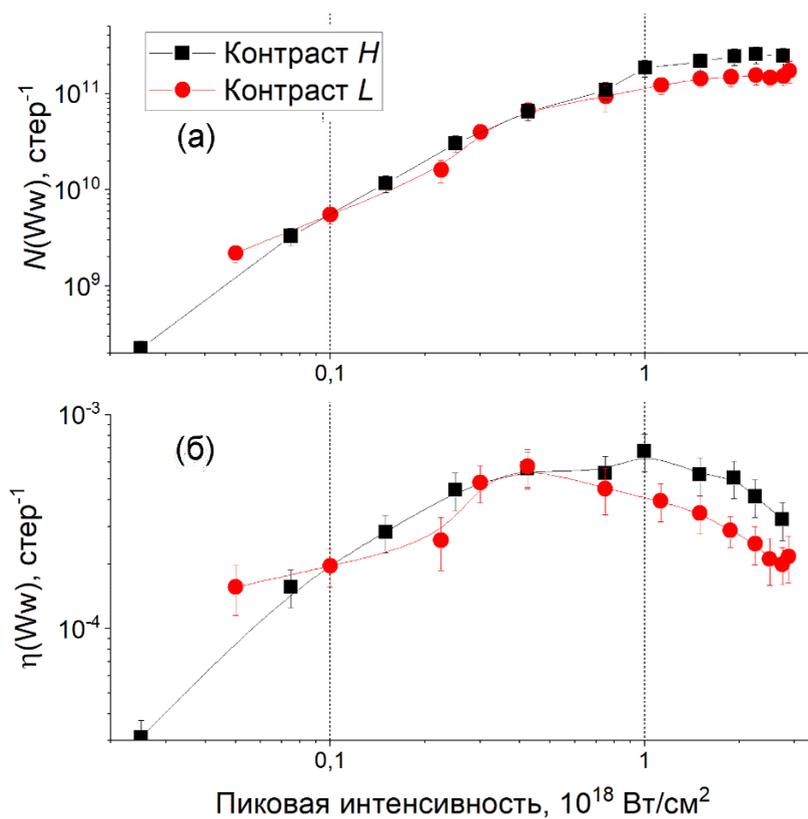


Рисунок 10.8 — Зависимость потока квантов в диапазоне 280-550 эВ (а) и эффективности их генерации (б) от интенсивности и контраста лазерного импульса

При размере источника порядка 10-20 мкм плазма может применяться для задач построения рентгеновских изображений высокого пространственного разрешения с экспозицией вплоть до одного импульса.

Имея абсолютные спектры рентгеновского излучения, становится интересно оценить также поток квантов и в диапазоне более низких энергий, например, на длине в окне прозрачности воды (Water window 280-530 эВ), которые представляют интерес для задач литографии дальнего УФ диапазона, рентгеновской микроскопии и радиографии. На рисунке 10.8 (а,б) приведены зависимость потока $N(Ww)$ и эффективности генерации $h(Ww)$ квантов 280-550 эВ от интенсивности и контраста. Динамика, в целом, повторяет уже описанные данные и не нуждается в повторной интерпретации. Максимальная эффективность достигается для H импульса и составляет $\sim 0.07\%$ /(ср выстрел) при потоке квантов до 2.5×10^{11} штук/(ср выстрел). Эффективность схожая, полученной для преобразования в линейчатую компоненту K_{α} . Число разумно согласуется с данными для фемтосекундных систем [291] и одновременно наглядно иллюстрирует разницу с плазмой от более длинных импульсов, где для мягкого рентгена достигаются рекордные показатели в единицы % [292, 293]). Несмотря на сравнительно низкую эффективность, источники от фемтосекундной плазмы обладают более короткой длительностью рентгеновского импульса и мо-

гут занять свою нишу для время-разрешённой спектроскопии, получения изображений и т.д.

Выводы по результатам раздела

Таким образом, в рамках работы получены спектры рентгеновского излучения электронов плазмы, формируемой на поверхности гладкой молибденовой мишени фемтосекундным лазерным излучением тераваттной мощности, в максимально широком диапазоне (от десятков эВ до сотен кэВ), что позволило восстановить как спектры тормозного излучения лазерно-ускоренных электронов, так и характеристические линии. Эти измерения дали важную дополнительную информацию об электронном ансамбле в целом и о роли различных механизмов нагрева и ускорения при варьировании параметров воздействующего лазерного излучения.

Подготовлены следующие отчетные документы: Протокол измерений, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.10 Плана-графика.

11 Численное моделирование облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами, фокусируемыми в форме дипольной волны, в зависимости от мощности лазерных импульсов. Анализ спектра генерируемого гамма-излучения в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу

Описание проведенных исследований и результатов

Развитие мультитераваттных лазерных систем может привести к созданию эффективного источника гамма-излучения, основанного на взаимодействии лазерного излучения с веществом и покрывающего широкий диапазон энергий от МэВ-ного до ГэВ-ного уровня энергий гамма-фотонов [294-298]. Этому способствуют два главных фактора. Во-первых, при интенсивностях лазерного излучения более 10^{23} - 10^{24} Вт см⁻² электроны и позитроны могут испытывать сильные радиационные потери [299-301], и изменение их движения в результате этих потерь может способствовать дополнительному усилению радиационных потерь. При этом излучаемые гамма-фотоны могут иметь энергию, сравнимую с энергией излучающих их электронов или позитронов. Во-вторых, при интенсивностях более 10^{24} - 10^{25} Вт см⁻² излучаемые электронами или позитронами гамма-фотоны могут достаточно быстро распадаться на электрон-позитронные пары, которые, в свою очередь, ускоряясь лазерным полем, вновь могут излучить гамма-фотоны. Цепочка таких процессов называется квантово-электродинамическим (КЭД) каскадом [302-304]. В результате его развития энергия лазерного поля может крайне эффективно трансформироваться в энергию гамма-фотонов и электрон-позитронных пар [297, 298, 305-307].

В свою очередь, генерируемые с высокой эффективностью потоки высокоэнергичных частиц и гамма-фотонов могут использоваться для различных целей, в том числе и для генерации новых частиц, особое место среди которых занимают нейтроны [308-310]. Особый интерес к таким источникам нейтронов, основанных на результатах взаимодействия лазерного излучения с веществом, продиктован перспективой достижения рекордных пиковых плотностей потока нейтронов, необходимых для лабораторного исследования нуклеосинтеза [311]. Но для этого в первую очередь необходимо определить наиболее подходящие режимы взаимодействия лазерного излучения с веществом и оптимизировать их. Такая оптимизация включает в себя подбор конфигурации лазерного поля, определение требуемой интенсивности лазерного излучения и подбор лазерной мишени.

В рамках данного проекта мы рассматривали конфигурацию лазерного поля в форме дипольной волны [312, 313]. Такая конфигурация подразумевает расположение в один или два пояса лазерных пучков, которые фокусируются в одну и ту же область пространства, в которой и располагается мишень. Данная конфигурация позволяет максимизировать интенсивность лазерного поля при заданной суммарной мощности. Как следствие, данная конфигурация позволяет снизить порог по мощности радиационно-доминантных режимов взаимодействия и инициации КЭД каскадов [298, 314], т.е. увеличить выход гамма-фотонов и заряженных элементарных частиц при заданной мощности. Более того, данная конфигурация позволяет сформировать относительно узкий поток гамма-фотонов, электронов и позитронов в направлении, перпендикулярном направлениям распространения лазерных импульсов [315]. По результатам выполнения проекта на предыдущих этапах было определено, что для улучшения направленности и повышения эффективности генерации гамма-фотонов и электрон-позитронных пар лучше использовать электродипольную конфигурацию лазерного поля, максимизирующую электрическое поле при заданной мощности.

Результаты предыдущих этапов выполнения проекта также показали, что лучше использовать мишень в форме нанопровода, помещенную в общий фокус лазерных пучков. Такая мишень позволяет избежать сложной динамики лазерной компрессии плазмы, образующейся из мишени, и достичь несколько большей эффективности генерации частиц и гамма-фотонов. Кроме того было показано, что такие мишени обладают параметром подобия при заданной мощности. Параметром подобия служит число электронов мишени в фокальной области лазерных импульсов $N_e^{foc} = \pi n_e r^2 \lambda$, где n_e - начальная концентрация электронов мишени, r - её радиус и $\lambda = 0.9$ мкм - длина волна лазерного поля.

В отчетном периоде мы проводили исследования, чтобы определить 1) оптимальный диапазон энергий частиц и гамма-фотонов, позволяющий максимизировать выход нейтронов, и 2) режимы взаимодействия лазерных импульсов, сфокусированных в форме электродипольной волны, с мишенью в форме нанопровода, чтобы максимизировать генерацию гамма-фотонов, электронов и позитронов в оптимальном диапазоне энергий. Ниже более подробно представим результаты, полученные по каждой из подзадач.

1) Чтобы определиться с диапазоном энергий гамма-фотонов и электронов (позитронов), которые обеспечат наибольший выход нейтронов при облучении мишени-конвертера, необходимо выбрать её материал, форму и размеры. В качестве материала мы выбрали золото Au197, имеющее одно из наибольших сечений фотоядерных реакций,

относящихся к гигантскому дипольному резонансу (ГДР). Поскольку заметная часть фотонов и частиц, покидающих фокальную область, распространяется в конусе с полууглом раскрытия 45 градусов (отсчитываемым от направления, сонаправленного и противоположно направленного электрическому полю в фокусе), в качестве формы мишени конвертера были выбраны два сферических сектора, перехватывающих потоки частиц и фотонов. Эти сектора по 3 см толщиной с угловыми размерами 90 градусов, располагались на расстоянии 20 см от фокуса лазерных импульсов. Отметим, что материал и толщины данной мишени не оптимизировались в отчетном периоде. В силу того, что потоки гамма-фотонов и электронов (позитронов) почти не пересекаются с направлениями распространения лазерных импульсов для выбранной конфигурации лазерного излучения, то и мишень-конвертер не препятствует фокусировке лазерных пучков, что удобно для планирования экспериментов.

Для определения того, какая энергия гамма-фотонов и частиц обеспечивают максимальный выход нейтронов для выбранной мишени, были проведены две серии расчетов с помощью библиотеки Geant4 [316]. Набор моделируемых физических процессов задавался с помощью предустановленного списка “Shielding”. В первой серии расчетов мишень-конвертер облучалась моноэнергетическими гамма-фотонами, распространяющимися перпендикулярно поверхности мишени, во второй серии расчетов фотоны были заменены на электроны. В каждом расчете мишень-конвертер облучалась 6×10^5 электронами или фотонами. Их энергия ε^{in} варьировалась от 8 МэВ до 510 МэВ. Нижний предел энергий определялся нижней границей ГДР для золота, а верхний предел примерно соответствовал (с точностью до коэффициента порядка 2, в зависимости от мощности лазерных пучков и параметров плазменной мишени) максимальной энергии фотонов и частиц, генерируемых в результате взаимодействия мультитераваттного лазерного излучения, фокусируемого в форме электродипольной волны с плазменной мишенью. Результаты проведенных расчетов представлены на рисунке 11.1 и рисунке 11.2.

В соответствии с зависимостью сечения фотоядерной реакции (γ, n) для золота от энергии гамма-фотона наблюдается локальный максимум генерации нейтронов при $\varepsilon^{in, \gamma} \approx 14$ МэВ, и в диапазоне энергий $10 < \varepsilon^{in, \gamma} < 20$ МэВ каждый гамма-фотон в среднем генерирует 0.015 нейтронов. Однако с ростом энергии зависимость эффективности генерации нейтронов отличается от соответствующей зависимости сечения фотоядерных реакций. Наблюдается заметное увеличение выхода нейтронов при энергиях гамма-фотонов более 25 МэВ (рисунок 11.1 (а)). Хотя при больших энергиях становятся возможными резонансы более высоких порядков, т.е. реакции $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 5n)$ и т.д.,

максимальные значения сечений этих реакции более чем на порядок меньше максимума сечения реакции (γ, n) , что не позволяет объяснить полученных результатов. Как показывает моделирование с помощью библиотеки Geant4, большой выход нейтронов при распространении в золоте гамма-фотонов с энергиями вне диапазона энергий ГДР объясняется несколькими процессами. В меньшей степени это объясняется комптоновским рассеянием, в результате которого энергия гамма-фотона снижается и может попасть в диапазон энергий ГДР. В большей степени это связано с генерацией вторичных гамма-фотонов, электронов и позитронов. Гамма-фотоны могут ионизовать золото, могут распасться на электрон-позитронную пару в поле ядер золота, а электроны и позитроны в свою очередь могут вновь излучить в поле ядер атомов гамма-фотоны, но уже с меньшей энергией. Таким образом, по мере прохождения через вещество энергия гамма-фотонов уменьшается (на выходе из мишени средняя энергия равняется примерно 3 МэВ независимо от начальной энергии гамма-фотонов, рисунок 11.1 (б)) и может также попадать в диапазон энергий ГДР. При этом число гамма-фотонов на выходе из мишени-конвертера может становиться существенно больше начального числа гамма-фотонов (рисунок 11.1 (а)), что и способствует росту выхода нейтронов. При $\varepsilon_{\gamma}^{in} \approx 500$ МэВ один гамма-фотон в среднем генерирует примерно 0.15 нейтронов, что примерно в 5.5 раз больше максимума 0.027 при энергии $\varepsilon_{\gamma}^{in} \approx 14$ МэВ, соответствующей максимуму ГДР. Таким образом, генерация вторичных гамма-фотонов за счет генерации вторичных электронов и позитронов объясняет рост выхода нейтронов при энергиях $\varepsilon_{\gamma}^{in} > 25$ МэВ вне диапазона энергий ГДР. Данный факт также подтверждается почти параллельными кривыми, описывающими зависимость количества гамма-фотонов, электронов и позитронов на выходе из мишени-конвертера от энергии гамма-фотонов, падающих на мишень-конвертер (рисунок 11.1 (а)). Средняя энергия нейтронов составляет примерно 1 МэВ в широком диапазоне $10 < \varepsilon_{\gamma}^{in} < 200$ МэВ и возрастает примерно до 2 МэВ при энергиях фотонов более 200 МэВ (рисунок 11.1 (б)).

В случае облучения мишени-конвертера электронами локального максимума выхода нейтронов при энергиях, попадающих в диапазон энергий ГДР, не наблюдается в связи с тем, что такие электроны генерируют гамма-фотоны в поле ядер золота с энергиями, меньше энергий излучающих их частиц. В связи с этим генерируемые вторичные фотоны преимущественно имеют энергию ниже диапазона энергий ГДР. Однако при увеличении энергии электронов, начиная с $\varepsilon_e^{in} \approx 25$ МэВ выход нейтронов за счет облучения мишени-конвертера гамма-фотонами и электронами практически становится одинаковым (сравните рисунок 11.1 (а) и рисунок 11.2(а)). Данный факт дополнительно подтверждает вывод, что при больших энергиях генерация нейтронов

происходит за счет генерации вторичных гамма-фотонов, электрон и позитронов. При этом, какой тип частицы изначально инициирует генерацию вторичных частиц, не так сильно важен. Средняя энергия генерируемых нейтронов примерно 1 МэВ (рисунок 11.2 (б)) на всем рассматриваемом диапазоне начальных энергий и не возрастает до 2 МэВ как в случае с облучением мишени-конвертера гамма-фотонами.

Таким образом, подводя итог первой части проведенных исследований, можно сделать вывод, что для максимизации выхода нейтронов при взаимодействии лазерного излучения с веществом следует максимизировать генерацию гамма-фотонов не только с энергиями 10-20 МэВ, соответствующих ГДР, но и с энергиями больших 40 МэВ. При этом электроны и позитроны с энергиями более 40 МэВ генерируют нейтроны примерно с такой же вероятностью, как и фотоны той же энергии. В этих диапазонах энергий одна частица в среднем приводит к генерации нейтронов с эффективностью, не менее 1/3 максимальной эффективности при энергии, соответствующей максимальному сечению ГДР. А при энергиях гамма-фотонов и заряженных частиц более 100 МэВ выход нейтронов может стать существенно выше, чем при энергиях, соответствующих ГДР.

2) Вторая часть исследований была посвящена взаимодействию лазерных пучков, фокусируемых в форме электродипольной волны с плазменной мишенью в форме нанопровода, помещенную в фокус лазерных пучков. Целью данных исследований являлось определение оптимальных режимов взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью, при которых генерируется наибольшее количество гамма-фотонов и ускоренных электронов и позитронов в диапазоне энергий, обеспечивающий наибольший выход нейтронов при инициации этими частицами фотоядерных реакций в мишени-конвертере. Были проведены несколько серий расчетов. Рассматривалась конфигурация 12 лазерных пучков, суммарная мощность которых варьировалась от 5 до 50 ПВт. Длительность лазерных импульсов составляла 30 фс по полувисоте интенсивности. В качестве мишени рассматривался нанопровод с радиусом $\lambda/8$. Предполагается, что в столь сильном поле мишень сразу ионизируется и начальная концентрация электронов n_{0e} рассматривалась в диапазоне от $1n_{cr}$ до $3 \times 10^4 n_{cr}$, где $n_{cr} = 1.4 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Результаты предыдущих этапов выполнения проекта показали, что параметром подобия для мишеней выступает начальное количество электронов мишени в фокальной области лазерных пучков N^{foc}_e . Ниже мы будем представлять результаты в зависимости от этого параметра и их легко можно применить к другим наноразмерным плазменным мишеням.

Для численного моделирования использовался PIC-код PICADOR. Это код основан на совместном решении уравнений Максвелла и уравнений движения макрочастиц (объединения нескольких физических частиц, считается, что все физические частицы в рамках этого объединения двигаются идентично) и разрабатывается нами совместно с сотрудниками ННГУ им. Н.И. Лобачевского [317]. Для задания лазерных пучков использовался специально разработанный метод, позволяющий задавать произвольные лазерные пучки [318]. Для учета КЭД процессов, таких как распад фотонов на электрон-позитронные пары и излучение частицами гамма-фотонов, использовался оптимизированный генератор КЭД событий, основанный на методе Монте-Карло [319]. Кроме того, чтобы избежать переполнения памяти в результате развития КЭД каскада использовался метод прореживания ансамбля макрочастиц, который позволял сохранять с высокой точностью функцию распределения частиц [320]. Расчетная область имела размеры $7.75\lambda \times 7.75\lambda \times 7.75\lambda$ и состояла из $620 \times 620 \times 620$ ячеек (размеры и разбиения по ячейкам указаны по осям x , y , z). Центр расчетной области совпадал с началом координат и с центром фокальной области, общим для всех 12 лазерных пучков. Ось симметрии поля совпадала с осью z , и электрическое поле в фокусе направлено преимущественно вдоль этой оси. Мишень располагалась вдоль оси z . Шаг по времени равнялся $T/244$, где $T \approx 3 \text{ фс}$ – период лазерного поля. Начальное количество макрочастиц каждого типа (электронов и ионов) составляло 2×10^6 . Предельное количество макрочастиц (электронов, позитронов или гамма-фотонов), при котором запускался процесс прореживания ансамбля макрочастиц составлял 3.2×10^6 .

Численное моделирование показало, что режимы взаимодействия мультипетаваттных лазерных пучков с плазменной наноразмерной мишенью сильно зависят от суммарной мощности лазерного излучения. Основной причиной этого является пробой вакуума [314, 321], порог по мощности данного процесса в случае 12 пучков составляет примерно 10 ПВт [298].

При мощностях ниже порога стационарной плазменно-полевой структуры не формируется. Падающее лазерное излучение постепенно разрушает мишень ввиду сильной неоднородности поля. От начальной плотности электронов (или начального количества электронов мишени в фокальной области) зависит, сможет ли за время действия лазерного импульса мишень разрушиться или нет. При $N^{foc}_{e^-} \ll 5 \times 10^{10}$ (для рассматриваемой мишени это количество соответствует начальной концентрации электронов $3000n_{cr}$) мишень разрушается передним фронтом лазерных импульсов и фокусе почти не остается частиц, излучающих фотоны (рисунок 11.3 (и)-(м)). Это режим быстрого разрушения плазменной мишени. С ростом начальной концентрации момент

разрушения плазменной мишени происходит в более сильном поле, поэтому растет как количество излучаемых электронами гамма-фотонов, так и количество ускоряемых электронов, в основном за счет повышения начальной концентрации (рисунок 11.4 (а), (б)). При этом возрастает как количество гамма-фотонов с энергиями 10-20 МэВ, так и количество фотонов и электронов с энергиями более 40 МэВ (выбранные диапазоны энергий, как было определено выше, наиболее предпочтительны с точки зрения генерации нейтронов).

В случае высоких начальных концентраций электронов ($N^{foc}_{e.} \gg 5 \times 10^{10}$) лазерное поле начинает более эффективно скинироваться. Оно слабо проникает в мишень и медленнее её разрушает (рисунок 11.3 (н)-(р)). Это режим медленного разрушения плазменной мишени. В силу того, что проникновение поля подавлено количество генерируемых фотонов и электронов начинает убывать, причем количество более энергичных (>40 МэВ) фотонов начинает убывать раньше, чем количество менее энергичных фотонов (10-20 МэВ) с ростом начальной концентрации электронов (рисунок 11.4 (а)). Максимальное количество генерируемых гамма-фотонов и ускоренных электронов в выбранных спектральных диапазонах достигается при $5 \times 10^{10} < N^{foc}_{e.} < 2 \times 10^{10}$, т.е. как раз на стыке двух режимов разрушения мишени (быстрого и медленно), когда лазерное поле достаточно хорошо проникает в плазму, ускоряет частицы, но при этом сама мишень не очень быстро разрушается. При оптимальных концентрациях эффективность генерации пучков ускоренных электронов и эффективность генерации гамма-фотонов примерно одинаковые и достигают примерно 10% (рисунок 11.4 (в), (г)). Т.е. с точки зрения генерации нейтронов электроны и фотоны при облучении ими мишени-конвертера дадут примерно равный вклад в выход нейтронов, если мощность лазерного излучения менее 10 ПВт. Позитроны при таких мощностях генерируются, но их количество заметно меньше количества электронов и фотонов. Как демонстрирует выполненное численное моделирование и как показывают полученные результаты на предыдущих этапах проекта, основная доля частиц распространяется под углом к оси симметрии поля не более 45 градусов.

При мощностях лазерного излучения заметно выше порога пробоя вакуума режимы взаимодействия меняются в первую очередь ввиду КЭД каскада. Сначала, как и при меньших мощностях, плазменная мишень разрушается лазерным полем, причем даже более быстро за счет более сильной релятивистской нелинейности. Однако потом, ввиду того, что лазерная мощность заметно больше пороговой мощности пробоя вакуума, с помощью остаточных электронов мишени, служащих затравкой для КЭД каскада, происходит пробой вакуума, при котором скорость рождения гамма-фотонов и электрон-

позитронных пар превышает скорость их ухода из фокуса. В результате пробоя экспоненциально быстро возрастает плотность электрон-позитронной плазмы в фокусе, и вся последующая плазменно-полевая динамика определяется именно электрон-позитронной плазмой, а не электрон-ионной плазмой, как при мощностях, меньших порогового значения. Как только концентрация плазмы достигает критических значений с учетом релятивистских эффектов (10^{24} - 10^{25} см⁻³ при рассматриваемых мощностях), происходит самокомпрессия электрон-позитронной плазмы за счет токовой неустойчивости, пинчевания [321]. В результате этого вся плазма сжимается в тонкий цилиндр толщиной порядка 10 нм (рисунок 11.3 (в), (г), (ж), (з)). Лазерное поле в такой структуре скинируется до такого уровня, чтобы уравнивать уход частиц их рождением (рисунок 11.3 (а), (б), (д), (е)). Формируется квазистационарная плазменно-полевая структура, которая поддерживается, пока лазерное поле не начнет ослабевать ввиду конечной длительности импульса. Именно когда сформирована квазистационарная плазменно-полевая структура происходит наиболее эффективная генерация гамма-фотонов и электрон-позитронных пар, поскольку в фокусе концентрация плазмы максимальная и при этом сильное поле проникает в плазму. Чем дольше эта структура поддерживается, тем больше гамма-фотонов и пар успеет образоваться. Затем вся структура распадается вместе с расходящимися лазерными импульсами. Этот режим взаимодействия лазерного излучения с мишенью можно назвать режимом самокомпрессии электрон-позитронной плазмы.

Заметим, что почти при всех рассматриваемых концентрациях плазменной мишени формируется почти идентичная квазистационарная структура. На рисунок 11.3 (а)-(г) и 11.3 (д)-(з) изображены структуры, формирующиеся из-за лазерного облучения мишеней с начальными концентрациями, отличающимися на 4 порядка: $N_e^{foc} \approx 5 \times 10^7$ и $N_e^{foc} \approx 5 \times 10^{11}$ соответственно. В рассмотренном диапазоне начальных концентраций при больших мощностях влияние электрон-ионной плазмы начальной мишени на квазистационарную структуру достаточно слабо, оно в основном проявляется в том, какой промежуток времени будет существовать квазистационарная структура. Лишь при очень больших N_e^{foc} ($> 10^{12}$) начальная динамика разрушения мишени приводит к нарушению симметрии взаимодействия. В результате этого создаваемая при пробое вакуума электрон-позитронная плазма смещается на расстояние порядка $\lambda/10$ от оси симметрии поля (оси z в наших расчетах) и её распределение начинает изгибаться. Отчасти, медленно развивающуюся изгибную неустойчивость можно также заметить и при меньших N_e^{foc} ($\sim 10^{11}$), сравните рисунок 11.3 (а), (в) с рисунком 11.3 (д), (ж).

Ввиду слабого влияния начальной мишени и быстрого развития КЭД каскада при мощностях $\gg 10$ ПВт зависимость количества генерируемых гамма-фотонов и электрон-позитронных пар слабо зависит от начальной концентрации мишени (рисунок 11.4. (д)-(з)). Как показывают результаты численного моделирования, количество гамма-фотонов и электрон-позитронных пар меняется менее чем в два раза, хотя значение концентрации меняется на 5 порядков. Тем не менее существует оптимум, который наблюдается при $N_{e.}^{foc} \sim 10^{11}$. При меньших концентрациях ($N_{e.}^{foc} < 10^{11}$) мишень быстрее разрушается и требуется больше времени, чтобы сформировать столь плотную квазистационарную плазменно-полевую структуру в результате пробоя вакуума. При больших концентрациях ($N_{e.}^{foc} > 10^{11}$) медленнее происходит разрушение мишени, проникновение поля в изначально плотную электрон-ионную плазму, и длительность существования квазистационарной структуры, которая сформируется после разрушения начальной мишени, также меньше оптимальной.

Отметим, что в режиме самокомпрессии электрон-позитронной плазмы (в отличие от режимов разрушения мишени при меньших мощностях) гамма-фотонов создается примерно на порядок больше, чем электрон-позитронных пар, поэтому именно фотоны будут служить источником нейтронов. При этом оптимальная эффективность генерации электронов и позитронов остается на уровне 5-10%, в то время как эффективность генерации гамма-излучения достигает 60% (рисунок 11.4 (ж), (з)).

Для оценки количества нейтронов, которые можно создать с помощью гамма-фотонов, электронов и позитронов, генерируемых при лазерном облучении плазменной мишени в различных режимах, были проведены серии расчетов с помощью библиотеки Geant4. Для этого в расчетах с помощью PICADOR сохранялась информация о гамма-фотонах, электронах и позитронах, покидающих фокальную область и затем эта информация передавалась на вход программе, которая с помощью библиотеки Geant4 моделировала прохождение этих частиц в мишени-конвертере из золота (Au197). Параметры мишени-конвертера определены были выше. Результаты по генерации нейтронов представлены на рисунках 11.5 и 11.6.

Из сравнения рисунка 11.5 с рисунком 11.4 видно, что зависимость генерации нейтронов от концентрации плазменной мишени хорошо коррелирует с соответствующей зависимостью генерации гамма-фотонов, электронов и позитронов в диапазонах энергий 10-20 МэВ и > 40 МэВ. При использовании частиц, создаваемых в режиме быстрого разрушения мишени при мощностях лазерного излучения < 10 ПВт, количество нейтронов растет с ростом начальной концентрации плазменной мишени (рисунок 11.4 (а), (б) и рисунок 11.5 (а)). В случае медленного разрушения плазменной мишени лазерными

импульсами, эффективность генерации нейтронов уменьшается. Оптимум генерации нейтронов наблюдается при $N^{foc}_e \approx 1.5 \times 10^{11}$ (рисунок 11.6 (б)), чуть меньше чем оптимальное значение для максимальной эффективности генерации гамма-фотонов и ускорения электронов, однако почти совпадает с оптимальным значением для генерации фотонов с энергией более 40 МэВ. В этих режимах с ростом мощности возрастает количество генерируемых нейтронов (до 1.5×10^{11}) (рисунок 11.5 (а), рисунок 11.6 (а)), максимальная эффективность генерации нейтронов по отношению к лазерной энергии (до 0.01%) (рисунок 11.5 (б)) и количество нейтронов, приходящихся на 1 Дж лазерной энергии (до 5×10^8 Дж⁻¹) (рисунок 11.5 (в)). Средняя энергия нейтронов возрастает с ростом мощности и достигает примерно 1.5 МэВ (рисунок 11.5 (г))

Наибольшая эффективность генерации нейтронов демонстрируется при облучении мишени-конвертера частицами, созданными в результате облучения плазменной мишени лазерными импульсами с мощностью $\gg 10$ ПВт в режиме самокомпрессии электрон-позитронной плазмы. В этом режиме хоть и наблюдается оптимум при $N^{foc}_e \approx 5 \times 10^{10}$ (рисунок 11.6 (б)), однако выход нейтронов слабо зависит от начальных параметров плазменной мишени (рисунок 11.5 (а)). Т.е. экспериментальные погрешности не будут существенно влиять на выход нейтронов. В этом режиме достигается эффективность генерации примерно 0.02%, которая слабо возрастает с мощностью (рисунок 11.5 (б)) и количество нейтронов на 1 Дж лазерной энергии составляет примерно 10^9 Дж⁻¹. В частности, при мощности примерно 50 ПВт это позволяет достичь крайне высоких значений выхода нейтронов 1.5×10^{12} (рисунок 11.5 (а), рисунок 11.6 (а)). Средняя энергия нейтронов варьируется на уровне 1.5 МэВ (рисунок 11.5(г)).

Кроме того, благодаря режиму самокомпрессии электрон-позитронной плазмы удается значительно приблизиться к значениям плотности потока нейтронов в 10^{22} см⁻² с⁻¹, требуемым для задач лабораторного нуклеосинтеза. Пиковая оптимальная плотность потока нейтронов непосредственно на поверхности мишени-конвертера монотонно возрастает с ростом мощности, достигает 10^{22} см⁻² с⁻¹ при 30 ПВт (рисунок 11.6 (а)) и при больших мощностях растет почти пропорционально лазерной мощности.

На рисунке 11.5 также изображены рекордные достижения по генерации нейтронов с помощью частиц, полученных в результате взаимодействия лазерного излучения с веществом. Полученные нами результаты соответствуют опубликованным на данный момент рекордным эффективностям генерации нейтронов с помощью фотоядерных реакций [308], однако в 2-3 раза уступают эффективности генерации нейтронов с помощью протонов [308] и ионов [309]. Однако по абсолютному выходу нейтронов наши результаты более чем на порядок превосходят ранее опубликованные результаты,

предполагающие использование лазерных импульсов меньшей энергии. Также отметим, что наши исследования пока не включали в полной мере оптимизацию элементного состава мишени-конвертера и её геометрических размеров для максимизации выхода нейтронов.

Рисунки

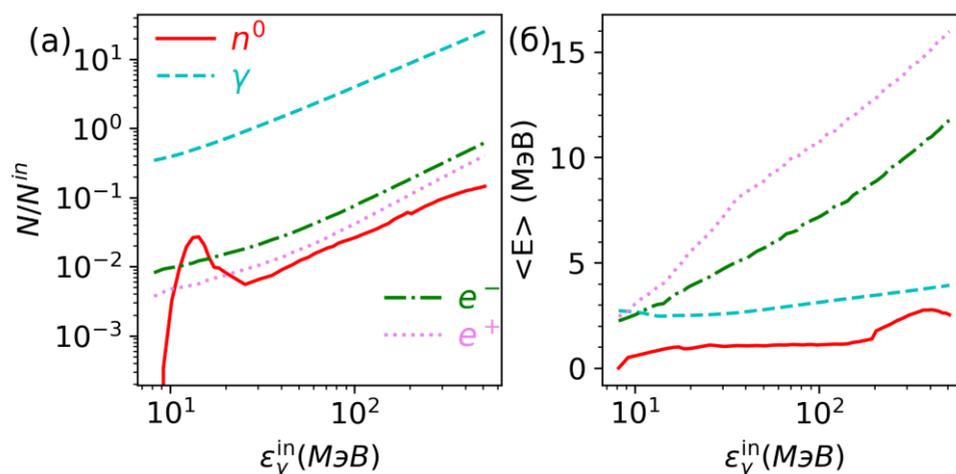


Рисунок 11.1 - (а) Количество N нейтронов (n^0), гамма-фотонов (γ), электронов (e^-) и позитронов (e^+), нормированное на начальное количество гамма-фотонов N^{in} и (б) средняя энергия этих частиц, образующихся в результате прохождения гамма-фотонов с энергией ϵ_{γ}^{in} через мишень из золота (Au197) толщиной 3см

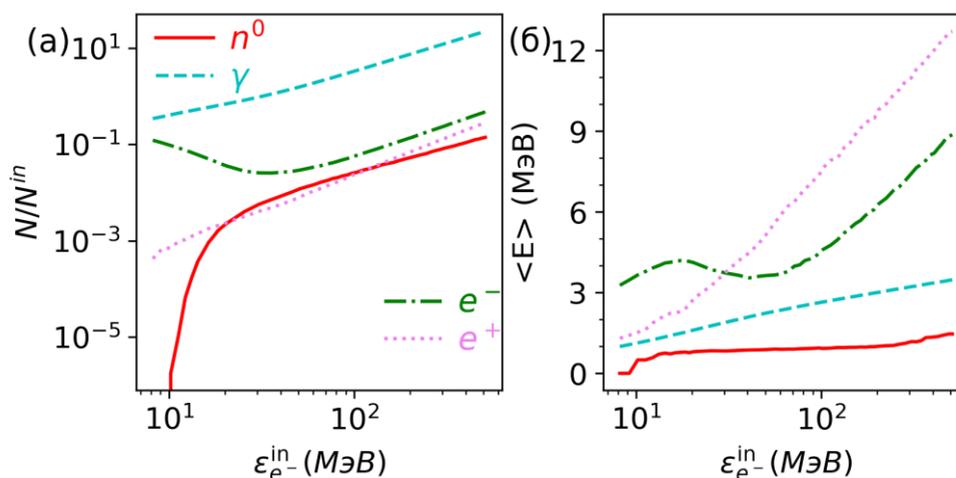


Рисунок 11.2 - (а) Количество N нейтронов (n^0), гамма-фотонов (γ), электронов (e^-) и позитронов (e^+), нормированное на начальное количество ускоренных электронов N^{in} и (б) средняя энергия этих частиц, образующихся в результате прохождения пучка электронов с энергией $\epsilon_{e^-}^{in}$ через мишень из золота (Au197) толщиной 3см

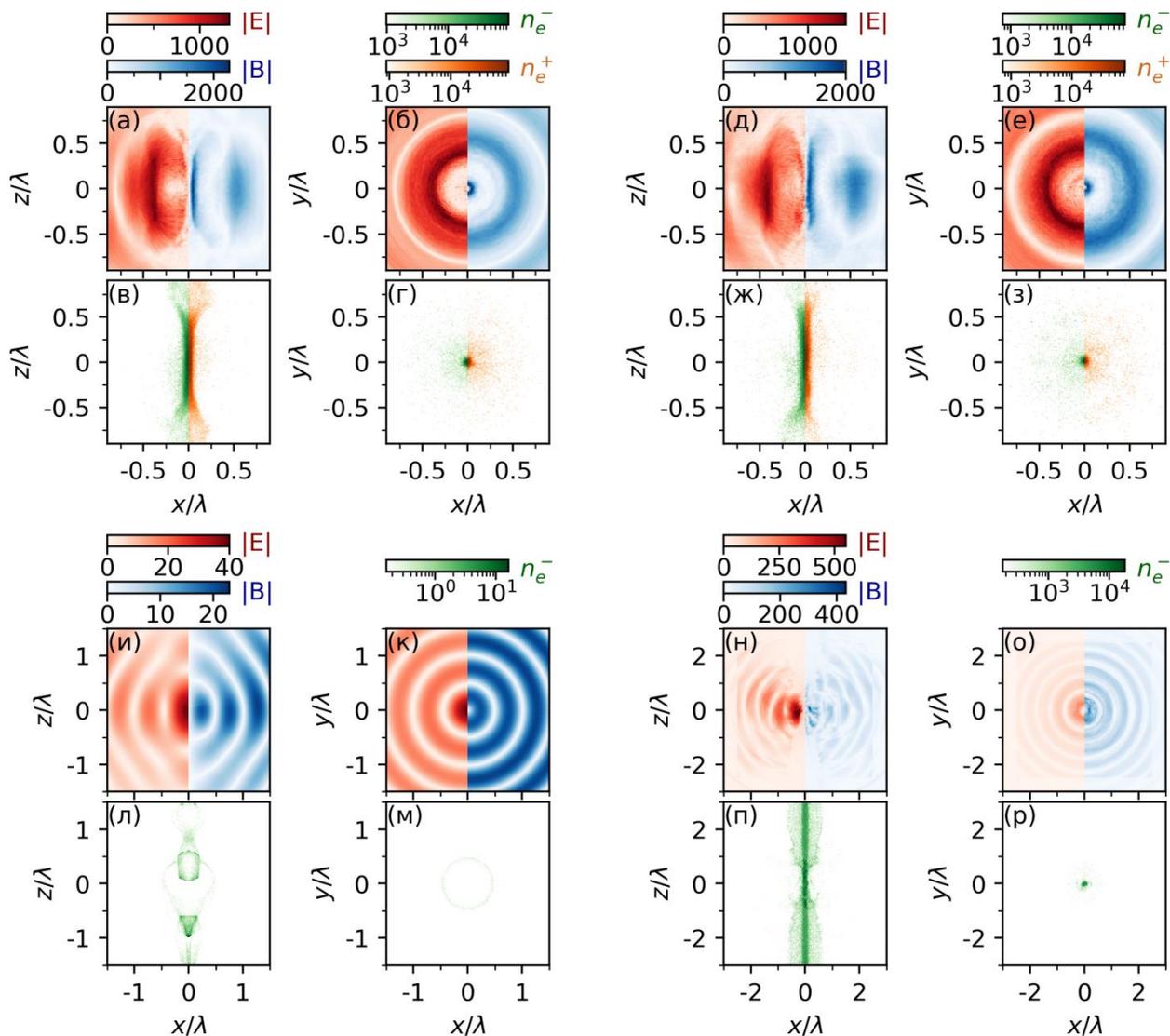


Рисунок 11.3 - Плазменно-полевые структуры, формирующиеся в результате облучения плазменной мишени в форме нанопровода (с радиусом 0.125λ и начальной концентрацией электронов (а)-(г), (и)-(м) $1n_{cr}$ и (д)-(з), (н)-(р) $10000n_{cr}$) 12 лазерными пучками (фокусируемыми в форме электродипольной волны и мощностью 50 ПВт (а)--(з) и 5 ПВт (и)-(р)). Распределения электрического (оттенками красного, левая половина рисунка) и магнитного (оттенками синего, правая половина рисунка) полей представлены на рисунках (а), (б), (д), (е), (и), (к), (н), (о). Распределения электронов (оттенками зеленого, левая половина рисунка) и позитронов (оттенками оранжевого, правая половина рисунка) полей представлены на рисунках (в), (г), (ж), (з), (л), (м), (п), (р). Концентрация электронов нормирована на критическую концентрацию. На рисунках (л), (м), (п), (р) электроны представлены на обеих половинах, поскольку количество позитронов пренебрежимо мало

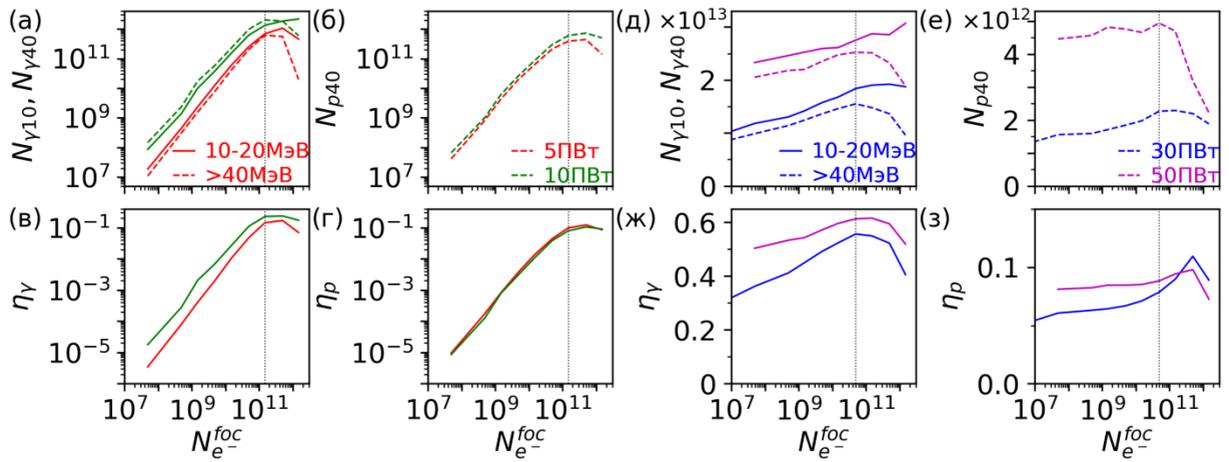


Рисунок 11.4 - Зависимость генерации гамма-фотонов, электронов и позитронов при облучении мишени в форме нанопровода 12 лазерными импульсами, фокусируемыми в форме электродипольной волны, от суммарной мощности лазерных импульсов и начального количества электронов в фокальной области N_{e}^{foc} . На рисунках (а), (д) представлено количество генерируемых гамма-фотонов в диапазоне энергий 10-20 МэВ ($N_{\gamma 10}$) и в диапазоне энергий более 40 МэВ ($N_{\gamma 40}$). На рисунках (б), (е) представлено суммарное количество ускоренных электронов и позитронов, покидающих фокальную область с энергиями более 40 МэВ (N_{p40}). Эффективность генерации гамма-фотонов и суммарная эффективность генерации электронов и позитронов изображены на рисунках (в), (ж) и (г), (з) соответственно. Вертикальные пунктирные линии обозначают оптимальные параметры мишеней для генерации нейтронов

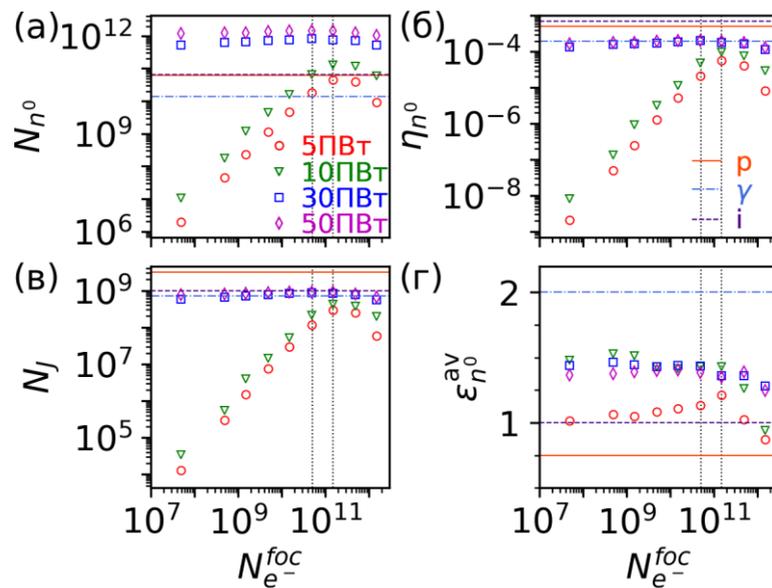


Рисунок 11.5 - Генерация нейтронов в результате облучения мишени из золота (Au_{197}) потоком гамма-фотонов и ускоренных электронов, позитронов, генерируемых при облучении плазменной мишени в форме нанопровода 12-тью встречными лазерными

пучками, фокусируемыми в форме электродипольной волны. На графиках изображены (а) N_{n0} количество генерируемых нейтронов, (б) η_{n0} – эффективность генерации нейтронов, (в) N_l количество нейтронов на 1 Дж лазерной энергии и (г) ε_{n0}^{av} – средняя энергия генерируемых нейтронов в зависимости от N_{e-}^{foc} , или, что эквивалентно, начальной концентрации плазменной мишени. Результаты для суммарных мощностей лазерных импульсов (в ПВт-ах) представлены различными маркерами, которые определены в легенде на рисунке (а). Рекордные достижения по генерации нейтронов с помощью протонов (p) [308], гамма-фотонов (γ) [308] и ионов (i) [309], создаваемых в результате взаимодействия лазерного излучения с веществом отмечены горизонтальными линиями, которые определены в легенде на рисунке (б). На рисунке (г) штриховая линия обозначает среднюю энергию нейтронов, уменьшенную в 7 раз. Вертикальные пунктирные линии обозначают оптимальные параметры мишеней для различных диапазонов мощностей лазерных импульсов

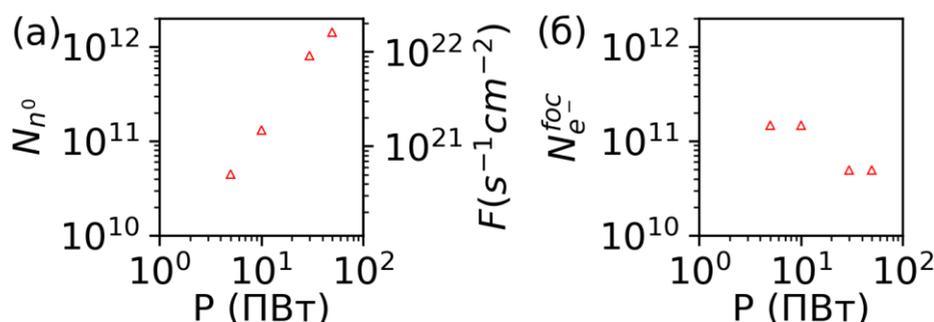


Рисунок 11.6 - Генерация нейтронов при оптимальном взаимодействии лазерных импульсов, фокусируемых в форме электродипольной волны, с плазменной мишенью в форме нанопровода. (а) Максимальное количество генерируемых нейтронов N_{n0} , а также максимальная плотность потока нейтронов F как функция мощности лазерного излучения.

(б) Оптимальное количество начальных электронов плазменной мишени в фокальной области N_{e-}^{foc} в зависимости от суммарной мощности лазерных импульсов

Выводы по результатам раздела

Резюмируя полученные результаты, отметим следующее. Несмотря на то что наибольшее сечение ГДР наблюдается в относительно небольшом диапазоне энергий гамма-фотонов 10-20 МэВ, результаты проведенного численного моделирования с помощью библиотеки Geant4 показали, что не меньший выход нейтронов могут обеспечить фотоны и электроны с энергией более 40 МэВ. Такие гамма-фотоны и электроны с большей энергией по мере прохождения сквозь мишень-конвертер рожают,

в том числе за счет КЭД каскада в поле ядер вещества, много вторичных гамма-фотонов, количество которых может превышать начальное количество частиц и энергии которых попадают в диапазон энергий ГДР. Причем чем больше начальная энергия частиц, тем больше нейтронов они способны создать, и выход нейтронов благодаря высокоэнергичным частицам может значительно превышать выход нейтронов в случае частиц с энергиями, соответствующими наибольшему сечению ГДР. С помощью трехмерного численного моделирования было показано, что источником таких гамма-фотонов, электронов и позитронов может выступать взаимодействие лазерного излучения с веществом. В ходе исследования взаимодействия мультипетаваттных лазерных импульсов, сфокусированных в форме электродипольной волны, с мишенями в форме нанопровода был определен наиболее эффективный режим взаимодействия для генерации нейтронов, который возникает при суммарной мощности лазерного излучения более 10 ПВт. Данный режим обусловлен пробоем вакуума за счет развития КЭД каскада и последующим пинчеванием создаваемой лазерным полем электрон-позитронной плазмы, который мы назвали режимом самокомпрессии электрон-позитронной плазмы. Быстрое развитие КЭД каскада при таких мощностях обеспечивает слабую зависимость эффективности генерации частиц и как следствие нейтронов от начальных параметров плазменной мишени, что может значительно упростить постановку экспериментов. Оптимальная эффективность генерации нейтронов (по отношению к лазерной энергии) в этом режиме составляет примерно 0.02% или 10^9 нейтронов на Дж лазерной энергии, что при мощностях лазерного излучения более 30 ПВт может позволить достичь и превысить рекордно высокую пиковую плотность потока нейтронов $10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, востребованную в задачах нуклеосинтеза. Отметим, что элементный состав мишени-конвертера и её геометрические размеры в полной мере не оптимизировались для максимизации выхода нейтронов в результате фотоядерных реакций, это требует дополнительных исследований.

Изложенные в данном разделе научные результаты полностью соответствуют п.4.1.11 Плана-графика.

12 Развитие методов нейтронографии на базе нейтронного генератора ИПФ РАН с регулируемыми размерами нейтроноизлучающей области мишени

Для нейтронной радиографии используется генератор нейтронов на базе источника ионов GISMO. Схема источника представлена на рисунке 12.1. Нейтроны образуются в ходе реакции $d(d,n)^3\text{He}$ при попадании пучка ионов дейтерия на водоохлаждаемую мишень из TiD_x . Ионный пучок извлекается из плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого излучением гиротрона в прямой магнитной ловушке. Формирование ионного пучка осуществляется при помощи двухэлектродной системы экстракции.

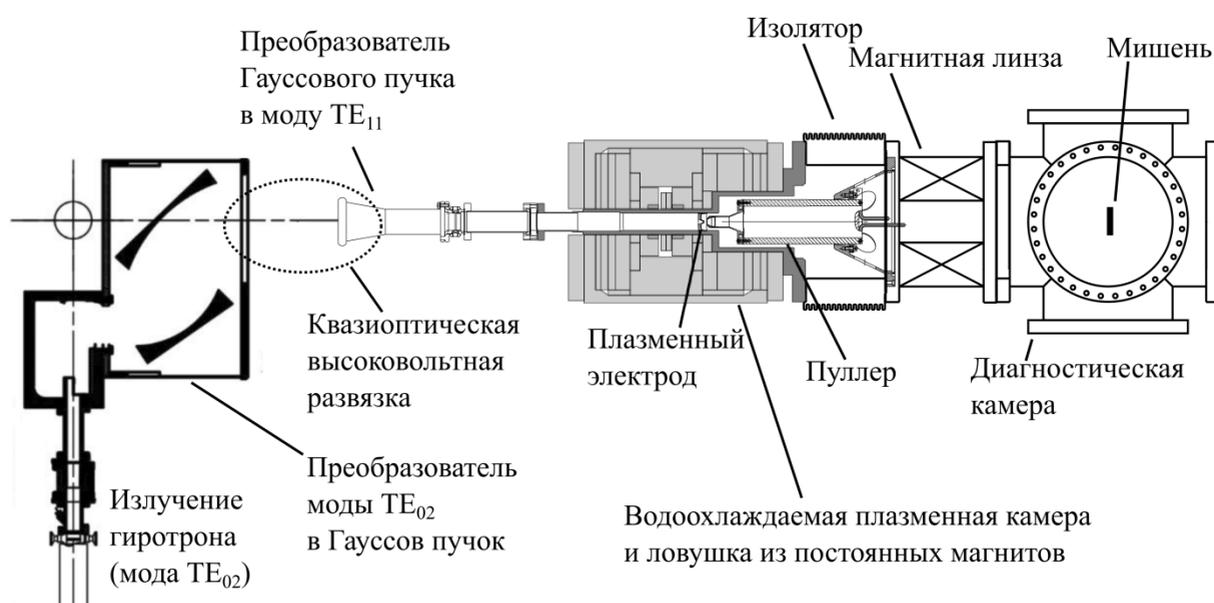


Рисунок 12.1 - Схема нейтронного генератора. Установка включает в себя: гиротрон, квазиоптический преобразователь СВЧ излучения, плазменную камеру, ловушку из постоянных магнитов, систему извлечения ионного пучка, фокусирующую магнитную линзу, мишень. Моды TE_{11} и TE_{02} обозначают распределение электромагнитного поля в круглом волноводе

Излучение из гиротрона (с частотой 28 ГГц и мощностью до 10 кВт) с рабочей модой TE_{02} круглого волновода поступает в квазиоптический преобразователь, где поперечная структура волны приобретает Гауссов профиль. Далее этот пучок распространяется в воздушном зазоре между плазменной камерой (находящейся под высоким потенциалом относительно земли) и преобразователем (заземленным объектом), выполняющем роль высоковольтной изоляции. Далее, СВЧ-волна поступает в приемный рупор, где преобразуется в моду TE_{11} круглого волновода. После этого излучение

распространяется в СВЧ-вводе и достигает системы согласования микроволнового излучения с плазмой, выполненной в виде клина. Затем, волна попадает в плазменную камеру, где поглощается плазмой при электронном циклотронном резонансе.

Для обеспечения условий резонансного поглощения (величина резонансного магнитного поля для частоты греющего излучения 28 ГГц составляет 1 Тл), а также для поперечного удержания, плазма помещена в магнитное поле конфигурации пробкотрон. Значение поля в пробках магнитной ловушки составляет 1.5 Тл, а в минимуме поле достигает 0.25 Тл (значения указаны на оси симметрии ловушки).

Для извлечения ионного пучка применяется система экстракции с неоднородным электрическим полем. Диаметр плазменного электрода составил 4 мм, межэлектродное расстояние было равным 10 мм, апертура пуллера равнялась 12 мм (использовался наконечник пуллера конической формы). Расстояние от пробки магнитной ловушки со стороны экстракции до среза плазменного электрода составило 20 мм, что соответствует величине магнитного поля в месте расположения плазменного мениска на уровне 0.89 Тл. В данной конфигурации экстрактора реализуется наиболее оптимальный режим извлечения ионного пучка из плазмы.

Напряжение экстракции было равным 40 кВ. После вылета из системы извлечения, ионный пучок пролетал через магнитную линзу, фокусирующую ионный пучок на мишени. Диаметр сфокусированного пятна на мишени составлял приблизительно 1 см.

Ионный источник работал в импульсно-периодическом режиме для того, чтобы не допустить перегрева мишени. В ходе проведения эксперимента было зарегистрировано свечение мишени из-за нагрева поверхностного слоя сфокусированным ионным пучком в течение одного импульса при длительности импульса порядка 20 мс. При этом возможна десорбция газообразного дейтерия с поверхности мишени, что приводит к ее деградации. Поэтому ионный источник работал в режиме с длительностью импульса 2 мс и частотой следования импульсов 40 Гц. Это обеспечивалось за счет импульсно-периодического режима работы гиротрона. При этом высокое напряжение на плазменную камеру подавалось непрерывно. В таком режиме работы был получен оптимальный ток пучка ионов дейтерия на мишень на уровне 20 мА.

Рассмотрим подробнее процесс образования нейтронов и схему облучения. Общая схема нейтронографического эксперимента показана на рисунке 12.2. Энергия ионов в пучке составляла 40 кэВ, что соответствует разбросу энергий нейтронов (в

зависимости от направления вылетающего нейтрона) от 2.3 МэВ до 2.7 МэВ. Максимум энергии нейтронов реализуется, когда импульс нейтрона сонаправлен с импульсом иона дейтерия, а минимум – в случае, когда импульсы направлены в противоположные стороны. В эксперименте образцы располагались вдоль оси распространения пучка (см. рисунок 12.2). Радиографическая пластинка, детектирующая излучение, находилась на расстоянии приблизительно 4 см от источника нейтронов. При этом характерный размер пятна на пластинке составлял 6 см. Следовательно, угол (относительно направления ионного пучка), под которым нейтроны налетают на образцы не превышает 40 градусов. В этих условиях энергия нейтронов находится в диапазоне от 2.64 МэВ до 2.7 МэВ. Таким образом, энергия нейтрона в данном диапазоне углов имеет отклонение относительно среднего значения около 1%. Поэтому можно считать, что образцы облучаются моноэнергетическим потоком нейтронов со средней энергией 2.67 МэВ. Этот факт будет использоваться в дальнейшем при проведении численных расчетов.

Кратко опишем механизм регистрации излучения рентгенографической пластинкой. Она имеет активный слой толщиной порядка 0.2 мм, чувствительный к рентгеновскому излучению. Этот слой состоит из BaF/BaI, активированного ионами Eu^{2+} . При попадании ионизирующего излучения на активный слой происходит переход $\text{Eu}^{2+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$. Таким образом происходит запись сигнала на пластинку. Считывание сигнала происходит в специальном сканере для рентгенографических пластинок. Процесс сканирования устроен следующим образом: каждый отдельный небольшой участок пластинки облучается стимулирующим лазером ИК диапазона. Под действием этого излучения совершается обратный переход $\text{Eu}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{2+}$, сопровождающийся люминесценцией в ультрафиолетовом диапазоне. Это излучение усиливается в фотоумножителе и сохраняется в цифровом виде. На выходе получается изображение, каждый пиксель которого пропорционален интенсивности ионизирующего излучения.

В эксперименте использовались пластинки Duerr IP CR, сканер Duerr CR35. Размер пикселя составил 50 мкм, а на выходе получалось 16-битное черно-белое изображение. В процессе сканирования записанный сигнал на пластинке обнулялся, что позволяло использовать пластинку повторно.

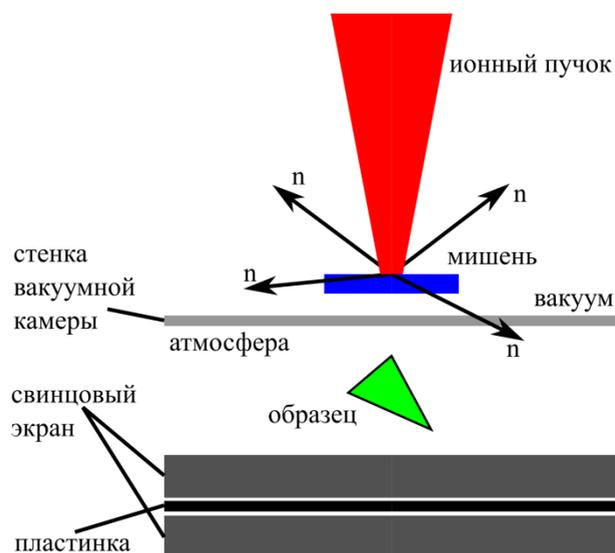


Рисунок 12.2 - Общая схема нейтронографического эксперимента (вид сверху). На рисунке схематично обозначено как ионный пучок попадает на мишень, где находится область генерации нейтронов, как расположены образец и рентгеновская пластинка по отношению к источнику нейтронов

В ходе эксперимента осуществлялся контроль уровня экспозиции (количества рожденных нейтронов), необходимый для корректного сравнения различных экспериментов. Он проводился при помощи измерения нейтронного флюенса с использованием дозиметра-радиометра МКС-АТ1117М, снабженного блоком для детектирования нейтронов БКДН-01. Диапазон измерений плотности потока нейтронов составляет от 0.1 до 10^4 $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Диапазон измерения флюенса составляет от 1 до $3 \cdot 10^6$ см^{-2} . Дозиметр располагался на расстоянии 4 метров от источника нейтронов в области нейтронного потока умеренной интенсивности. По данным измерений можно восстановить уровень экспозиции, зная угловое распределение нейтронного потока. Уровень экспозиции и измеренный нейтронный флюенс пропорциональны друг другу. Для пересчета необходимо найти коэффициент пропорциональности между этими величинами.

На масштабах длины порядка 1 метра можно считать источник нейтронов точечным и изотропным. Основной вклад в анизотропию нейтронного потока вносит бетонный пол в зале, где располагается установка. Его толщина равна 0.5 м. Для определения коэффициента пропорциональности был проведен численный расчет распространения нейтронов в экспериментальном зале. Расчет проводился в программе PHITS. Подробнее о расчетах будет сказано в соответствующем разделе. По результатам расчетов был получен следующий коэффициент: 1 рожденный нейтрон в источнике дает вклад в измеренный флюенс $6.7 \cdot 10^{-7}$ см^{-2} . Для сравнения: теоретическая величина вклада

во флюенс 1 рожденного нейтрона для изотропного распределения нейтронного потока (без учета бетонного пола) равна $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, формула для расчета уровня экспозиции (\mathcal{E}) при измеренном флюенсе (Φ , выражен в см^{-2}) имеет следующий вид:

$$\mathcal{E} = \Phi / (6.7 \cdot 10^{-7})$$

Характерный флюенс, реализуемый в рамках одного облучения составлял $\Phi = 1.5 - 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, что соответствует уровню экспозиции $\mathcal{E} = 2 - 4 \cdot 10^{10}$ нейтронов.

Для начала определим характеристики сигнала от нейтронного излучения, детектируемого пластинкой. Рассмотрим следующую схему эксперимента (см. рисунок 12.3). В ней отсутствует образец. Детектирующая пластинка обернута с обеих сторон толстым свинцовым экраном толщиной 9 мм. Это необходимо для ослабления сигнала рентгеновского излучения от плазмы и надежной регистрации именно нейтронного сигнала. Расстояние между источником нейтронов и пластинкой составляло приблизительно 3 см.

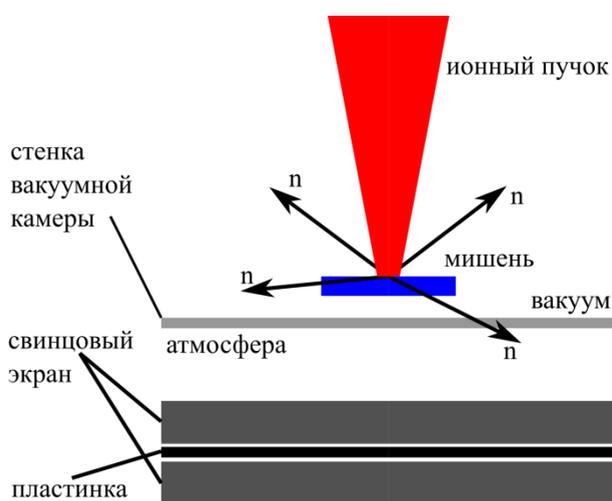


Рисунок 12.3 - Схема эксперимента по изучению характеристик сигнала на пластинке от нейтронного источника (вид сверху)

Было проведено 2 опыта. В первом (N1) происходило облучение пластинки нейтронами при экспозиции $\mathcal{E} = 2 \cdot 10^{10}$ нейтронов. Во втором (N2) опыте ускоряющее напряжение было выключено, следовательно, нейтроны не генерировались ($\mathcal{E} = 0$). Однако, плазма при этом горела. В первом случае наблюдается ненулевой сигнал на пластинке, а во втором сигнал отсутствует.

Поперечное распределение интенсивности излучения имеет гауссову форму со значением среднеквадратичного отклонения $\sigma=1$ см. Амплитуда сигнала приблизительно равна 100 отн. ед. На рисунке 12.4 представлено обработанное изображение с пластинки (слева) и одномерное распределение интенсивности сигнала (справа). Сигнал с пластинки был обработан двумерным медианным фильтром с размером окна 0.5 мм.

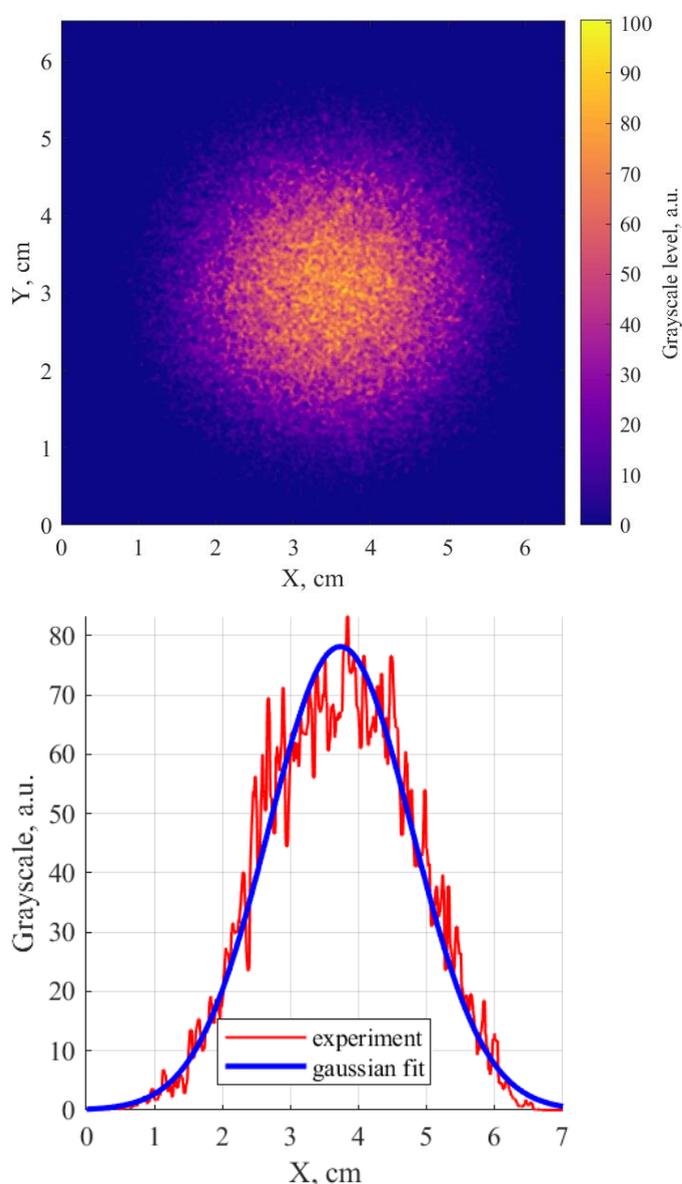


Рисунок 12.4 - Слева показано обработанное изображение с пластинки. Справа – одномерное распределение интенсивности вдоль горизонтальной координаты (вблизи максимума)

Таким образом, было показано, что на пластинке регистрируется именно нейтронный сигнал. Видно, что в сигнале присутствует шум. Он связан со случайным характером генерации нейтронов с определенным импульсом, а также с вероятностным

характером процесса рассеяния нейтрона на веществе. Вкладом в шум от процесса сканирования пластинки можно пренебречь.

Далее перейдем к облучению объектов.

Проведем третий (N3) опыт. Рассмотрим образец в форме треугольной призмы из полиэтилена высокого давления (ПВД) толщиной 2 см (см. рисунок 12.5). Порядок расположения элементов (отсчитывается от нейтронного источника) был следующим (в скобках указана толщина): мишень, свинцовый экран (9 мм), образец (2 см), свинцовый экран (1 мм), пластинка, свинец (9 мм). Таким образом, пластинка находится на расстоянии приблизительно 4 см от источника. В такой схеме пластиковый образец находится максимально близко к пластинке, что позволяет улучшить качество изображения (уменьшить негативный эффект конечного размера источника нейтронов). Далее будет показано (см. опыт N4), что наличие водородсодержащего материала непосредственно перед пластинкой приводит к усилению нейтронного сигнала. Причем этот сигнал легко экранируется (даже тонкой алюминиевой фольгой (см. опыт N6)). Поэтому в данном конкретном случае между образцом и пластинкой был установлен свинцовый экран толщиной 1 мм, чтобы подавить сигнал от вторичного излучения, генерируемого в образце. Стоит отметить, что данный эффект усиления сигнала обусловлен наличием водорода. Если непосредственно перед пластинкой расположить лист тефлона, то усиление сигнала не будет наблюдаться.

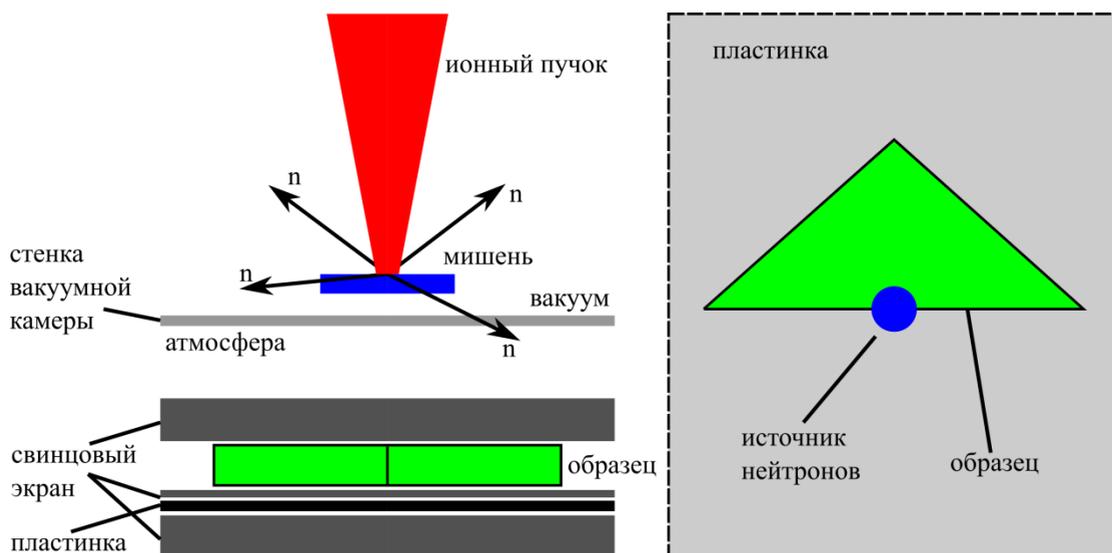


Рисунок 12.5 - Схема эксперимента по облучению треугольной призмы. Слева показан вид сверху. Справа показано расположение объекта, нейтронного источника и пластинки, если смотреть на схему вдоль направления распространения ионного пучка

В результате было получено следующее изображение (см. рисунок 12.6) при уровне экспозиции $\mathcal{E}=4 \cdot 10^{10}$ нейтронов. Наблюдается ослабление сигнала за образцом, что можно объяснить рассеянием нейтронов на объекте. Для обработки изображений в экспериментах с образцами применялся медианный фильтр с размером окна 0.5 мм. Также использовалась гамма-коррекция с показателем степени $\gamma=0.5$.

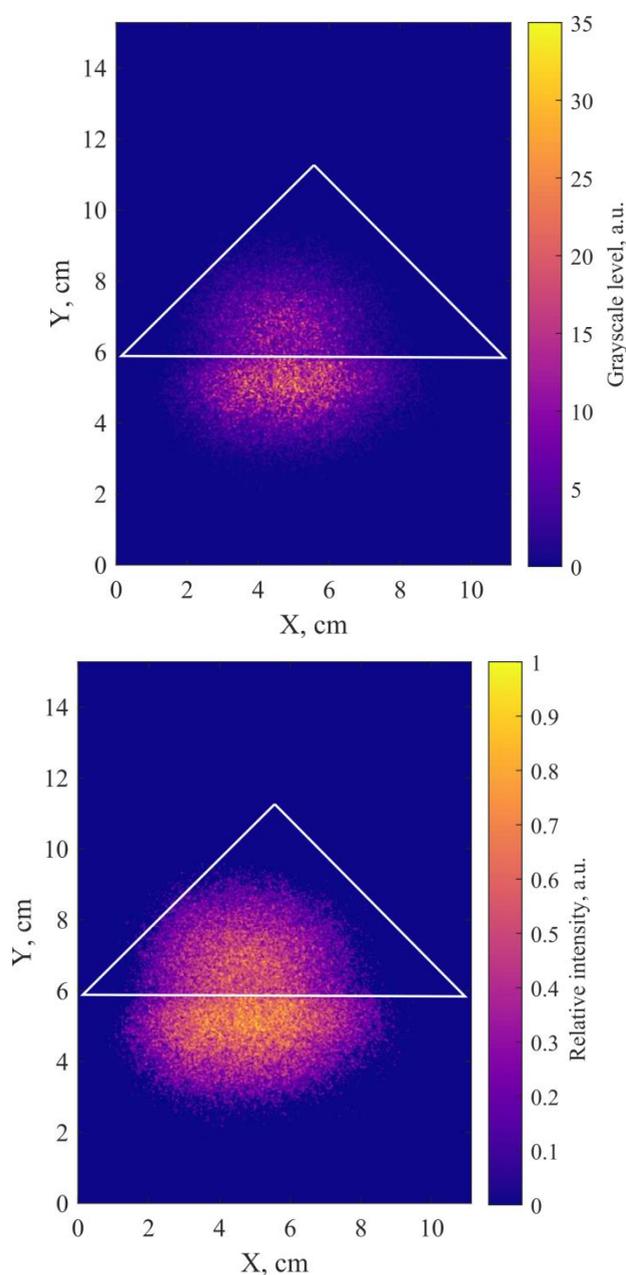


Рисунок 12.6 - Изображение с пластинки. Белой линией отмечены контуры образца. Сигнал за образцом ослаблен. Изображение слева получено из оригинального только путем применения медианного фильтра. Для изображения справа вместе с медианным фильтром применялась гамма-коррекция

Перейдем к следующему опыту (N4). Положение образца оставим неизменным, но поместим 1 слой упаковочной клейкой ленты (скотча), закрывающего половину площади пластинки таким образом, чтобы образовалось 4 области: две из них заняты образцом и две покрыты скотчем. Толщина скотча порядка 50 мкм. Схема расположения элементов устроена следующим образом: мишень, свинцовый экран (9 мм), образец (2 см), свинцовый экран (1 мм), 1 слой скотча, пластинка, свинец (9 мм). На изображении видно усиление сигнала на участке, покрытом скотчем (см. рисунок 12.7).

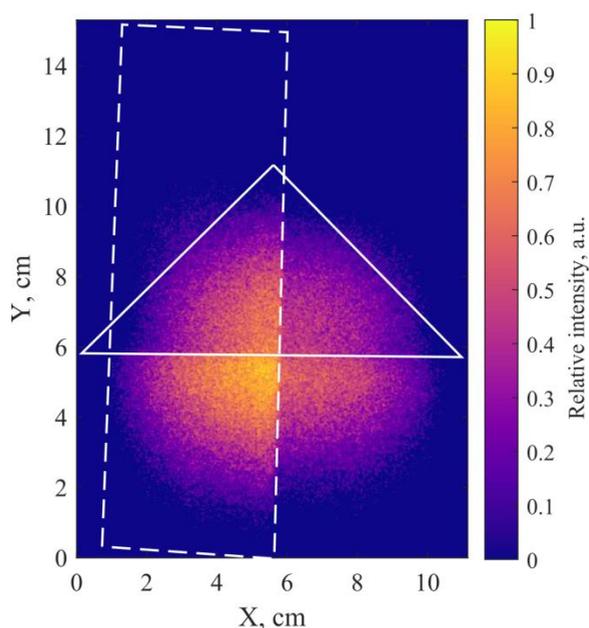


Рисунок 12.7 - Изображение с пластинки. Белой линией отмечены контуры образца. Белым пунктиром отмечена область, покрытая слоем скотча. Для обработки изображения применялись медианный фильтр и гамма-коррекция

Далее сравним коэффициенты усиления 1 и 2 слоев скотча (опыт N5). Видно, что эти коэффициенты равны (см. рисунок 12.8). Схема расположения элементов следующая: мишень, свинцовый экран (9 мм), образец (2 см), свинцовый экран (1 мм), 1 слой скотча + 2 слоя скотча, пластинка, свинец (9 мм). Следовательно, скотч для вторичного излучения является оптически плотной средой, так как излучение от первого слоя скотча полностью поглощается во втором.

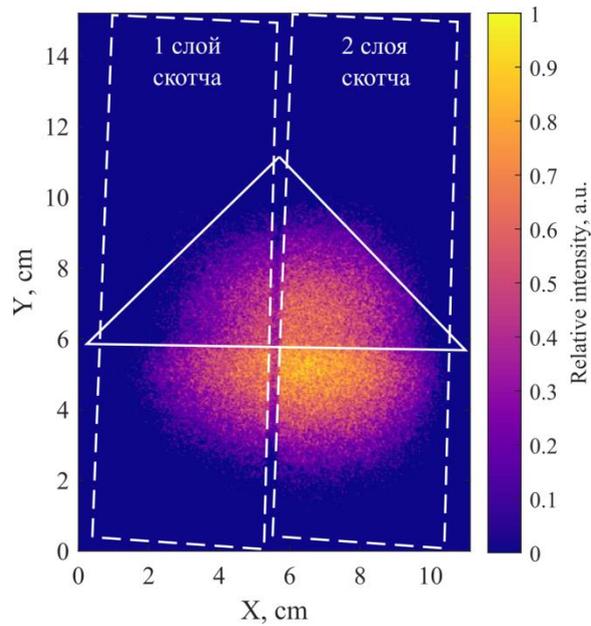


Рисунок 12.8 - Изображение с пластинки. Белой линией отмечены контуры образца. Белым пунктиром отмечены области, покрытые 1 и 2 слоями скотча. Для обработки изображения применялись медианный фильтр и гамма-коррекция

В следующем опыте (N6), для сравнения, найдем коэффициент усиления сигнала от лавсана (ПЭТ) толщиной 1 мм. Поместим лист ПЭТ треугольной формы между пластинкой и свинцовым экраном толщиной 1 мм. Схема расположения элементов следующая: мишень, свинцовый экран (9 мм), образец (2 см), свинцовый экран (1 мм), лист ПЭТ (1мм), пластинка, свинец (9 мм).

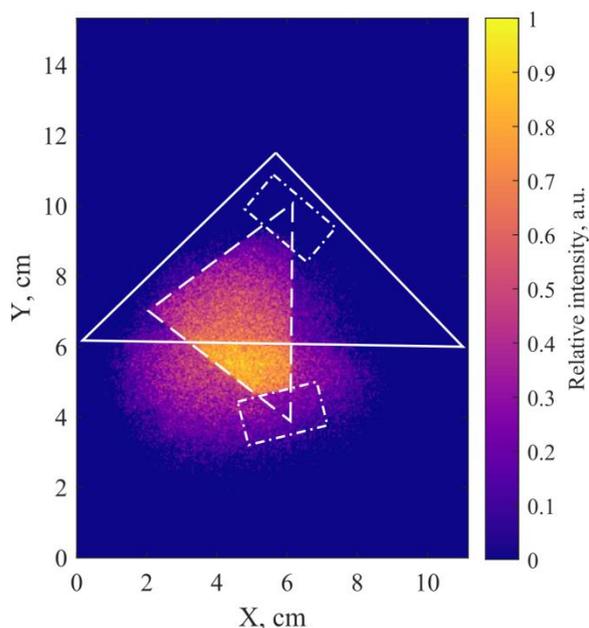


Рисунок 12.9 - Изображение с пластинки. Белой линией отмечены контуры образца. Белым пунктиром отмечена область, закрытая листом ПЭТ. Также штрих-пунктиром отмечены участки, покрытые 1 слоем алюминиевого скотча, которым крепился лист ПЭТ. Для обработки изображения применялись медианный фильтр и гамма-коррекция

Далее рассмотрим одновременное облучение нескольких образцов небольшого размера (опыты N7 и N8). Среди образцов есть: кубик из ПВД с длиной ребра 2 см, треугольная призма толщиной 2 см из борированного ПВД (содержание бора 30%), прямоугольный кусок свинца толщиной 12 мм, стальной болт длиной 2 см. Схема эксперимента и фотография расположения объектов показаны на рисунке 12.10. На рисунке 12.11 показаны полученные изображения. В целом, можно различить очертания некоторых объектов. Наблюдается затемнение от всех образцов, независимо от материала, что подтверждается расчетами (см. рисунок 12.12).

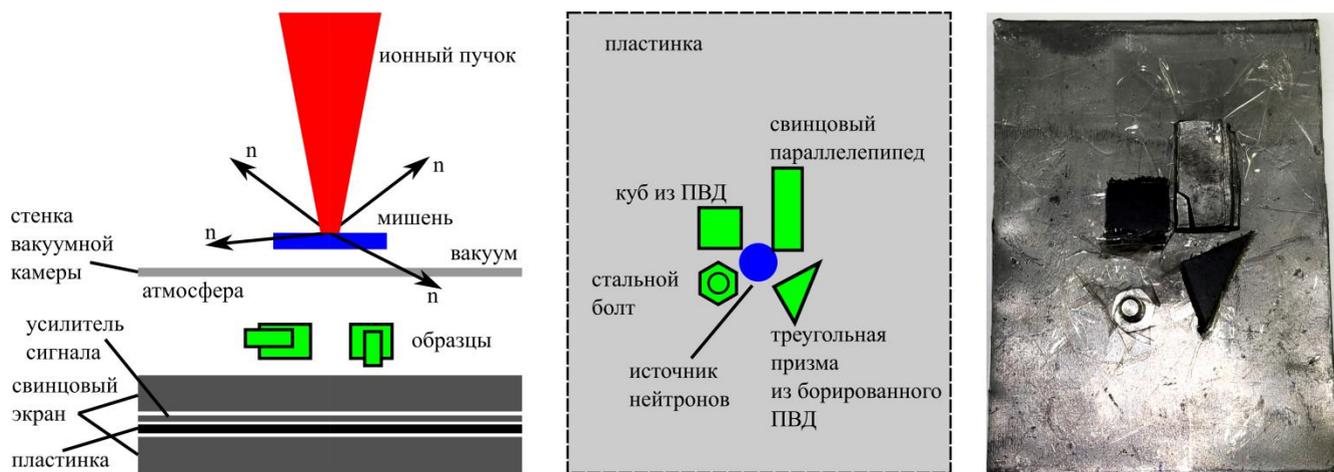


Рисунок 12.10 - Схема эксперимента по облучению нескольких образцов. Слева показан вид сверху. В центре показано расположение объектов, нейтронного источника и пластинки, если смотреть на схему вдоль направления распространения ионного пучка.

Справа показана фотография с расположением образцов, закрепленных на одном из листов свинцового экрана. В качестве усилителя сигнала использовался 1 слой скотча или слой ПЭТ толщиной 1 мм

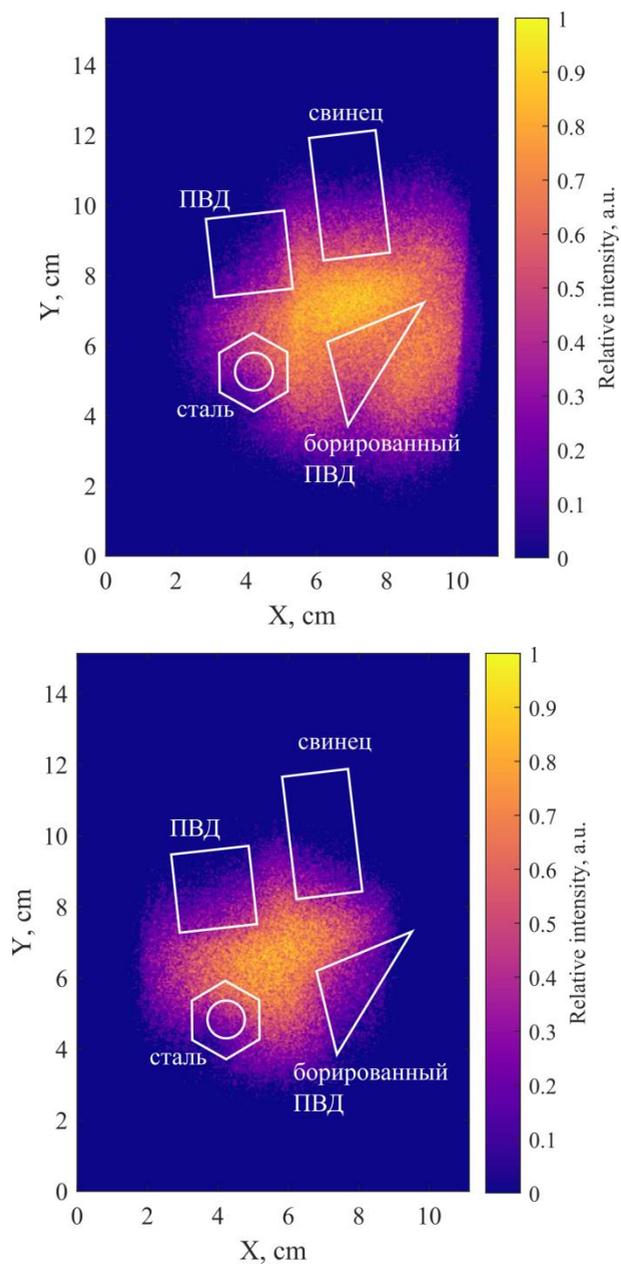


Рисунок 12.11 - Изображения с пластинки при использовании двух разных слоев усилителя сигнала: 1 слой скотча (слева) и ПЭТ толщиной 1 мм (справа). Белыми линиями отмечено положение образцов

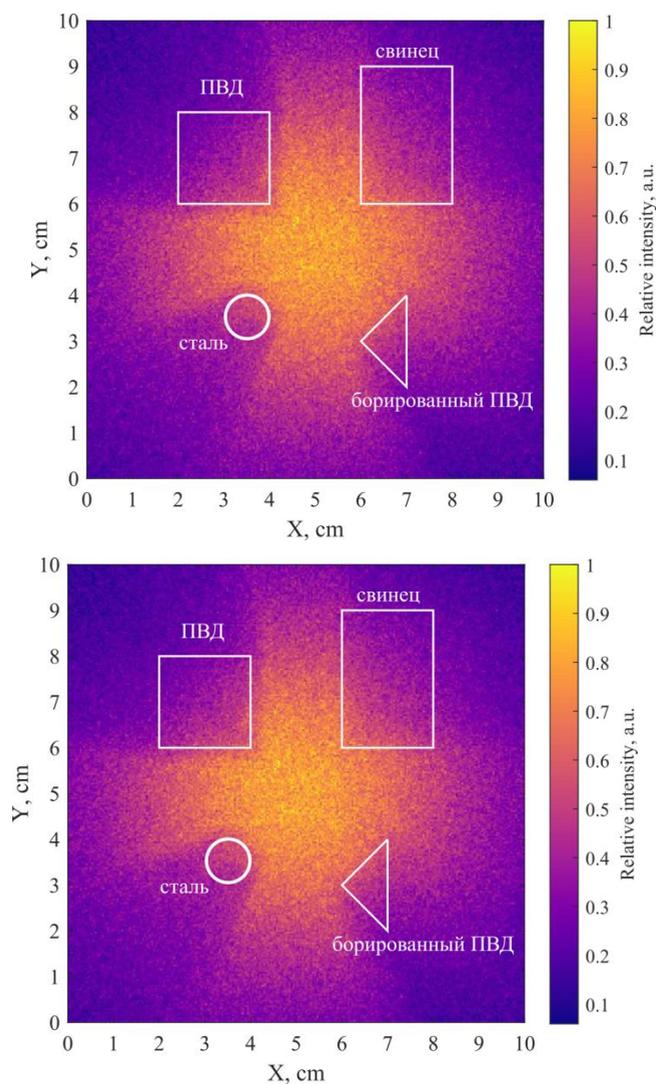


Рисунок 12.12 - Изображения образцов из опытов N7, N8, полученные в ходе расчетов. На рисунке слева диаметр источника нейтронов равен 1 мм, а на рисунке справа – 1 см

Выше была произведена оценка результатов опытов с качественной точки зрения. Теперь можно описать эти результаты количественно. Для этого будем использовать следующие характеристики изображения (сигнала): отношение уровня сигнала к уровню шума, контраст изображения, соотношение контраст-шум. Будем считать, что граница объекта различима на изображении, если соотношение контраст-шум равно единице.

Найдем коэффициент усиления сигнала при использовании 1 слоя скотча и листа ПЭТ толщиной 1 мм. Для этого рассмотрим сигнал по обе стороны границы между областью пластинки, покрытой усилителем и областью без усилителя. В качестве изображений использовались данные из опытов N4 и N6 (и, соответственно, рисунков 12.7 и 12.9). Коэффициент усиления сигнала при использовании 1 слоя скотча приблизительно равен 2. Коэффициент усиления сигнала при использовании слоя ПЭТ равен 4. Форма

сигналов по обе стороны от границы совпадает (см. рисунок 12.13), но сигнал на той части пластинки, которая была закрыта усилителем, оказался в несколько раз выше, чем на свободной области.

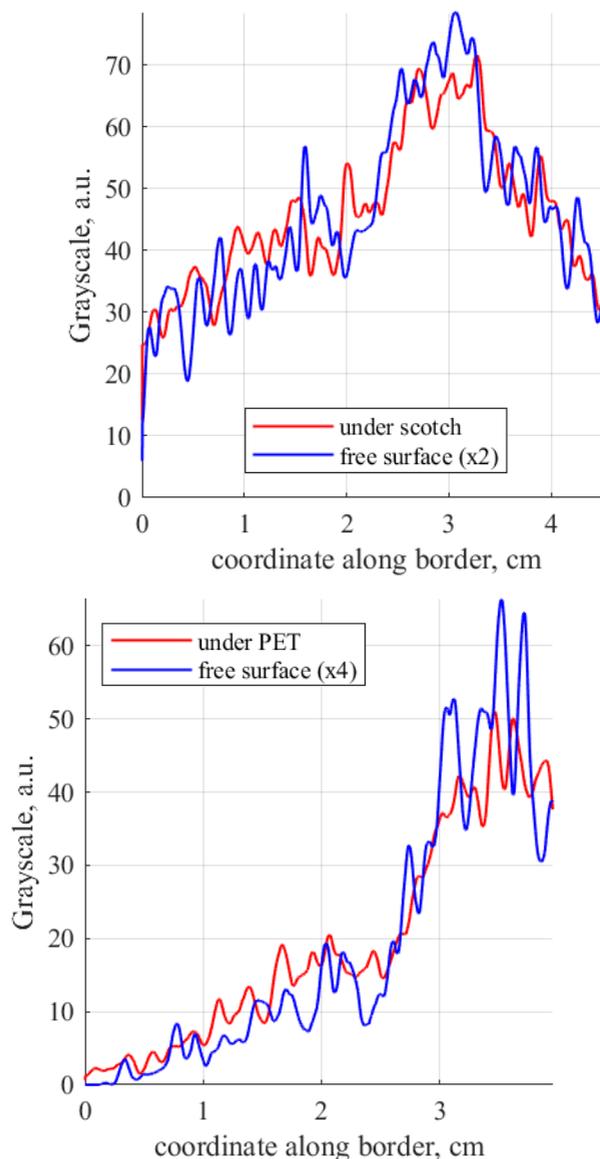


Рисунок 12.13 - Сравнение одномерных распределений интенсивности сигнала вдоль границы скотча в эксперименте N4 (левый рисунок) и вдоль границы ПЭТ в эксперименте N6 (правый рисунок)

Далее рассмотрим эксперимент N6. На полученном изображении выделим крупным планом область, покрытую листом ПЭТ (см. рисунок 12.14). Обозначим область, которую закрывает образец из ПВД, литерой “А”, а литерой “В” обозначим незакрытую область. Найдём во сколько раз нейтронный сигнал в области “А” меньше, чем в области “В”. Для этого рассмотрим распределение интенсивности вдоль границы “А”—”В”.

Аппроксимируем одномерное распределение в областях “А” и “В” гауссовыми функциями и найдем отношение интенсивностей.

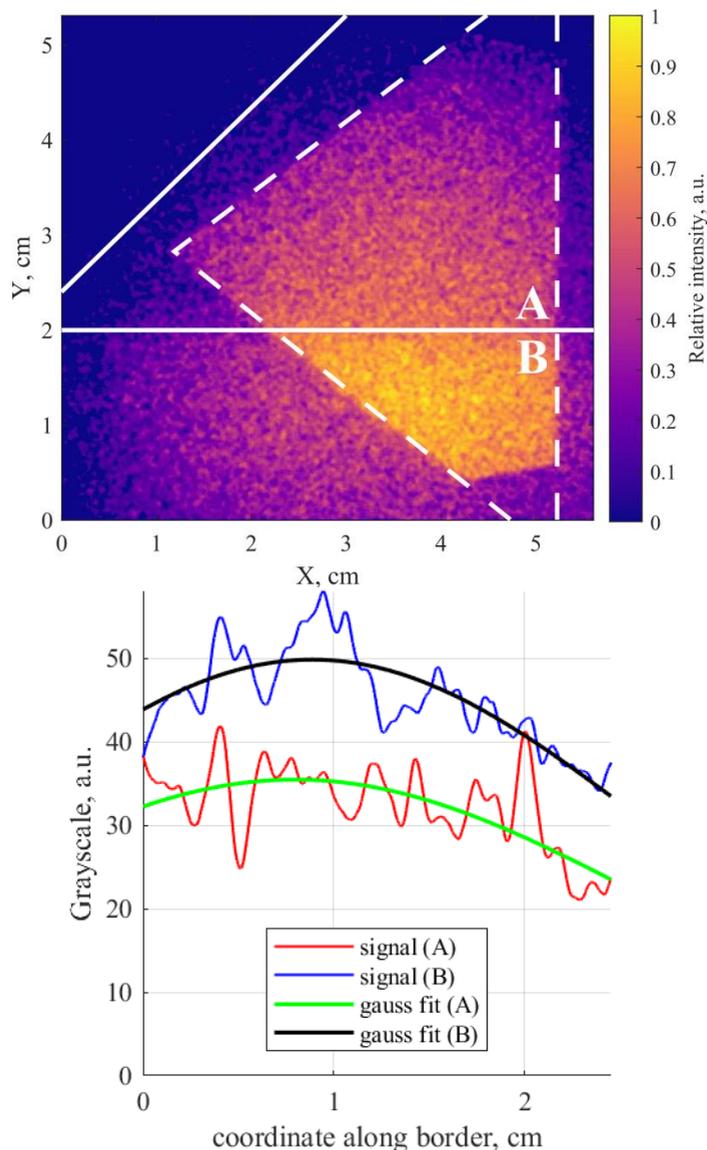


Рисунок 12.14 - Изображение из эксперимента №6 крупным планом (слева).

Сплошная линия обозначает границы образца из ПВД (он находится сверху). Пунктирная линия обозначает область, покрытую листом ПЭТ. Справа показаны одномерные распределения интенсивности сигнала вдоль границы объекта

Можно определить соотношение интенсивностей сигналов по обе стороны от объекта, вычисляя отношение значений аппроксимационных кривых. Отношение гауссовых функций в областях “А” и “В” находится в интервале от 0.7 до 0.735 на рассматриваемом отрезке. С хорошей точностью можно утверждать, что отношение сигналов равно 0.72. Максимальное абсолютное значение перепада уровня сигнала

наблюдается в области с наибольшей интенсивностью и составляет 14 отн. ед. Также из полученных распределений можно найти уровень шума. Уровень шума сигнала можно определить как стандартное отклонение реального сигнала от аппроксимационной кривой. Вычисленный таким способом уровень шума равен по величине 3.7 отн. ед. (уровень шума одинаков в областях “А” и “В”).

Можно ввести уровень контраста изображения (отношение модуля разности интенсивности сигналов в областях “А” и “В” к сигналу в области “В”). Также определим соотношение контраст-шум, равное отношению модуля разности интенсивностей сигналов в областях “А” и “В” к уровню шума.

Таким образом, после обработки результатов эксперимента №6 с образцом из ПВД толщиной 2 см были определены следующие величины: величина контраста равна $K=0.28$, отношение уровня сигнала к шуму достигает $CШ=13$, отношение контраст-шум равно $КШ=3.8$. Отношение контраст-шум линейно зависит от экспозиции. Из этого следует вывод, что соотношение контраст-шум в центре изображения (в точке с наибольшим нейтронным флюенсом) будет равно единице при уровне экспозиции $\Xi=4 \cdot 10^{10}/3.8 \approx 10^{10}$ нейтронов.

Основной целью численных расчетов было определение контраста изображения образца в зависимости от следующих параметров: толщина образца, материал образца, размер источника. Расчеты проводились с помощью пакета PHITS, результаты численного моделирования обрабатывались в MATLAB.

PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) — это универсальный код для моделирования транспортировки частиц методом Монте-Карло, разработанный в сотрудничестве между JAEA, RIST, КЕК и несколькими другими институтами. Он может работать с транспортировкой всех типов частиц в широком диапазоне энергий, используя различные модели ядерных реакций и библиотеки ядерных данных.

Расчетная модель (см. рисунок 12.15) включала в себя:

1. Расчетную область размера 10 см·10 см·6 см (void)
2. Точечный источник конечного размера ($z_0=-0.1$ см, $r=0.05$ см)
3. Образец, край которого находился на расстоянии 4.1 см от источника.

Для визуализации потока нейтронов брался срез толщиной 200 мкм на краю образца ($z_1=4$ см) с шагом сетки 200 мкм.

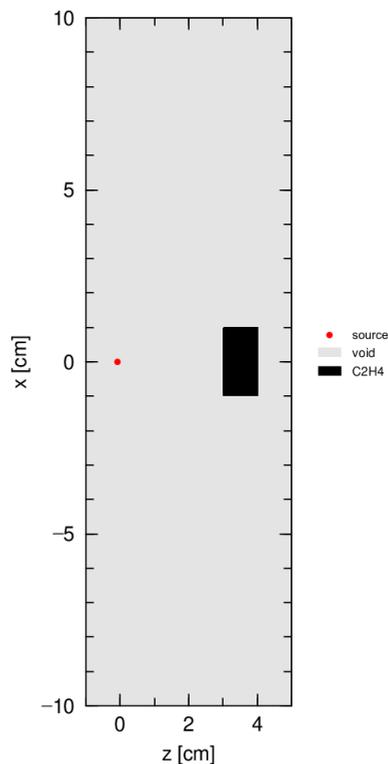


Рисунок 12.15 - Геометрия расчетной модели

Было проведено 2 численных эксперимента. В первом эксперименте определялось оптимальное число пробных частиц, чтобы отношение шум/сигнал было не больше 0.01 (1%). Расчетная область была пустой, одномерное распределение потока нейтронов вдоль горизонтальной координаты аппроксимировалось аналитической функцией ($I \sim 1/R^2$) потока точечного источника и вычислялось соотношение $\|A-P\|/\|P\|$ (см. рисунок 12.16), где A – аналитическая формула, а P – расчетное распределение плотности потока нейтронов. Оптимальным оказалось число частиц $N=10^8$ и было использовано в следующих расчетах.

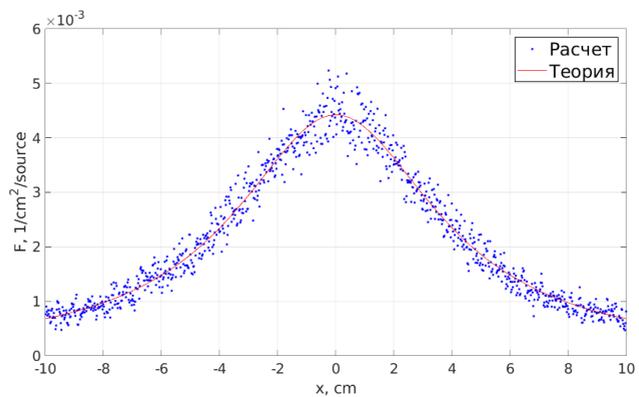


Рисунок 12.16 - Одномерное распределение потока нейтронов

Далее исследовалась зависимость контраста от толщины ($h=0.5\text{—}3$ см) и материала образца ($-\text{C}_2\text{H}_4-$, $-\text{C}_2\text{H}_4(\text{B})-$, Pb, Al, Fe, C_2F_4 , H_2O , $\text{C}_7\text{H}_5\text{N}_3\text{O}_6$). Одномерное распределение потока нейтронов вдоль горизонтальной координаты усреднялось по вертикальной координате в пределах размера образца (параллелепипед $2 \cdot 2 \cdot h$ см, где $h=0.5\text{—}3$ см) и сглаживалось медианным фильтром с окном в 2 мм (см. рисунок 12.17).

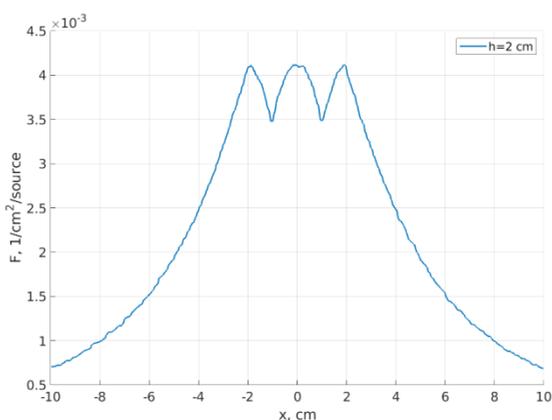


Рисунок 12.17 - Усредненное по вертикальной координате и сглаженное медианным фильтром одномерное распределение потока нейтронов при наличии образца

За контраст брались средние разности двух максимумов (полутень от образца) и минимумов (граница образца). На рисунке 12.18 построены кривые зависимости контраста от толщины образца для разных материалов.

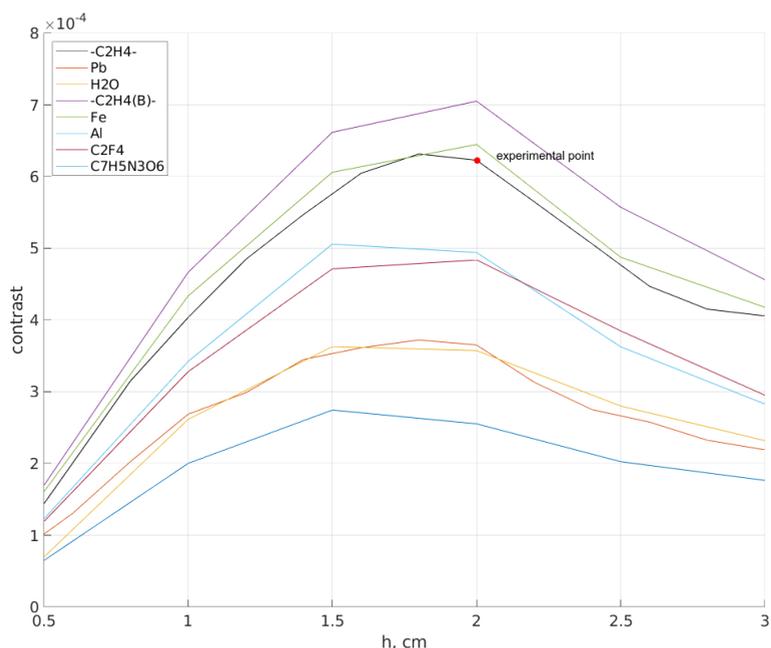


Рисунок 12.18 - Зависимость контраста от толщины и материала образца

С помощью этих кривых можно предсказать необходимую экспозицию для получения контрастного изображения образцов различной толщины и материала, зная

экспозицию для одной точки на этом графике. Например, получив в эксперименте контрастное изображение полиэтилена ($-C_2H_4-$) с $h=2\text{см}$, мы можем определить необходимую экспозицию для получения изображения другого образца, найдя нужную точку на графике и домножив на отношение их контрастов.

Выводы по результатам раздела

Таким образом, в ходе работ четвертого этапа на установке GISMO были получены нейтронографические изображения тестовых объектов путем регистрации нейтронного излучения с использованием рентгенографических пластинок. Суть метода заключается в регистрации вторичного рентгеновского излучения, порождаемого нейтронами. В идеальной ситуации регистрируется только вторичное излучение от нейтронов, генерируемое в самой пластинке. Таким образом, сигнал на пластинке должен быть пропорционален нейтронному флюенсу. Однако, в ходе проведения экспериментов был применен способ усиления сигнала на пластинке. Для этого непосредственно перед пластинкой необходимо разместить тонкий слой водородсодержащего материала (в экспериментах для этого использовался слой скотча и лист ПЭТ). При этом характерная толщина скотча составляет несколько десятков микрон, а толщина ПЭТ была равна 1 мм. Экспериментальный факт заключается в усилении сигнала на той части пластинки, которая была закрыта слоем водородсодержащего материала. Было достигнуто максимальное усиление сигнала (в 4 раза) при использовании листа ПЭТ (коэффициент усиления от монослоя скотча был равен двум).

В ходе эксперимента были определены характеристики нейтронного излучения (распределение нейтронного сигнала на рентгенографической пластинке в пространстве без образцов). Также была проведена серия облучений тестового объекта с протяженной границей (использовался образец ПВД толщиной 2 см треугольной формы). Полученные изображения подвергались обработке. Затем по ним можно было визуально определить границу изображения объекта до некоего порога по интенсивности. Был определен минимальный уровень нейтронной экспозиции ($\Phi=10^{10}$ нейтронов), при котором в центре изображения (в области с наибольшим нейтронным флюенсом) для образца из ПВД толщиной 2 см соотношение контраст-шум было равным единице. При этом использовался лист ПЭТ толщиной 1 мм в качестве усилителя сигнала, а расстояние между источником нейтронов и пластинкой составило 4 см.

Также было проведено численное моделирование процесса распространения нейтронного излучения в пространстве, содержащем некоторые объекты. Эти расчеты позволили сравнить уровни контраста изображений для образцов различной толщины и изготовленных из различных материалов. По этим данным (а также по результатам эксперимента для одного конкретного образца определенной толщины) можно определить какое соотношение контраст-шум будет реализовано при облучении образца с определенным материалом заданной толщины в зависимости от флюенса.

Тогда можно определить требуемый уровень экспозиции (выражается в количестве нейтронов, которые необходимо сгенерировать на мишени) в конкретной постановке задачи следующим образом. Для этого понадобятся следующие входные данные: набор материалов предполагаемых образцов, минимальная толщина образца, расстояние от источника нейтронов до рентгенографической пластинки, требуемый поперечный размер рабочей области, в которой соотношение контраст-шум должно быть не ниже единицы. После этого алгоритм определения уровня экспозиции следующий: выбирается материал с самым малым контрастом изображения (среди других материалов при прочих равных условиях). Затем с помощью численного моделирования вычисляется отношение контрастов для указанного и реперного объектов (в данном случае реперным объектом будет тот, для которого уже проведен ранее эксперимент в какой-либо постановке). После этого можно получить значение минимального требуемого флюенса на пластинке (который реализуется на границе рабочей области). Теперь, зная размер рабочей области, расстояние от источника нейтронов до пластинки и минимальный флюенс, можно определить минимальный необходимый уровень экспозиции.

Также был проведен эксперимент по единовременному облучению набора тестовых объектов небольшого размера (ПВД, борированный ПВД, сталь, свинец). На изображениях можно было различить силуэты всех образцов, что подтверждается расчетами.

Подготовлены следующие отчетные документы: Методика получения изображений исследуемых объектов с применением нейтронного излучения D-D нейтронного генератора, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.12 Плана-графика.

13 Эксперименты *in vitro* (на культурах опухолевых и нормальных клеток) по определению максимально эффективного режима работы генератора нейтронов (ПИМУ, Договор №К98-14 от 26.09.2024)

Введение

Научно-исследовательские работы проводились в рамках реализации мероприятий по договору № К98-14 от 26.09.2024 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}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. С самого начала развития метода БНЗТ для получения пучков тепловых и эпитепловых нейтронов использовали ядерные реакторы. Пучки получали на основе самоподдерживающейся цепной ядерной реакции распада ^{235}U . Спектр таких нейтронов имеет энергию до 10 МэВ со средней энергией около 2 МэВ [322]. Однако в настоящее время уже появились прототипы компактных ускорительных источников разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой [323-328]. Помимо этого, разработаны прототипы D-D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью [329, 330].

Для корректного дозиметрического планирования облучения необходима возможность *in vivo* детектирования изотопа бора-10 в опухоли и окружающих тканях. Поскольку отдельные атомы бора детектируются только дорогостоящими и неприменимыми *in vivo* прямыми методами (масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой, быстрая гамма-спектрометрия, альфа-спектрометрия, масс-спектрометрия с ионной ловушкой), большой интерес вызывают тераностические концепции, основанные

на использовании борсодержащих соединений, свойства которых позволяют как получать информацию о содержании соединения в тканях, так и проводить эффективную БНЗТ.

В течение последних нескольких лет были опубликованы исследования, посвященные синтезу борсодержащих препаратов с флуоресцентной меткой [331, 332]. Использование флуоресцентных свойств соединений открывает возможность их прижизненного биоимиджинга оптическими методами. Среди всех классов соединений, перспективных в отношении решения задач БНЗТ и обладающих флуоресценцией, следует выделить производные хлоринов [333, 334]. Производные хлоринов являются перспективными агентами БНЗТ, сочетающими в себе свойства диагностического модуля и агента доставки бора в опухоль. Актуальной задачей является детальное изучение их свойств, а также доказательство возможности использования флуоресценции в качестве метода визуализации соединения в опухоли и нормальных тканях.

Для проведения дальнейших исследований по изучению эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора необходима оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (L-BPA), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, которая способна относительно селективно (максимальный контраст 2:1) накапливаться в опухоли, за счет более эффективной транспортной системы L-аминокислот в ее клетках по сравнению с нормальными [330,331]. Для определения содержания изотопа ^{10}B возможно применение следующих методов: быстрая гамма-спектроскопия [332-334], масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой [335,336], альфа-радиография высокого разрешения, альфа-спектроскопия, и нейтронозахватная радиография [337-339], вторичная нейтральная масс-спектрометрия [339], спектроскопия характеристических потерь энергии электронами [340], масс-спектрометрия с ионной ловушкой [341]. В настоящей работе определение ^{10}B проводили методом масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой (МС ИСП) в сотрудничестве с институтом проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН (ИПТМ РАН).

Кроме того, поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур. На основании анализа литературных данных для первого этапа оценки эффективности разрабатываемого нейтронного источника нами были выбраны следующие клеточные линии: MCF7 – рак молочной железы человека, U87 – глиобластома человека. Также планируется оценка

радиочувствительности нормальных клеток на примере клеточных культур кожных фибробластов (huFB).

Золотым стандартом оценки чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* является анализ колониеобразования [342]. Данный тест демонстрирует способность отдельных клеток формировать колонии. К другим методам, позволяющим оценить эффективность лучевого воздействия *in vitro*, относятся МТТ-тест, колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток. Особенностью проведения МТТ-теста для задач радиобиологии является оценка результата на поздних сроках после воздействия, как правило, 96-120 часов после облучения.

13.1 Материалы и методы

13.1.1 Оборудование

- Вертикальный ламинарно-поточный шкаф KR Biowizard Standart (Kojair Tech Oy, Финляндия),
- Система тонкой очистки воды Agium 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)
- Лабораторный рентгеновский облучатель MultiRad225 X-Ray system (Precision X-Ray, USA)
- Нейтронный D-D генератор.

13.1.2 Реактивы и расходные материалы

- Культуральный стерильный пластик (Cat# 353934), “Corning”
- Культуральная среда «ДМЕМ» (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)
- МТТ-краситель 3-(4,5-диметилтиазол-2-ил)-2,5-дифенил-тетразолиум бромид (ПанЭко, Россия)
- ДМСО (Servicebio, Китай)
- Кристаллический фиолетовый (Servicebio, Китай)

13.1.3 Приготовление раствора борфенилаланина в молярном избытке фруктозы

Раствор борфенилаланина в молярном избытке фруктозы готовили согласно протоколу Coderre и др [343]. 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.

13.1.4 Определение содержания изотопа бора-10 методом масспектрометрии с индуктивно связанной плазмой

13.1.4.1 Подготовка образцов клеток

Для определения содержания изотопа ^{10}B в клетках готовили образцы клеточных культур. В работе использованы три клеточные культуры: рак молочной железы человека

MCF-7, глиобластома человека U87, нормальные фибробласты человека huFB. Клетки наращивали в количестве минимум $10 \cdot 10^6$ клеток на образец. Для получения клеточной суспензии клетки снимали с культурального флакона при помощи раствора трипсин-ЭДТА (0,25%) (ПанЭко, Россия). Рассчитывали количество клеток с использованием камеры Горяева по формуле:

$$\frac{\sum c}{q} * 2,5 * 10^5 * v \text{ мл,}$$

где c – количество опухолевых клеток в малых квадратах камеры Горяева, q – количество квадратов камеры Горяева, v – объем суспензии клеток.

Суспензию клеток центрифугировали, ресуспендировали в ростовой среде с добавлением препарата L-BPA. В концентрации 40 мкг/мл, инкубировали при температуре 37°C в CO²-инкубаторе при постоянном перемешивании с помощью орбитального шейкера на скорости 100 об/мин в течение 24 часов. Затем суспензию клеток центрифугировали, отмывали от остатков L-BPA чистой ростовой средой, снова центрифугировали, отбирали супернатант и разводили в 100 мкл ростовой среды. Образцы хранили при температуре -80°C до момента проведения анализа.

13.1.4.2 Разложение биологических объектов

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 (HNO₃ Nitric acid 65%; max 0,0000005% Hg; GR, ISO, Merck, Германия). Реакционные емкости закрывали крышками и герметизировали в титановых кожухах аналитических автоклавов. Автоклавы помещали в электронагреватель и выдерживали 20 мин при 160°C и 1 час при 200°C. После охлаждения автоклавы открывали, полученные растворы переносили в полиэтиленовые бюксы, добавляли 0,2 мл раствора, содержащего 1 мг/дм³ In и 0,05 мл раствора, содержащего 1 мг/дм³ ⁹Be (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.

13.1.4.3 Масс-спектральный анализ

Содержание ^{10}B и ^{11}B , а также ^9Be и ^{115}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°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}B проводили с использованием таблиц Microsoft Excel.

13.1.4.4 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:

Таблица 1. Результаты МС-ИСП определения бора-10 с природным распределением изотопов и аттестованные значения в стандартных образцах INCT-OBTL-5 и INCT-PVTL-6

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

13.1.5 Схема экспериментов *in vitro*

Исследования были проведены на трех клеточных культурах: рак молочной железы человека MCF-7, глиобластома человека U87, нормальные фибробласты человека huFB. Эффективность облучения оценивали с помощью МТТ-теста и теста на оценку колониобразующей активности.

Для проведения облучения клетки высевали в культуральный флакон в количестве $2 \cdot 10^6$ на лунку, через 24 часа после прикрепления клеток в часть лунок добавляли препарат L-борфенилаланин в концентрации 40 мкг/мл. Через 24 часа инкубации клеток с препаратом, клетки снимали с помощью раствора трипсина-ЭДТА, отмывали и готовили суспензию единичных клеток в ростовой среде. Затем пробы с содержанием L-ВРА и без препарата облучали с помощью генератора D-D нейтронов. Отрицательный контроль (без облучения и без препарата L-ВРА) находился в таких же условиях.

13.1.5.1 МТТ-тест

После проведения облучения клетки высевали в 96-луночный и 48-луночный планшеты в количестве 3000 клеток на лунку. Далее проводили анализ через 24, 48, 72, 96 и 120 часов культивирования клеток. Для временных точек 24, 48 и 72 часа использовали клетки на 96-луночном планшете, а для точек 96 и 120 часов – клетки на 48-луночном планшете. Для проведения анализа питательную среду сливали, промывали клетки ростовой средой без сыворотки и добавляли ростовую среду без сыворотки с МТТ-красителем в

концентрации 0,05 мг/мл. Клетки инкубировали при 37°C в течение 1 часа. Затем среду сливали и растворяли кристаллы формазана с помощью ДМСО. Оптическую плотность красителя измеряли на микропланшетном ридере на длине волны 570 нм. Процент активности клеток рассчитывали относительно контроля без воздействия.

13.1.5.2 Анализ формирования колоний (клоногенный тест)

Методика анализа колониеобразующей активности модифицирована из Franken N. A. et al., 2006 [344]. Для анализа количества и размера колоний клетки рассеивали в низкой плотности (3000 клеток на лунку) в 12-луночный планшет. Клетки культивировали в течение 7-14 дней (время зависит от клеточной культуры). По окончании времени культивирования фиксировали клетки ледяным этанолом в течение 5 минут. Затем клетки окрашивали 1% раствором кристаллического фиолетового. Для удаления лишнего красителя планшет погружали в емкость с водой, либо подставляли под струю воды (но так, чтоб струя не попадала на колонии).

Сначала получали макрофотографию планшета на белом фоне. Затем с помощью микроскопа (Leica DMIL, Germany), оснащенного камерой получали фотографии колоний используя объектив x10 для анализа количества и размера колоний в контрольных и экспериментальных лунках. Для каждой группы получали фотографии минимум 5 полей зрения. После этого при помощи спирта (1 мл на лунку) вымывали краситель из клеток. Раствор переносили в 96-луночный планшет по 100 мкл на лунку и проводили измерение оптической плотности на микропланшетном ридере SYNERGYmx (BioTek).

13.2 Результаты

13.2.1 Разработка программ и методик экспериментальных исследований *in vitro*

Перед началом исследования было определено содержание изотопа ^{10}B в образцах клеточных культур. Содержание изотопа ^{10}B в образцах клеточных культур проводили методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой. Для этого использовали образцы клеточных культур MCF-7 (рак молочной железы человека), U87 (глиобластома человека) и huFB (нормальные фибробласты кожи человека). Образцы клеток в количестве $10 \cdot 10^6$ клеток готовили как описано в разделе «Материалы и методы».

С помощью ИС-масс-спектрометрии было установлено, что спустя 24 часа инкубации клеток с препаратом L-BPA, максимальное содержание ^{10}B на 10 млн клеток было определено для клеток MCF-7 ($1,30 \pm 0,011$ мкг/ $10 \cdot 10^6$ клеток), для опухолевых клеток

huFB и U87 содержание ^{10}B составило $0,40 \pm 0,01$ и $0,22 \pm 0,01$ мкг/ 10^6 клеток, соответственно (Рисунок 13.1).

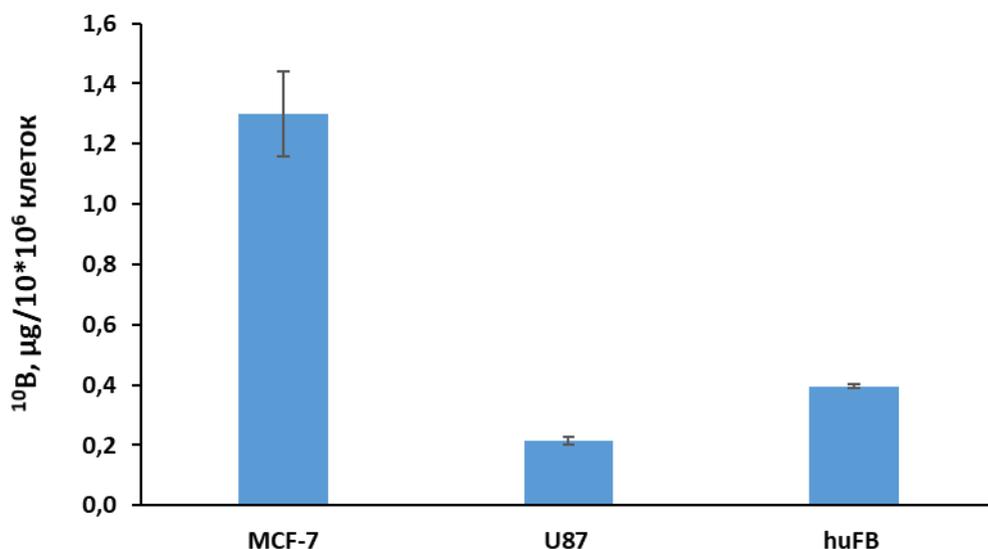


Рисунок 13.1 - Содержание изотопа ^{10}B в клетках MCF-7 (рак молочной железы человека), U87 (глиобластома человека) и huFB (нормальные фибробласты кожи человека) через 24 часа после инкубации с препаратом L-BPA

Золотым стандартом оценки чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* является анализ колониеобразования [342]. 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 [345].

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 [346]. Особенностью проведения МТТ-теста для задач радиобиологии является оценка результата на поздних сроках после воздействия, как правило, 96-120 часов после облучения.

Протокол исследования включает 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.

В ходе работы были проведены исследования на двух линиях опухолевых клеток: рак молочной железы человека (MCF-7) и глиобластома человека (U87). Предварительно клетки были выведены из заморозки и адаптированы к культуральным условиям в течение минимум 3 пассажей. В начале эксперимента клетки высевали на культуральный флакон и инкубировали с L-борфенилаланином в дозе 40 мкг/мл как описано в разделе «Материалы и методы». Спустя 24 часа суспензии клеток в концентрации не менее $2 \cdot 10^6$ на мл в пробирках с завинчивающейся крышкой помещали в центре камеры облучателя. Облучения проводили в течение минимум 4-х часов. Затем оценивали токсический эффект с помощью МТТ-теста и анализа колониобразующей активности.

Для определения поглощенной дозы от каждой фракции нейтронов был проведен модельный расчет. Были построены графики потока нейтронов различных диапазонов энергии (тепловых ($E < 0,5 \text{ эВ}$), эпитепловых ($0,5 \text{ эВ} < E < 30 \text{ кэВ}$) и быстрых ($E > 30 \text{ кэВ}$)) (Рис. 2А) и рассчитана поглощенная доза нейтронов (рисунок 13.2Б). При этом в образцах с добавлением L-BPA поглощенная доза для тепловых нейтронов была больше примерно на 60% (рисунок 13.2В). Таким образом, за время облучения, согласно расчетным данным, образцы без L-BPA получили дозу от тепловых нейтронов порядка $1 \cdot 10^{-4}$ Гр, а образцы с L-BPA – порядка $1,6 \cdot 10^{-4}$ Гр.

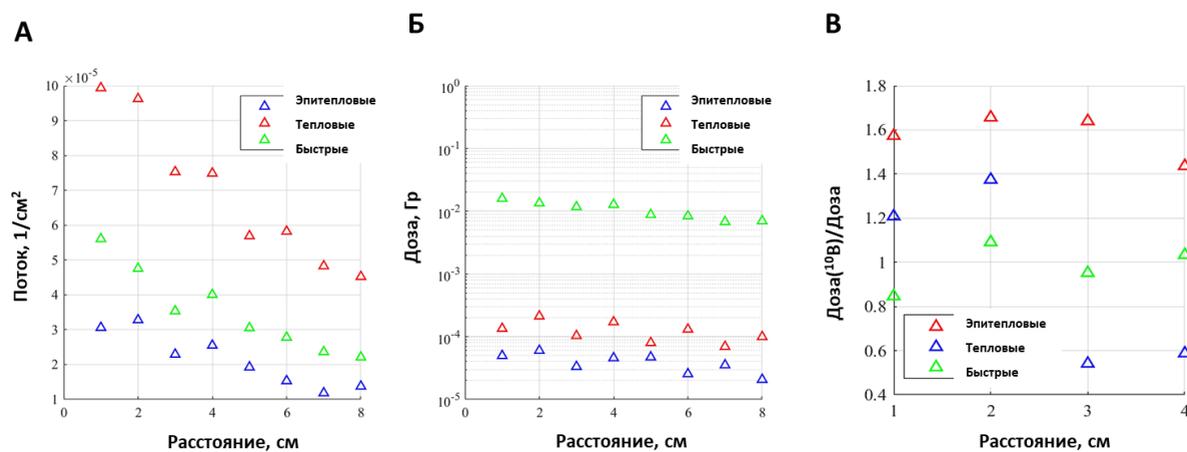


Рисунок 13.2 - Расчет потока и дозы нейтронов. А – значение потока нейтронов различных энергетических диапазонов для каждого из образцов; Б – абсолютное значение поглощенной дозы для различных образцов и энергетических фракций. В – относительное значение поглощенной дозы в образцах, содержащих изотоп ^{10}B относительно образцов без ^{10}B для различных образцов и энергетических фракций

В случае клеточной линии U87 (глиобластома человека) по данным МТТ-теста через 96 часов после облучения выживаемость в группе облучения с L-BPA показал $41,2 \pm 3,9\%$, а в группе облучения без L-BPA - $51,6 \pm 9,3\%$. Статистически значимая разница составила $p=0,000027$ (рисунок 13.3А), таким образом, вклад в токсический эффект за счет взаимодействия эпитепловых нейтронов с L-BPA составил 10%, однако основной токсический эффект осуществляется, по-видимому, за счет быстрых нейтронов.

Анализ выживаемости опухолевых клеток показал следующие результаты. Для клеточной линии MCF-7 по данным МТТ-теста значимых отличий от контроля не наблюдалось. Вероятно, регенеративный и пролиферативный потенциал клеток MCF-7 позволил им преодолеть неблагоприятное воздействие и к 96 часам наблюдения их активность была полностью восстановлена. Анализ колониеобразующей активности клеток MCF-7 также не выявил значимых различий между исследуемыми группами. Таким образом, для клеток MCF-7 не было достигнуто значимого терапевтического эффекта (рисунок 13.3В), что связано с низкой полученной дозой облучения и высоким репаративным и пролиферативным потенциалом клеток.

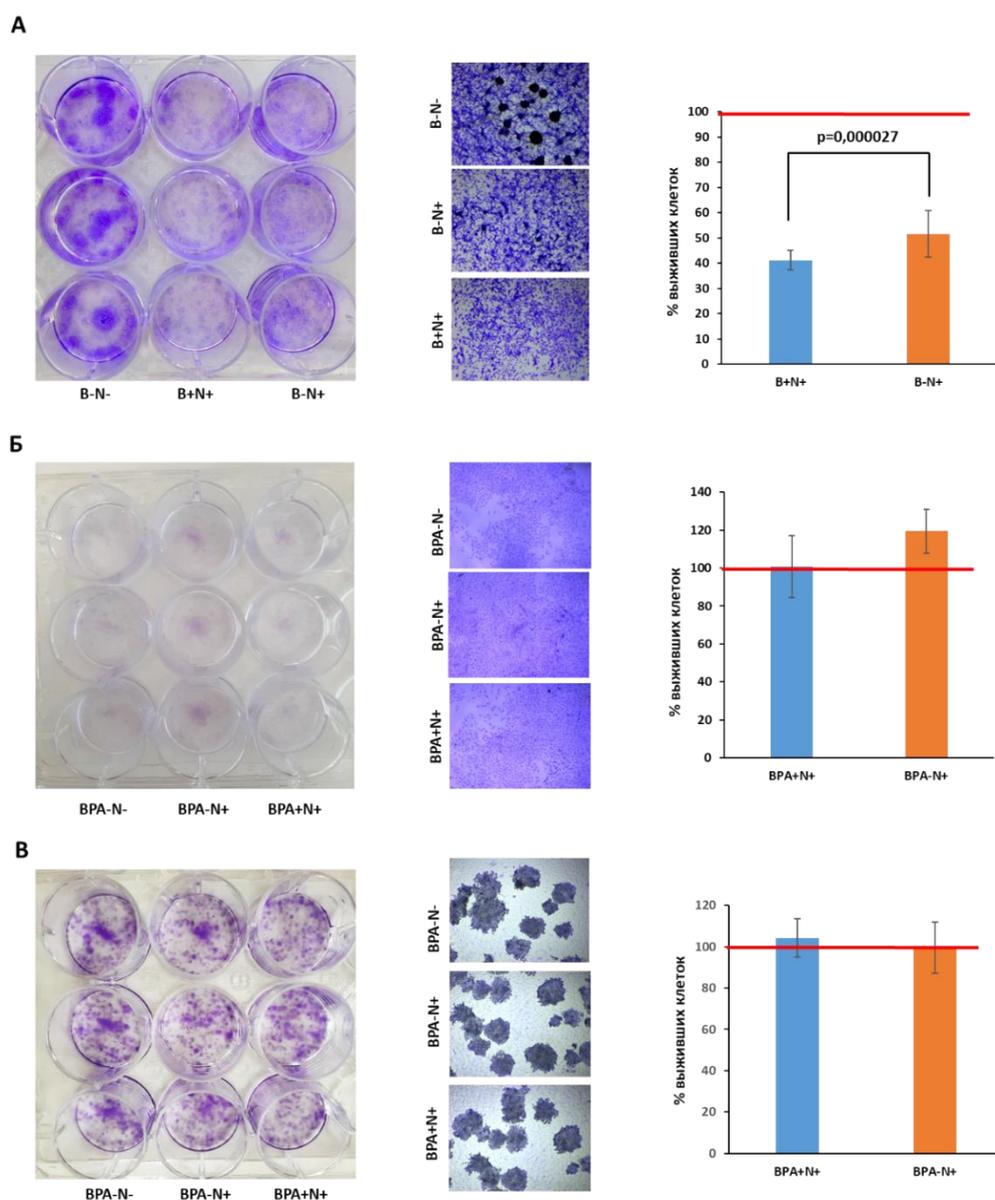


Рисунок 13.3 - Результаты клоногенного теста и выживаемости 3-х клеточных линий А – клеточная линия U87: макрофотография планшета, микрофотографии колоний, результаты МТТ-теста. Б - клеточная линия huFB: макрофотография планшета, микрофотографии колоний, результаты МТТ-теста. В – клеточная линия MCF-7: макрофотография планшета, микрофотографии колоний, результаты МТТ-теста.

Красная линия обозначает 100%

Анализ выживаемости и клоногенной активности нормальных фибробластов человека (huFB) также не выявил отличий в группах облученных клеток с L-BPA и без него от контроля (рисунок 13.3Б).

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, при анализе выживаемости опухолевых клеток после облучения нейтронами были показаны следующие эффекты. Для линии MCF-7 интенсивность облучения была недостаточной для достижения какого-либо терапевтического эффекта, что связано с высоким пролиферативным и репаративным потенциалом клеток. Для линии U87 были достигнуты значимые терапевтические эффекты. К тому же для данных образцов наблюдались заметные различия для группы L-BPA-N+ и L-BPA+N+, что подтверждает наличие в системе тепловых и эпитепловых нейтронов, необходимых для достижения терапевтического эффекта. Токсического воздействия на нормальные клетки (фибробласты кожи человека huFB) выявлено не было.

Подготовлены следующие отчетные документы: Протокол измерений *in vitro*, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.13 Плана-графика.

14 Исследования энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе (ФИАН, Договор №К98-15 от 26.09.2024)

Прогресс в развитии лазерно-плазменных ускорителей [347–349] сделал возможным их применение для целей ядерной физики. В частности, были созданы лазерные источники нейтронов с пиковым выходом до 10^{10} нейтронов/ср за импульс [350, 351], основанные как на низкопороговых ядерных реакциях синтеза [350–353], так и на реакциях фоторасщепления [354–358]. Последние имеют больший энергетический порог и были реализованы в основном на лазерных системах с мощностью >20 ТВт. Однако, пучки электронов с энергией в ~ 10 МэВ, требуемые для эффективного возбуждения реакций фоторасщепления тяжёлых элементов (Pb, W, Ta и др.) могут быть получены на компактных лазерных системах ТВт уровня [359–361], в том числе работающих на кГц частоте повторения [362]. Использование лазерных систем с высокой частотой повторения позволит в будущем существенно увеличить поток нейтронов, а также увеличить статистику регистрируемых событий.

С другой стороны, ядерные реакции фоторасщепления и захвата нейтронов представляют интерес для задач ядерной астрофизики (s-, r-, p-процессы) [363, 364]. Для их изучения успешно применяется лазерный комптоновский источник [364–366], обладающий интенсивным ($\sim 10^4$ квантов/с/эВ), перестраиваемым ($\sim 1-100$ МэВ), квазимонохроматическим ($\sim 10^{-2}$) излучением [367]. Однако, измерение сечений таких реакций может быть проведено и с помощью тормозного [368] или нейтронного [369] излучения лазерно-плазменного источника.

При решении практических или исследовательских задач, важно знать энергетический спектр нейтронного источника. Обычно для его измерения используются время-пролётный метод, основанный на разнице во времени пролёта расстояния от источника до детектора нейтронов с разными кинетическими энергиями. Для прямого измерения спектра этим методом детектор должен работать в режиме счёта нейтронов. Поскольку, при измерениях в токовом режиме должны быть скомпенсированы искажения связанные с наложением регистрируемых импульсов и зависимостью чувствительности детектора от энергии нейтронов [370, 371]. Отметим, что существует всего несколько работ [354, 356, 358], в которых приведён спектр нейтронов, генерируемых в реакциях фоторасщепления, возбуждаемых лазерно-плазменным источником.

Далее будет рассмотрен источник нейтронов на 1 ТВт лазерной системе с частотой повторения 10 Гц на основе фотоядерных реакций $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ с эффективностью

конверсии $\sim 10^6$ нейтронов/Дж и приведен его энергетический спектр, измеренный времяпролетной методикой в режиме счета нейтронов.

14.1 Избранные реакции фоторасщепления

Сначала рассмотрим некоторые реакции фоторасщепления $(A(\gamma, n)a$ или $\gamma + A \rightarrow a + n$) с низкой пороговой энергией E_γ^{th} . Последняя в системе отсчёта центра инерции (СЦИ) равняется дефекту масс $\Delta M c^2 = (m_a + m_n - m_A)c^2 = -Q$, но в лабораторной системе отсчёта (ЛС) с неподвижной мишенью A она равна [Г4.26]: $E_\gamma^{th} = |Q|(1 + |Q|/(2m_A c^2))$, где Q – энергосодержание ядерной реакции ($Q < 0$ – эндотермическая, $Q > 0$ – экзотермическая), m_A , m_a , m_n – массы покоя ядер A , a и нейтрона n . Оперируя четырёх-векторами энергии и импульса можно получить релятивистское выражения для кинетической энергии T_n нейтрона:

$$T_n = m_n c^2 \cdot \frac{xy + (\cos \theta + \sqrt{x(2y+x) + \cos^2 \theta}) \cos \theta}{y^2 - \cos^2 \theta}, \text{ где} \quad (14.1)$$

$$x = \frac{m_A}{m_n} - 1 + \frac{Q}{2E_\gamma} \left(\frac{m_A + m_a}{m_n} - 1 \right), \quad y = 1 + \frac{m_A c^2}{E_\gamma},$$

E_γ – энергия гамма-кванта, налетающего на мишень A , θ – угол между волновым вектором гамма-кванта и импульсом нейтрона в ЛС. Из приведённых выражений следует что, при энергиях гамма-квантов $E_\gamma < 50$ МэВ кинетическая энергия нейтронов слабо зависит от угла вылета θ даже для лёгких ядер (например, ${}^2_1D(\gamma, n){}^1_1H$), а для тяжёлых ($m_A, m_a \gg m_n$) их распределение практически изотропно по углу θ . Также, для тяжёлых ядер при $E_\gamma < 50$ МэВ с хорошей точностью (для ${}^9_4Be(\gamma, n)2\alpha$ – 10-15%, чем тяжелее, тем точнее) верно равенство: $T_n \cong E_\gamma - |Q|$. Пороги реакций фоторасщепления ядер 2_1D , 9_4Be , W , Pb , ${}^{238}_{92}U$ приведены в Таблица 14.1.

Таблица 14.1 — Пороги реакций фоторасщепления (γ, n) некоторых изотопов.

Элемент	Массовое число изотопа	Изотопная распространён ность, %	E_{γ}^{th} , МэВ	Элемент	Массовое число изотопа	Изотопная распространён ность, %	E_{γ}^{th} , МэВ
H	2	0.0156	2.23	W	180	0.12	8.41
Be	9	100	1.67		182	26.5	8.07
Pb	204	1.4 ± 0.6	8.40		183	14.31	6.19
	206	24.1 ± 3.0	8.09		184	30.64	7.41
	207	22.1 ± 5.0	6.74		186	28.43	7.19
	208	52.4 ± 7.0	7.37	U	238	99.2742	6.15

Наряду с реакциями (γ, n) также протекают реакции ($\gamma, 2n$), ($\gamma, n + p$) и т.д. Такие реакции имеют более высокие пороги и меньшие сечения (см. например [373]). Зависимости сечений реакций фоторасщепления от энергии показаны на рисунке 14.1. В случае элементов Pb и W, сечения приведены для естественного изотопного состава.

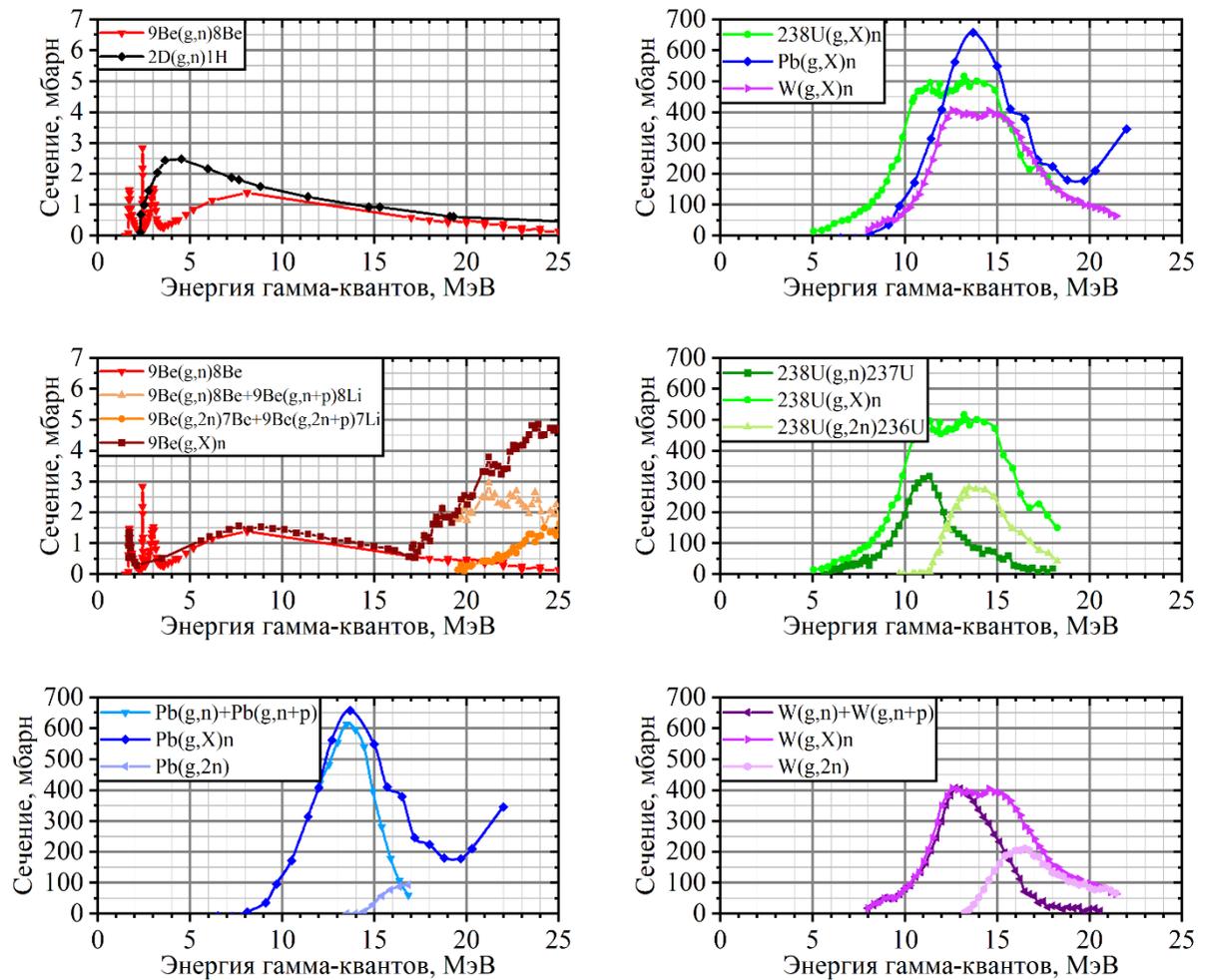


Рисунок 14.1 — Сечения реакций фоторасщепление некоторых элементов (данные взяты из базы данных EXFOR [Г4.28])

Из приведённых сечений видно, что реакции $(\gamma, 2n)$ начинают вносить существенный вклад в выход нейтронов в реакциях фоторасщепления U, Pb и W при энергиях гамма-квантов $>10-15$ МэВ. Сравним также выходы ядерных реакций при экспоненциальном спектре гамма-излучения. По определению сечения σ ядерной реакции, выход нейтронов Y :

$$dY[\text{выстр.}^{-1}] = dN_\gamma/dE [\text{выстр.}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}] \cdot dE [\text{МэВ}^{-1}] \cdot \sigma[\text{см}^2] \cdot n_A[\text{см}^{-3}] \cdot l[\text{см}], \quad \text{где}$$

dN_γ/dE – число налетающих гамма-квантов с энергиями в интервале dE (спектр гамма-квантов), n_A – концентрация ядер изотопа A , l – длина пути взаимодействия; $n_A = \delta_A \rho N_A / \mu$, где δ_A – доля ядер A в веществе мишени, ρ, μ – плотность и молярная масса вещества мишени, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро. При экспоненциальном спектре:

$$dN_\gamma/dE = (1/T_\gamma) \exp(-E/T_\gamma), \quad \text{где } T_\gamma \text{ – температура и } \int_0^\infty (dN_\gamma/dE) dE = 1, \quad \text{получим:}$$

$$Y \propto \int_{E_{th}}^\infty (1/T_\gamma) \exp(-E/T_\gamma) \cdot \sigma \cdot dE \cdot (\delta_A \rho / \mu).$$

На рисунке 14.2 показаны зависимости выхода нейтронов Y реакций фоторасщепления для D, Be, W и Pb с выходом одного (γ, n) и двух ($\gamma, 2n$) нейтронов от температуры T_γ . Реакции ($\gamma, 2n$) начинают вносить вклад в выход нейтронов уже при $T_\gamma > 5$ МэВ.

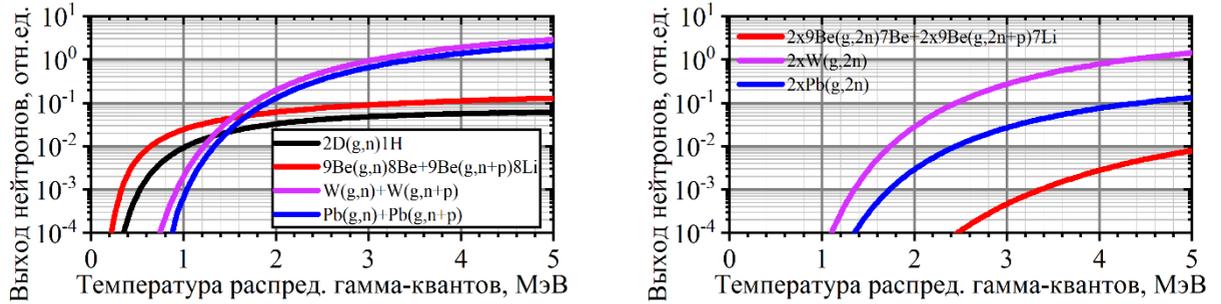
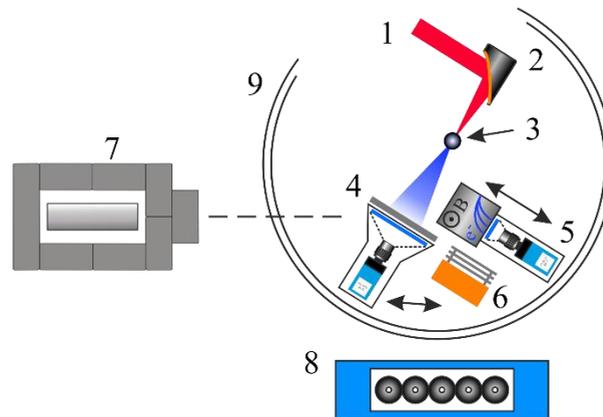


Рисунок 14.2 — Зависимости выхода нейтронов в реакциях фоторасщепления D, Be, W и Pb от температуры спектра при постоянном числе гамма-квантов без их поглощения в мишени

14.2 Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 14.3. Исследования проводились с использованием Ti:Sapphire лазерной системы с пиковой мощностью 1 ТВт.



1. Излучение Ti:Sapphire, 2. Внеосевое параболическое зеркало, 3. Газовая струя, 4. Свинцовый фильтр и экран Lanex, 5. Магнитный спектрометр, 6. Ячейка Фарадея, 7. Времяпролётный детектор, 8. Массив ^3He -счётчиков, 9. Вакуумная камера.

Рисунок 14.3 — Схема экспериментальной установки

Центральная длина волны излучения $\lambda = 805$ нм, частота следования импульсов 10 Гц, излучение имело p -поляризацию. При длительности импульса (FWHM) $\tau = 50 \pm 5$ фс и энергии 70 мДж, расчётная интенсивность I излучения в фокусе достигала $\sim 5 \times 10^{18}$ Вт/см² (нормированный вектор-потенциал $a = 1.5$). Контраст по уровню ASE составлял $\sim 10^{-7}$ (на задержках от -50 до 175 пс).

В качестве мишени использовалась азотная газовая струя. Использовались конусные сопла с диаметрами выходного отверстия 0.2-0.8 мм. Наиболее удобным с точки зрения оптимального профиля концентрации и расхода газа оказалось сопло 0.4 мм. Была собрана схема моторизованного газового редуктора, позволяющая удаленно изменять давление в ходе эксперимента. Для сопла 0.4 мм минимальное давление, при котором наблюдалась генерация электронного пучка, составляло 1.5 бар. Давление свыше 4 бар приводило к чрезмерному расходу газа и ухудшению вакуума в камере взаимодействия. В эксперименте по ускорению электронов сопло было установлено на моторизованный трёхосевой позиционер, позволяющий изменять положение газовой струи в пространстве. Концентрацию и протяженность газовой мишени при постоянном диаметре сопла и давлении в первую очередь определяла высота над срезом сопла. Сечения полученного в интерферометрии профиля для различных высот также приведены на рисунке 4.4. На высоте менее 250 мкм профиль с хорошей точностью может быть аппроксимирован гауссовой функцией.

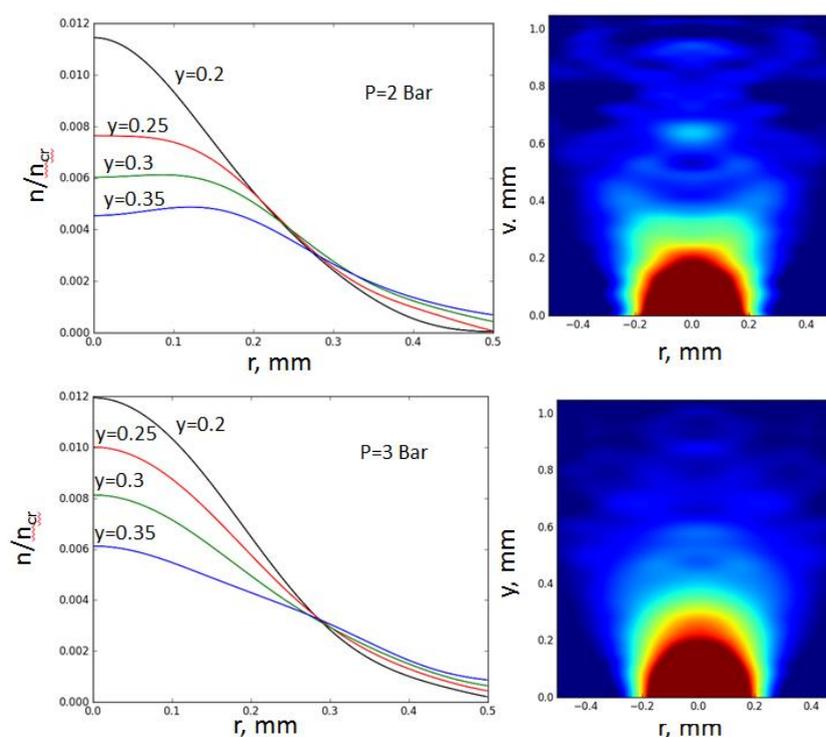


Рисунок 14.4 — Профили концентрации полученные в интерферометрии (справа) и их сечения на различных высотах над соплом (слева) для двух различных давлений: 2 бар (верхний ряд) и 3 бар (нижний ряд).

Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 150 мм (апертура $f/10$) в область, возвышающуюся над срезом сопла на 0.3-

0.5 мм. Эксперименты проводились в вакуумной камере при остаточном давлении газа $\sim 10^{-1}$ Торр.

14.3 Электронный пучок

Пучок электронов, генерируемый в ходе лазерно-плазменного взаимодействия и распространяющийся в направлении прошедшего фемтосекундного импульса, направлялся на экран Lanex для контроля его пространственного распределения, расположенный на расстоянии в 20 см от газовой струи. Перед экраном располагалась свинцовая пластина, толщиной 2 мм, с одной стороны, выполняющая роль фильтра, отсекающего электроны с низкими энергиями (< 5 МэВ), а с другой – мишени-конвертера для генерации тормозного гамма-излучения, которое в этой же пластине инициировало ядерные реакции фоторасщепления свинца $Pb(\gamma, n)$ с выходом нейтронов. Кроме того, в качестве мишени-конвертера для электронного пучка использовались несколько вольфрамовых пластин общей толщиной 12 мм, позволяющие инициировать реакцию $W(\gamma, n)$.

Для измерения энергетического спектра электронного пучка использовался магнитный спектрометр на энергии электронов 1-25 МэВ. Для отклонения электронов были использованы два постоянных неодимовых магнита размером 10x5 см, установленных на магнитопроводе из магнитомягкой электротехнической стали (толщина плит ~ 2.5 см) с зазором 3 см. Добавление магнитопровода было необходимо для повышения однородности поля, а также достигаемой величины магнитного поля B_z . Магнитное поле в зазоре было измерено датчиком Холла, достигало 0.56 Тл и обладало хорошей однородностью по продольной координате.

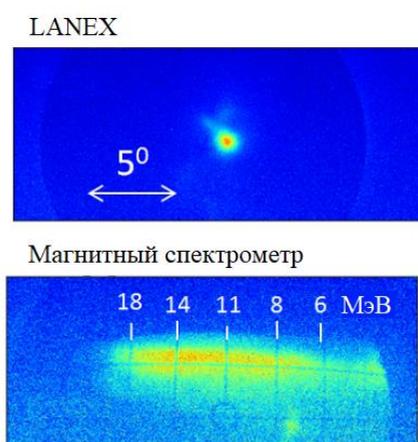


Рисунок 14.5 — Форма электронного пучка и спектр, полученные при оптимальном профиле

Оценка заряда пучка электронов проводилась с помощью чаши Фарадея. Амплитуда напряжения при известной электрической ёмкости конденсаторов, подключенных к чаше, регистрируется на осциллографе и пропорциональна заряду пучка в соответствующем энергетическом диапазоне.

Инжекция электронов в рассматриваемом взаимодействии происходит за счёт опрокидывания плазменных волн, а основным механизмом ускорения является ускорение в продольном поле плазменной волны. Увеличение энергии лазерного импульса до 70 мДж приводит к нарастанию амплитуды плазменной волны. Распад таких волн происходит со значительным захватом собственных электронов волны. Это позволяет увеличить заряд электронного пучка. На рисунке 14.5 приведены параметры электронного пучка, полученные в эксперименте. В результате взаимодействия 1.5 ТВт фемтосекундного импульса газовой мишенью получается пучок с энергиями от 8 до 18 МэВ, расходимостью 1° и зарядом 10 пКл. Спектр прошедшего через плазменную мишень излучения (измеряемый дополнительным оптическим спектрометром) содержит компоненты на длинных волн 900-1100 нм и говорит о наличии самомодуляции лазерного импульса.

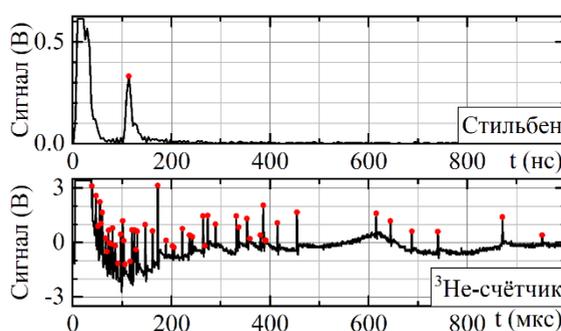
14.4 Регистрация нейтронов

Нами использовалось два подхода для регистрации нейтронов. Для контроля выхода ядерной реакции, нейтроны замедлялись и регистрировались вблизи камеры взаимодействия, тогда как для измерения их энергетического спектра использовался времяпролётный метод, имеющий меньшую чувствительность.

Медленные нейтроны регистрировались массивом из десяти ^3He -счётчиков СНМ-18-1. Пластиковый замедлитель толщиной 7 см, обеспечивающий термализацию нейтронов, располагался сверху и снизу от детекторов. Для снижения фона гамма-излучения, счётчики помещались в короб из свинца с толщиной стенок 5 мм. Вся сборка располагалась под камерой взаимодействия, на расстоянии в 50 см от источника нейтронов. Однако, замедленные нейтроны регистрировались детекторами спустя 50-500 мкс после лазерного импульса. Эффективность регистрации нейтронов сборкой измерялась с помощью калиброванного источника ^{252}Cf и составляла 0.0146%. При помощи кода GEANT с учетом геометрии установки и сведений об электронном спектре было проведено моделирование процессов генерации тормозного излучения и фоторасщепления вольфрама, и был получен коэффициент конверсии электронов в нейтроны в нашей геометрии [375]. Для высокоэнергетичной части спектра ($E > 8$ МэВ) он составляет ~ 10 нейтронов/пКл. Из выхода нейтронов в эксперименте можно таким образом оценить заряд электронного пучка для энергий выше пороговой для фотоядерной

реакции (8 МэВ). Полный выход нейтронов можно оценить, как $\sim 0.3 \times 10^6$ нейтронов/выстрел. Выход нейтронов примерно равный для обеих мишеней из Pb и W.

Быстрые нейтроны регистрировались времяпролётным методом с помощью сцинтилляционного детектора СГНС-25-25 на основе кристалла транс-стильбена диаметром 25 мм и длиной 25 мм и фотоэлектронного умножителя R6094. Детектор располагался на расстоянии в 2.3 м от источника нейтронов и был помещён в клетку Фарадея и свинцовый “домик” с толщиной стенок 5 см для экранирования от электромагнитных помех, создающих первичный шумовой импульс, насыщающий схему регистрации. На пути от источника нейтронов до детектора располагались стальная стенка вакуумной камеры толщиной 8 мм и фронтальная стенка свинцового “домика” толщиной 10 см.



Красными точками отмечены найденные в сигнале нейтронные пики.

Рисунок 14.6 — Типичные сигналы с ^3He -счётчиков (снизу) и времяпролётного детектора (сверху)

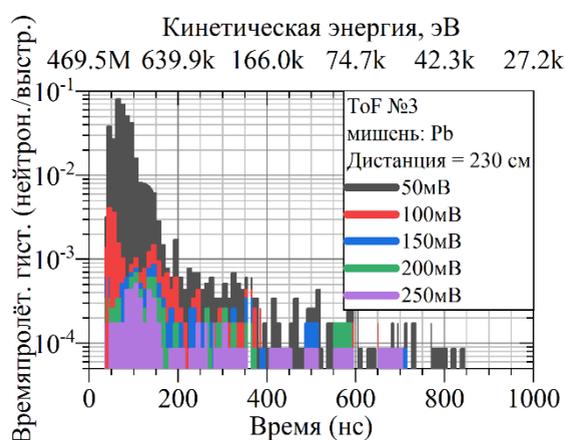


Рисунок 14.7 — Времяпролётные кривые (ToF) при различных пороговых уровнях регистрации импульсов в сигнале

Для оцифровки электрических сигналов с детекторов использовался цифровой осциллограф ЛА-н1USB фирмы “Руднев-Шилаев”, с частотой дискретизации до 0.5 ГГц и разрешением 8 бит, запускаемый по синхроимпульсу от лазерной системы. Примеры

сигналов с ^3He -счётчиков и времяпролётного детектора приведены на рисунке 4.6. Программа для обработки времяпролётных сигналов была написана на языке графического программирования NI LabView. С помощью пикового детектора (ширина пика 4-6 точек) определялись времена пиков (относительно импульса, соответствующего лазерному импульсу) в сигнале выше определённого порога по амплитуде. На их основе строились времяпролётные гистограммы (ToF, шаг гистограммы 10 нс). Для минимизации влияния шумовых импульсов, для дальнейшей обработки выбирались ToF гистограммы с наименьшим порогом по амплитуде, при котором их форма переставала изменяться. Так, например, форма ToF гистограммы на рисунке 4.7 перестаёт изменяться при пороге более 150 мВ, лишь уменьшается количество регистрируемых нейтронов. Наибольшие помехи наблюдаются в области времён <200 нс (энергии >640 кэВ) и связаны с электромагнитными наводками в момент прихода лазерного импульса.

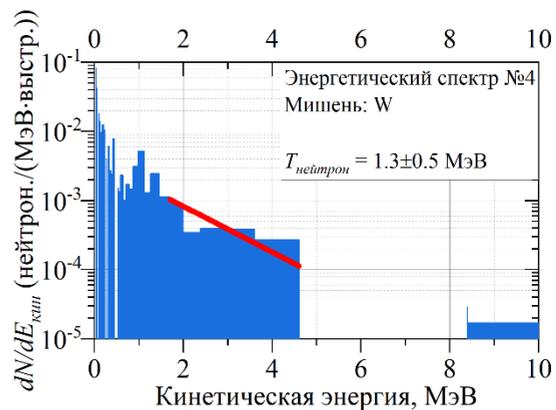
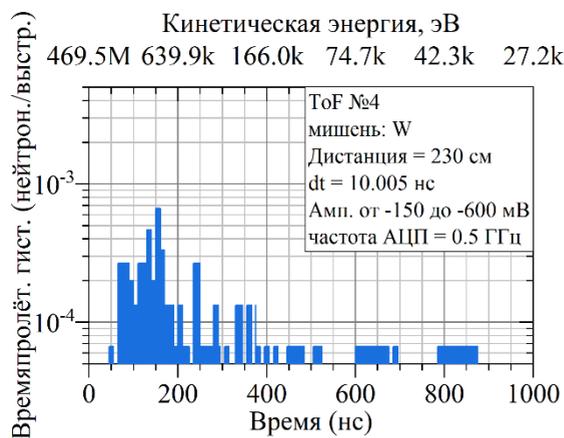
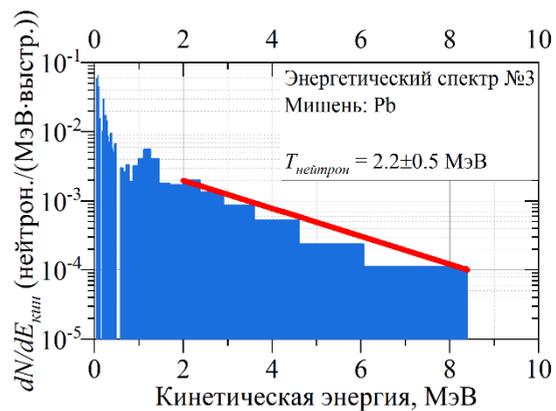
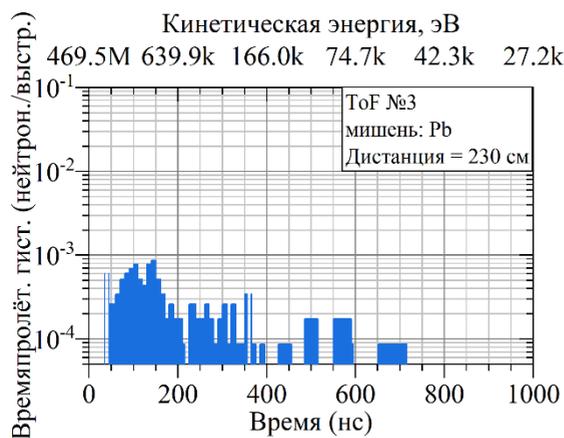
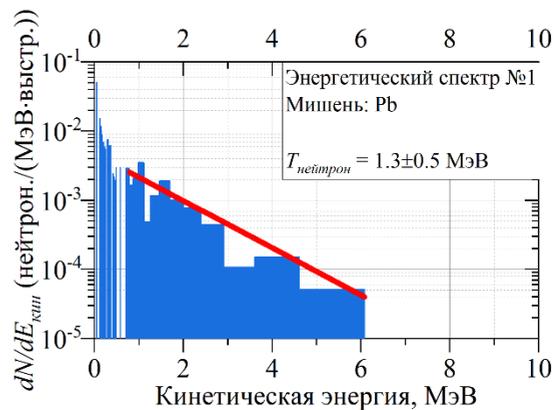
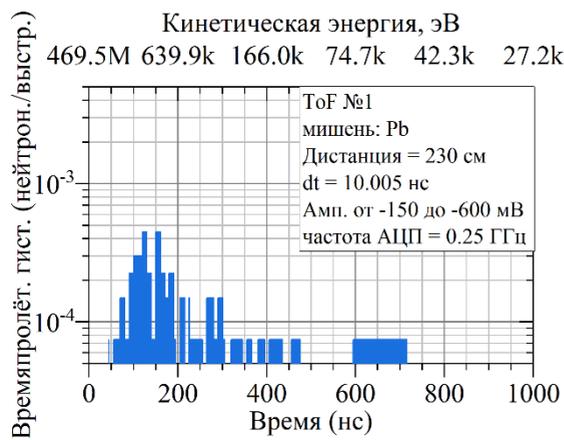


Рисунок 14.8 — Времяпролётные кривые (ТоF) и соответствующие им энергетические спектры нейтронов

Пересчёт ТоF гистограмм в энергетические спектры осуществлялся на основе соотношений:

$$\frac{N_n(T_n)}{\Delta T_n} dT_n = \frac{N_n(t)}{\Delta t} dt; \quad T_n = (\gamma_n - 1)m_n c^2; \quad \gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}}; \quad v_n = \frac{L}{t + t_\gamma}; \quad t_\gamma = \frac{L}{c};$$

(14.2)

где $N_n(T_n)$ и $N(t)$ – число нейтронов в интервалах кинетических энергий $(T_n - \Delta T_n/2, T_n + \Delta T_n/2)$ и времени $(t - \Delta t/2, t + \Delta t/2)$ соответственно, m_n , γ_n , v_n – масса, гамма-фактор и скорость нейтрона соответственно, t_γ – время пролёта расстояния L от плазмы до детектора гамма-квантами, генерируемыми в момент прихода лазерного импульса на мишень. Откуда якобиан перехода от ТоF гистограмм к энергетическим спектрам имеет вид:

$$\frac{N_n(T_n)}{\Delta T_n} = -\frac{N_n(t)}{m_n c^2} \cdot \frac{L}{\Delta t c} \cdot \left(\left(1 + \frac{T_n}{m_n c^2} \right)^2 - 1 \right)^{-3/2}. \quad (14.3)$$

На рисунке 14.8 приведены ТоF гистограммы и соответствующие им энергетические спектры нейтронов для трёх экспериментов: №1 и №3 со свинцовым электронным конвертером и №4 – с конвертером из вольфрама при близких параметрах электронного пучка. Реакции $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ обладают близкими порогами (~ 8 МэВ) и сечениями (600 и 400 мб), что объясняет похожие нейтронные спектры. Нейтроны имеют экспоненциальное распределение по энергии с “температурой” $\sim 1-2$ МэВ и максимальной энергией $\sim 5-8$ МэВ. Последняя хорошо соотносится с разницей между максимальной энергией электронного пучка, которая равна отсечке тормозного спектра гамма-излучения и порогом реакций фоторасщепления ($T_n = T_\gamma - |Q| = 18 - 8 = 10$ МэВ).

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, в разделе представлены результаты исследования энергетического спектра источника нейтронов на 1 ТВт лазерной системе с частотой повторения 10 Гц на основе фотоядерных реакций $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ с эффективностью конверсии $\sim 10^6$ нейтронов/Дж. Используются два подхода: (1) для контроля выхода ядерной реакции, нейтроны замедлялись и регистрировались 3He -счётчиками, (2) для измерения их энергетического спектра использовался времяпролётный метод на основе сцинтиляционных детекторов. Показано, что нейтроны имеют экспоненциальное распределение по энергии с “температурой” $\sim 1-2$ МэВ и максимальной энергией $\sim 5-8$ МэВ.

Подготовлены следующие отчетные документы: Методика измерения спектра фотоядерных нейтронов; Протоколы экспериментальных исследований, представленные в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.14 Плана-графика.

15 Разработка стенда для исследования эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа в МР и ЭУФ диапазонах длин волн. Исследование эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа

Разработка схемы эксперимента для исследования эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа в МР и ЭУФ диапазонах длин волн

Для исследования эмиссионных спектров лазерно-плазменного источника в МР и ЭУФ (мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом) диапазонах длин волн с разработанными нами ранее капсульными мишенями в сравнении со спектрами источника с мишенью в виде газовой струи, истекающей в вакуумный объем, был предложен эксперимент, постановка которого поясняется на рисунке 15.1.

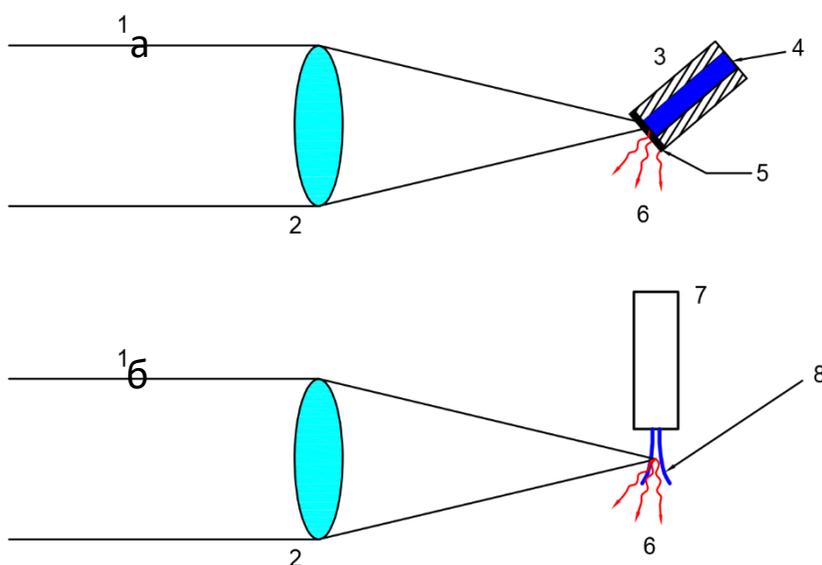


Рисунок 15.1 - Постановка эксперимента по исследованию генерации ЭУФ излучения при лазерном возбуждении. а) капсульной мишени; б) газовой струи. 1 - лазерный луч, 2 – линза, 3 - капсульная мишень, 4 - подача газа, 5 - тонкая пленка, 6 - рентгеновское излучение, 7 - газовое сопло, 8 - газовая струя

Лазерный импульс фокусируется в одном случае на струе истекающего в вакуум газа, а в другом случае в область фокусировки лазерного излучения устанавливается капсульная мишень (поочередно подаются мишени из набора).

В эксперименте задействуется Nd:YAG лазер с энергией в импульсе 0.8 Дж и с длительностью импульса 5 нс, используемая линза позволит тогда достигать интенсивностей в фокусе до $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см² при характерном размере пятна фокусировки 70 мкм. Упрощенно процесс взаимодействия лазерного импульса с капсульной мишенью можно представить следующим образом: передний фронт приходящего импульса

производит разрушение тонкопленочной мембраны, а основная его часть взаимодействует с рабочим газом - происходит многократная ионизация атомов с последующей излучательной рекомбинацией и испусканием фотонов в ЭУФ диапазоне длин волн.

Для изучения эмиссионных свойств необходимо проводить регистрацию ЭУФ излучения. В данном случае поток фотонов предполагается регистрировать с помощью разработанного на предыдущем этапе исследования зеркального спектрометра [376] со сменными зеркалами, перекрывающими диапазон длин волн 6-30 нм. Спектральное разрешение прибора внутри рабочего спектрального диапазона составляет 0.1 - 0.9 нм (в зависимости от спектральной полосы пропускания многослойного рентгеновского зеркала). Прибор оснащен прокалиброванным на синхротроне BESSY II детектором ЭУФ излучения (кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ). Спектральная чувствительность детектора в МР и ЭУФ диапазонах длин волн приведена в [377].

Таким образом, для реализации данного эксперимента используется схема измерений, представленная на рисунке 15.2.

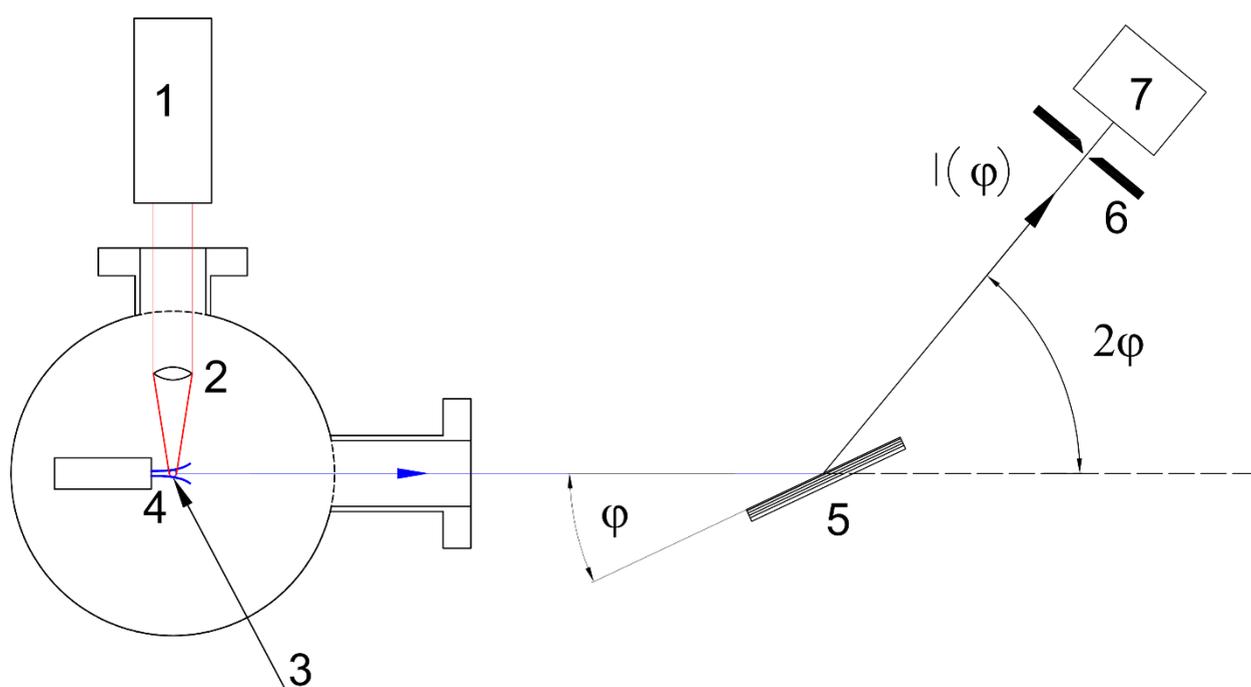


Рисунок 15.2 - Измерительный стенд с зеркальным спектрометром для исследования генерации ЭУФ излучения при лазерном возбуждении. 1 - лазер, 2 – линза, 3 – область фокусировки лазерного импульса, 4 – лазерная мишень (газоструйная или капсульного типа), 5 – многослойное рентгеновское зеркало, 6 – входная апертура детектора с пленочным фильтром, 7 - детектор

Излучение лазера (1) с помощью линзы (2) фокусируется на лазерной мишени (4), в области фокусировки (3) формируется плазма, излучение которой регистрируется спектрометром. Сканирование по спектру осуществляется поворотом многослойного зеркала-монокроматора (5) на некоторый угол φ с одновременным поворотом детектора (7) на угол 2φ от начального положения, соответствующего расположению источника, зеркала и детектора на одной прямой. В этом случае угол падения излучения на многослойное зеркало будет равен углу отражения в направлении детектора. Детектор зарегистрирует сигнал на длине волны, для которой выполняется условие Вульфа-Брэгга:

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

где d – период многослойного зеркала, φ – угол падения излучения, λ – длина волны.

При реализации описанного выше эксперимента крайне желательно заполнять капсулы рабочим газом непосредственно перед их использованием. В противном случае сложно контролировать давление в капсульной мишени, которое в течение времени вакуумной откачки может существенно снизиться из-за диффузии газа через тонкопленочную мембрану. Для устранения указанной проблемы был разработан специализированный стенд.

Стенд для исследования эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа в МР и ЭУФ диапазонах длин волн

Стенд предполагает загрузку в рамках одного цикла вакуумной откачки значительного количества капсул, поочередную подачу мишеней в зону фокусировки лазерного излучения, наполнение каждой капсулы газом после установки в область фокуса – с небольшим временным интервалом до лазерного импульса. Схема стенда представлена на рисунке 15.3.

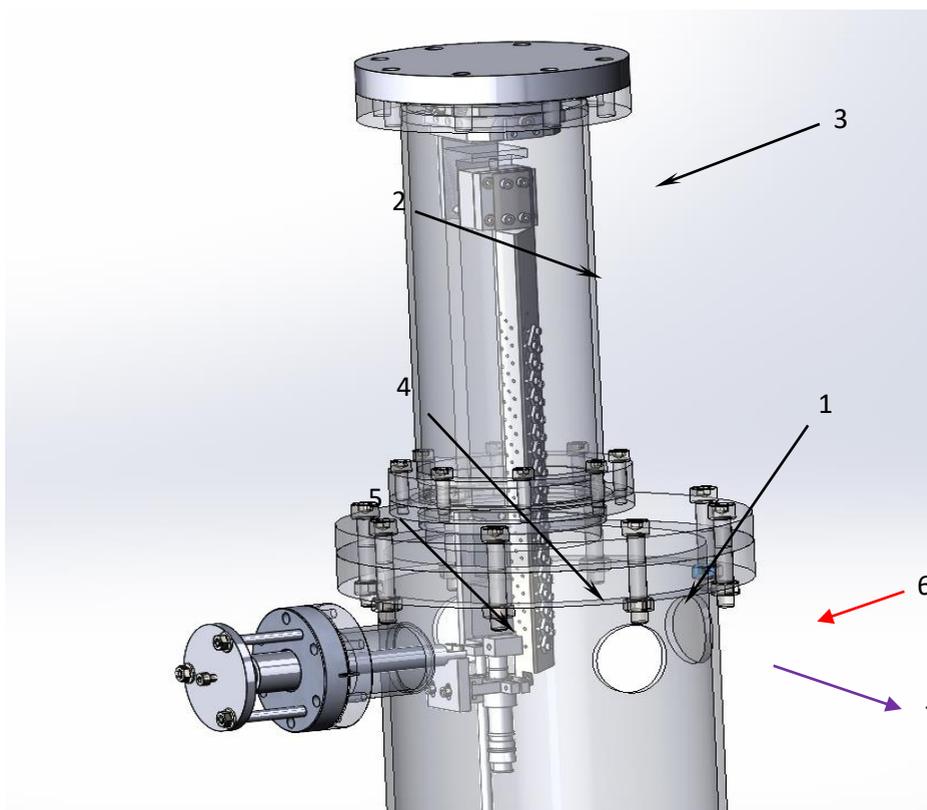


Рисунок 15.3 - 3D визуализация экспериментального стенда для исследования ЭУФ излучения капсульных мишеней. 1 – капсульная мишень, позиционированная в зону фокусировки лазера, 2 – планка с установленным на ней набором капсул, 3 – привод вертикального перемещения планки с мишенями, 4 – газовый клапан, 5 – приводной шток клапана, 6 – ввод лазерного импульса, 7 – вывод импульса ЭУФ излучения мишени на зеркальный спектрометр

Капсульные мишени в количестве 18-ти штук устанавливаются на планке - бруске треугольного сечения, прикрепленном одной своей гранью к платформе линейного моторизованного транслятора. Количество мишеней ограничивается высотой камеры и ходом транслятора. Через две другие грани бруска просверлены сквозные отверстия. С одной стороны в отверстиях посредством прижимных пластин закрепляются капсульные мишени с герметизацией по внешней поверхности цилиндра с помощью резинового уплотнения. Газовый клапан закреплен на приводном штоке, позволяющим плотно прижимать выходное сечение клапана, оснащенное резиновым уплотнением, к хорошо отполированной грани бруска, на которую выходят открытые концы отверстий. Газовая магистраль оснащена тензорезистивным датчиком, позволяющим постоянно контролировать давление в капсуле (датчик не отсекается от объема капсулы по завершении процесса ее наполнения рабочим газом). Наполнение газом мишени осуществляется следующим образом. Капсула с помощью моторизованного линейного

транслятора перемещается в область фокусировки лазерного излучения. Газовый клапан посредством приводного штока подводится к бруску с закрепленными капсульными мишенями и прижимается к нему для обеспечения герметичного соединения. Клапан открывается и производится дозированная подача газа в капсулу, при этом контролируется давление. При достижении требуемого давления происходит закрытие газового клапана, а затем капсульная мишень используется, т.е. облучается лазерным импульсом. Далее процесс повторяется до израсходования всех установленных мишеней.

Разработанный стенд за счет возможностей одновременной загрузки большого числа капсул и оперативной установки желаемого давления газа в капсулах позволит существенно сократить время на регистрацию ЭУФ спектров излучения лазерно-плазменного источника с новым типом мишеней. Для сравнения со спектрами излучения лазерных мишеней в виде газовых струй, истекающих в вакуум, стенд предполагает замену подающего капсулы устройства на стационарно расположенное вблизи области фокусировки лазерного излучения импульсное газовое сопло.

В соответствии со схемой, представленной на рисунке 15.3, был модернизирован стенд для тестирования чувствительных к экстремальному ультрафиолетовому излучению фоторезистов, подробно описанный в [378]. Основной вакуумный объем и лазерная система остались неизменными, были изготовлены узел подачи газа с импульсным газовым клапаном (см. рисунок 15.4) и узел подачи мишеней с моторизованным линейным транслятором (см. рисунок 15.5).

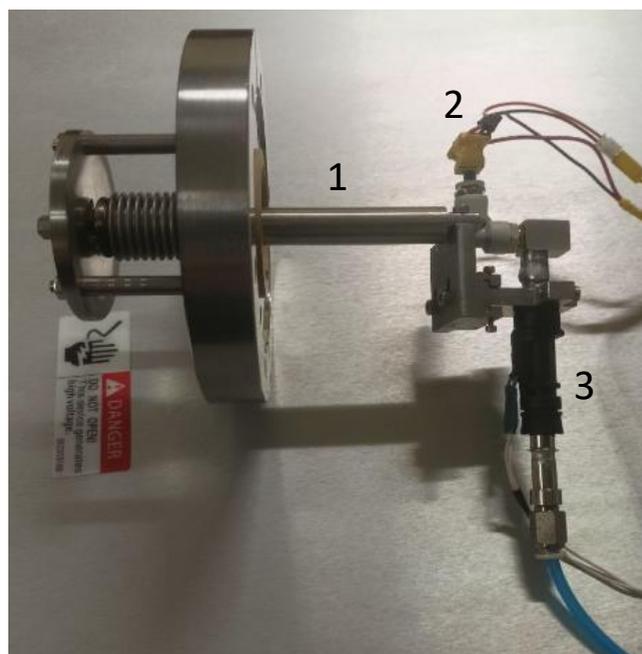


Рисунок 15.4 - Узел подачи газа с импульсным газовым клапаном. 1 – подвижный шток для прижима клапана к бруску с мишенями, 2 – тензорезистивный датчик, 3 – импульсный газовый клапан



Рисунок 15.5 - Узел подачи мишеней с моторизованным линейным транслятором

Фотография модернизированного стенда с установленными на него узлами подачи газа и мишеней представлена на рисунке 15.6.

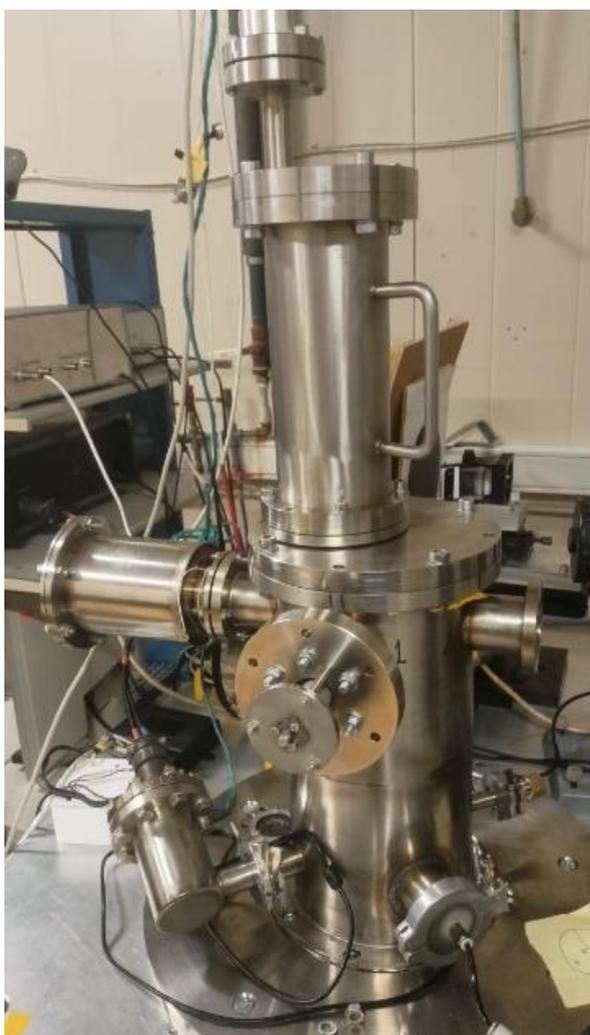


Рисунок 15.6 - Стенд для исследования эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа в МР и ЭУФ диапазонах длин волн

Принцип работы стенда заключается в следующем. Мишень капсульного типа с помощью моторизованного линейного транслятора перемещается в зону фокусировки лазерного излучения. Для контроля попадания лазерного луча в окно капсульной мишени внутри вакуумного объема была смонтирована web-камера, позволяющая наблюдать на поверхности мишени пятно засветки от работы лазерных ламп накачки. Фокус лазерного пучка с хорошей точностью находится в пределах засвечиваемой области. Юстировка узла подачи мишеней была выполнена таким образом, чтобы обеспечить совмещение фокуса с центром окна капсулы (рисунок 15.7). После позиционирования очередной капсульной мишени в зону лазерного воздействия выходное отверстие импульсного газового клапана через уплотнительное кольцо прижимается к отверстию в бруске с мишенями и производится наполнение мишени до необходимого давления, контролируемого по сигналу с тензометрического датчика. Запускается лазерный импульс, разрушающий пленочное окно и разогревающий плазму, которая образуется из

вещества пленки и содержащегося в капсуле газа. ЭУФ излучение плазмы регистрируется зеркальным спектрометром.

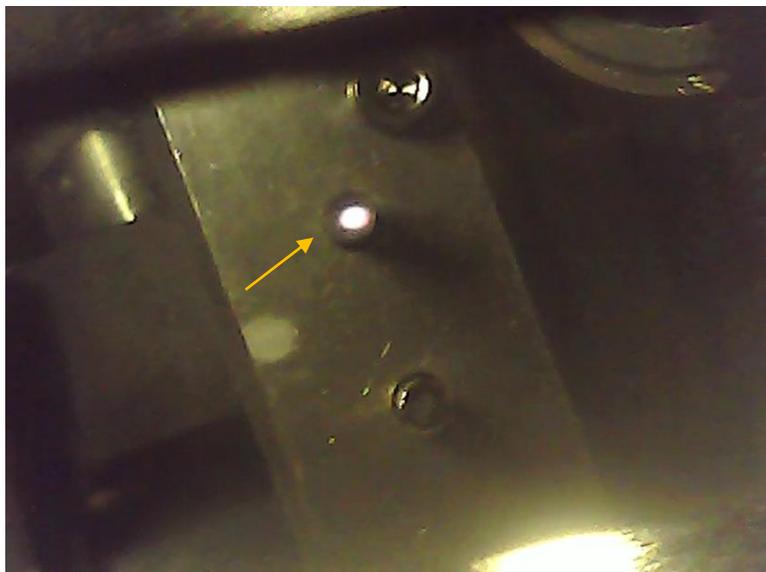


Рисунок 15.7 - Изображение с web-камеры, иллюстрирующее юстировку лазерного луча по центру капсульной мишени (последняя указана стрелкой)

Исследование эмиссионных свойств капсульных, а также газоструйных мишеней проводилось в диапазоне длин волн $\lambda=10-18$ нм. Данный спектральный диапазон наиболее востребован в связи с развитием ЭУФ литографии. Современная технология использует длину волны 13,5 нм [379]; в качестве одной из перспективных в связи с наличием высокоотражающих многослойных зеркал на основе Be рассматривается длина волны 11,2 нм [380].

Для регистрации спектров излучения в диапазоне $\lambda=10-18$ нм спектрометр был оснащен следующими рентгенооптическими элементами. В качестве диспергирующего элемента использовалось многослойное рентгеновское зеркало Mo/Be, с периодом $d=9,83$ нм и число периодов $N=50$. Зависимость коэффициента отражения от длины волны, рассчитанная с помощью программы Multifitting [381] и экспериментально проверенная на нескольких длинах волн с помощью рентгеновского рефлектометра [382] показана на рисунке 15.8а. Для подавления фонового длинноволнового излучения на входе в спектрометр и непосредственно перед детектором устанавливались тонкопленочные абсорбционные фильтры Zr/Ru – многослойные пленки из 42 пар слоев Zr и Ru толщиной, соответственно, 2,5 нм и 1 нм (общая толщина около 150 нм). Спектральные зависимости коэффициента пропускания (расчетная и экспериментально измеренная) представлены на рисунке 15.8б.

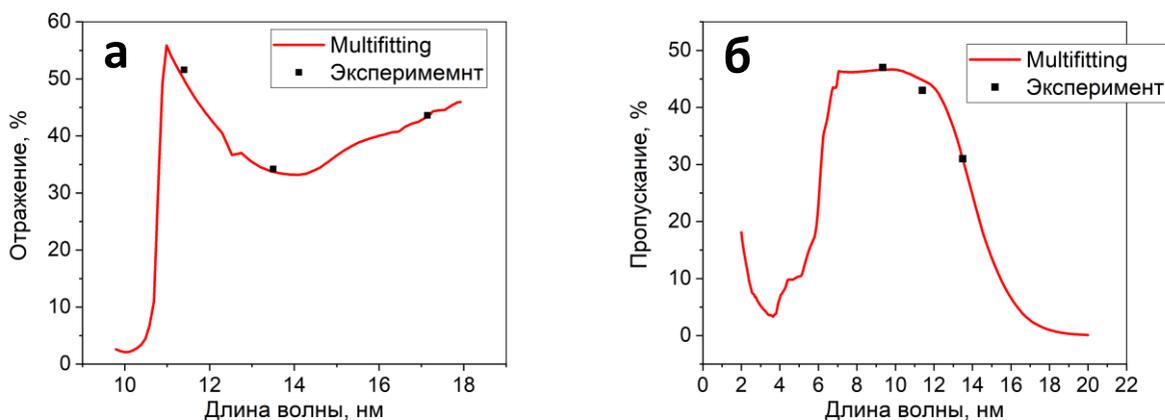


Рисунок 15.8 - спектральные зависимости (а) коэффициента отражения многослойного зеркала Mo/Be ($d=9,83$ нм, $N=50$) и (б) коэффициента пропускания пленочного фильтра Zr/Ru (Zr – 2.5 нм/Ru – 1 нм)*42

Исследование эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа

Чтобы получить представление о соотношении вкладов сигналов от тонкой пленки и от газового наполнения капсулы при лазерном возбуждении, предварительно в область перетяжки лазерного импульса устанавливалась газовая мишень. В этом случае вместо фланца с закрепленным на нем узлом подачи мишеней с моторизованным линейным транслятором на экспериментальный стенд устанавливался фланец с закрепленным на нем импульсным газовым клапаном, на выходе которого было смонтировано коническое газовое сопло. Фотографии фланца с газоструйной мишенью и стенда в соответствующей конфигурации представлены на рисунке 15.9.

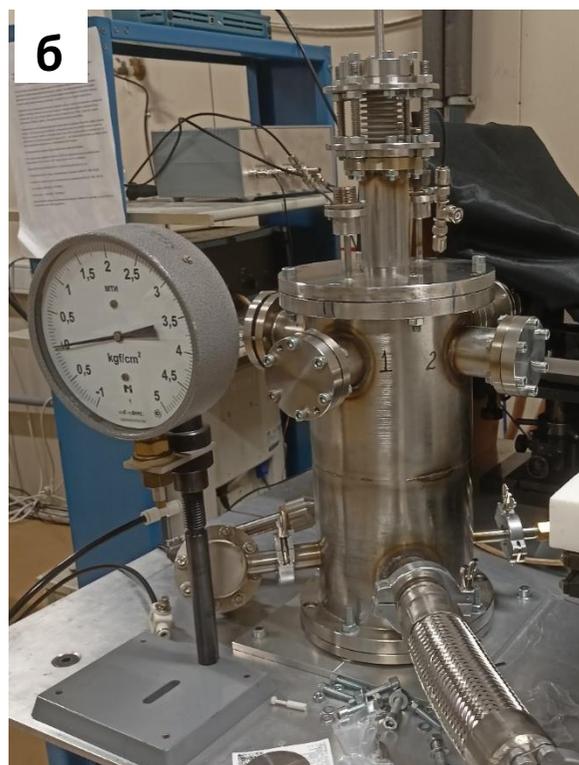


Рисунок 15.9 - Фотографии фланца с газоструйной мишенью и экспериментального стенда в конфигурации с газоструйной мишенью

В рамках работы были проанализированы спектры излучения ряда газовых мишеней, имеющих интенсивные линии в обозначенном выше диапазоне длин волн. На рисунке 15.10 показаны эмиссионные спектры следующих газов: CO₂, Ar, Kr, Xe.

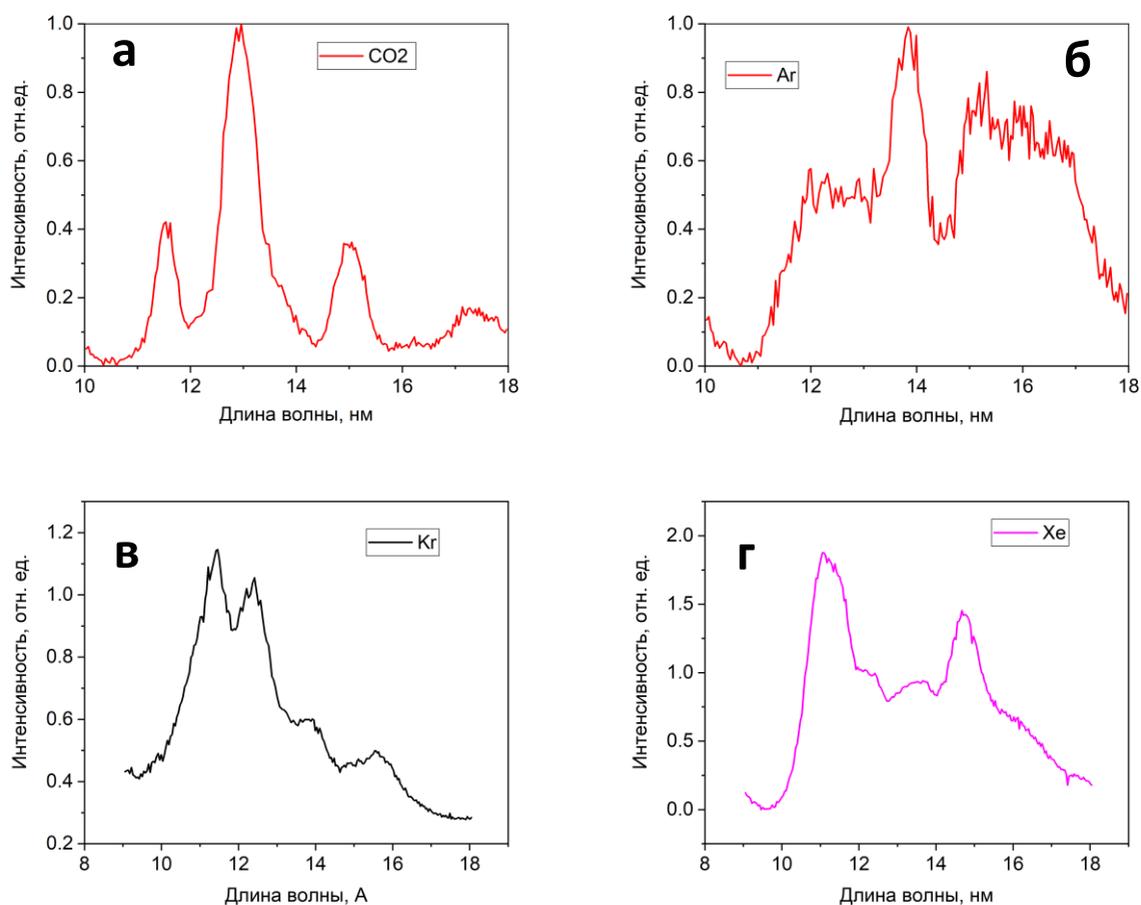


Рисунок 15.10 - Эмиссионные спектры газовых мишеней, снятые с помощью зеркального спектрометра [1]. а) CO₂, б) Ar, в) Kr, г) Xe

Как можно видеть, для газа, состоящего из легких элементов, – углекислоты (CO₂) – спектр состоит из отдельных узких линий, ширина зарегистрированных линий (рисунок 15.10а) заметно больше естественной ширины и определяется спектральным разрешением спектрометра, которое в данном диапазоне длин волн ограничивается полосой пропускания многослойного зеркала Mo/Be и составляет ~ 1,0 нм [383]. Для тяжелых газов характерны спектры, сформированные перекрытием большого количества спектральных линий, распределенных по всему спектральному диапазону измерений.

После анализа зарегистрированных спектров излучения были выбраны спектральные участки с наибольшей интенсивностью высвечивания и сняты зависимости интенсивности от давления на входе в сопло. Сигнал регистрировался от единичного импульса лазера, для этого использовался осциллограф RIGOL MSO8204 с запуском по входящему сигналу, подключенный к выходу детектора ЭУФ спектрометра. Типичный зарегистрированный импульс представлен на рисунке 15.11.

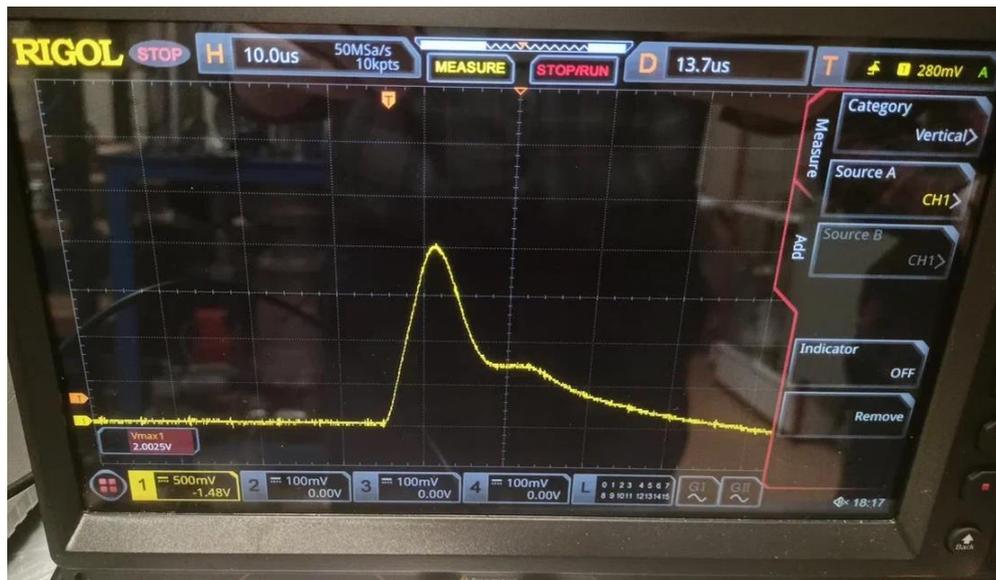


Рисунок 15.11 - Типичный импульс с детектора ЭУФ спектрометра

Зарегистрированные зависимости уровня сигнала от давления на входе в сопло, для Ag на длине волны $\lambda=13,8$ нм, Kr на длине волны $\lambda=11,6$ нм, и Xe на длине волны $\lambda=11,2$ нм, представлены на рисунке 15.12.

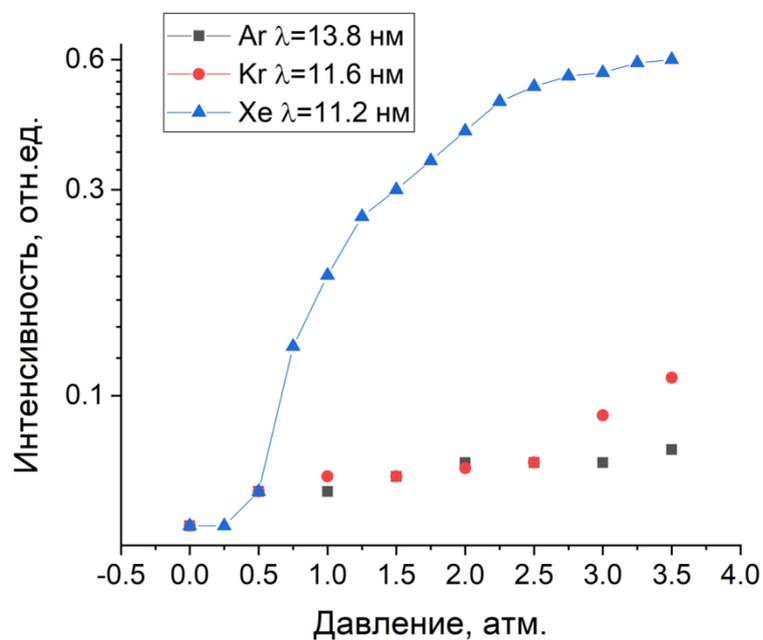


Рисунок 15.12 - Зависимость уровня сигнала от давления на входе в сопло

Как можно видеть, сигнал от Xe мишени существенно (почти на порядок) превосходит сигнал от Kr и Ag, кроме того, наблюдается выход сигнала на плато при давлении выше 2,5 атм., что говорит об ограниченности возможностей используемого лазера для прогрева более плотного газа. Для мишени CO₂ сигнал зарегистрировать не

удалось по причине его низкого уровня. Уровень триггера был ниже уровня наводок от лазерного выстрела на вход осциллографа (уровень наводок в эксперименте составлял 0,05 В), что не позволило зарегистрировать импульсы от лазерной искры.

Таким образом, для экспериментов с капсульными мишенями был выбран инертный газ Хе как обладатель наиболее интенсивного эмиссионного излучения в выбранном диапазоне длин волн.

Далее исследовался сигнал от твердотельных мишеней Мо и Al, поскольку пленки толщиной 150 нм именно из этих материалов были выбраны в качестве окошек для капсульных мишеней на данном этапе исследований. В качестве мишеней использовались столбики из массивного материала с габаритными размерами, полностью соответствующими по размерам капсульным мишеням. Лазерное излучение фокусировалось на торец столбика и регистрировался сигнал от возникающей лазерной искры. Значения сигнала (в тех же единицах, что и для газовых мишеней (см. рисунок 15.12), от данных материалов на выбранных длинах волн показаны в таблице 15.1.

Таблица 15.1 - Интенсивность излучения твердотельной мишени на выбранных длинах волн

Материал	$\lambda=11,2$ нм	$\lambda=13,0$ нм	$\lambda=13,8$ нм	$\lambda=15,0$ нм
Al	1.3	4.1	1.1	0.44
Mo	4.4	4.7	5.0	4.4

Как можно видеть, сигнал от твердотельной мишени при тех же условиях эксперимента практически на порядок превосходит сигнал от газоструйной мишени (при давлении ксенона на входе 1 – 2 атм, сопоставимом с пределом прочности тонкопленочных окон изготовленных капсул).

Далее проводился эксперимент по регистрации излучения от капсульных мишеней с наполнением газом Хе.

Предварительно была проверена калибровка используемого тензорезистивного датчика давления MPS20N0040D-S. На рисунке 15.13 приведена экспериментально полученная характеристика датчика, оснащенного дополнительным усилителем, - она демонстрирует хорошую линейность зависимости выходного напряжения от давления.

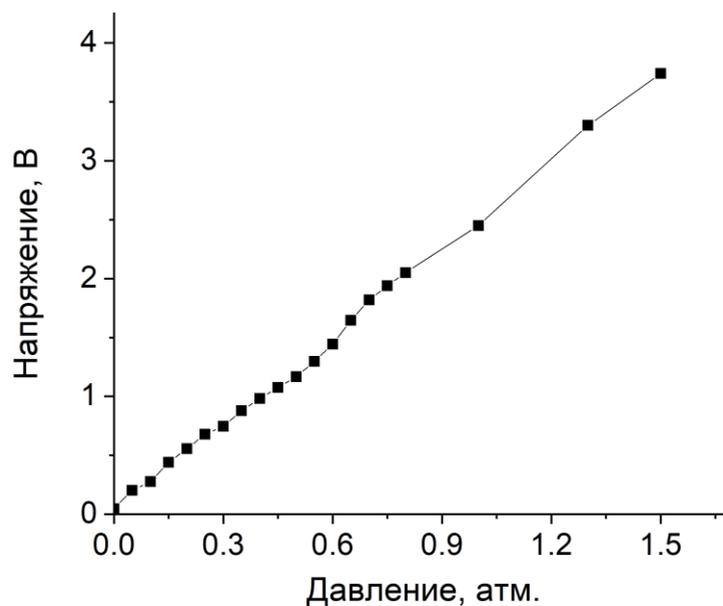


Рисунок 15.13 - Зависимость напряжения на выходе тензорезистивного датчика MPS20N0040D-S от давления

Во всех экспериментах внутри капсулы создавалось давление, близкое к предельному для данной пленочной мембраны. Для этого перед проведением экспериментов была проведена проверка максимального давления, которое выдерживают Mo и Al пленки. Для пленки Mo предельное давление составило 1,4 атм (3,5 В), для пленки Al – 0,55 атм (1,3 В).

Далее были проведены серии экспериментов по регистрации сигнала эмиссионного излучения от капсульных мишеней с Mo и Al пленочными окошками. Фотография узла подачи мишеней с установленными на нем капсульными мишенями представлена на рисунке 15.14.



Рисунок 15.14 - Узел подачи мишеней с установленными на нем капсульными мишенями

Сигнал поочередно регистрировался от наполненной газом (Xe) мишени и от пустой капсулы, что соответствовало сигналу от самого пленочного окошка. Результаты эксперимента представлены в таблице 15.2.

Таблица 15.2 - Интенсивность излучения капсульных мишеней на длине волны $\lambda=11,2$ нм

Мишень	\bar{U} , В	SD, В
Al (пустая)	1,128	0,084
Al (Xe, P=0,55 атм)	1,251	0,068
Mo (пустая)	1,15	0,06
Mo (Xe, P=1,4 атм)	1,272	0,081

Как можно видеть, основную долю (около 90%) в зарегистрированном сигнале от капсульной мишени составляет излучение от пленочного окошка. Это связано с тем, что для материала окошка были выбраны элементы (Al и Mo), которые имеют интенсивные линии в окрестности исследуемой полосы излучения Xe. При этом зарегистрированный сигнал от самих пленочных мишеней (окошек пустых капсульных мишеней) имеет близкое значение, но есть одно существенное отличие. Для легкого элемента Al (алюминия) сигнал практически равен сигналу от массивного материала, в то время как для тяжелого Mo (молибдена) сигнал почти в 3 раза меньше сигнала от массивного материала. Однозначное понимание этого различия не может быть достигнуто на основе единичного экспериментального факта. Одно из возможных объяснений состоит в том, что при использовании Al мишени спектр эмиссионных линий достаточно разрежен и

вблизи длины волны 11,2 нм высвечиваются ионы только определенной кратности. Поэтому для получения максимального сигнала необходимо достаточно точное согласование параметров лазера с количеством вещества, образующего излучающую плазму (при переизбытке вещества плазменный факел не прогревается до необходимой температуры). При использовании молибдена вклад в сигнал дают ионы различных кратностей, выход ЭУФ излучения растет за счет транспорта в плазму дополнительного вещества мишени.

Сигнал от газонаполненной капсульной мишени в обоих случаях лишь на 10% превышает сигнал от пленочного окошка, при этом добавка к сигналу от пленки в обоих случаях составляет около 0,12 В, хотя давление внутри капсулы при этом отличается почти в 3 раза. Это может быть связано с тем, что плазма, образовавшаяся при абляции пленки из Al, значительно слабее поглощает ЭУФ излучение, испускаемое расположенными позади ионами Хе. В случае использования в качестве окна капсулы пленки из Mo имеет место более сильное поглощение излучения ксеноновой плазмы, что нивелирует эффект увеличения эмиссии из-за более высокого давления газа.

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, показано, что при использовании капсульных мишеней в ЭУФ источниках излучения газовое наполнение капсул может давать заметный вклад в общий выход излучения. Протестировано конструктивное решение мишеней с диаметром около 2 мм и окнами из Al или Mo толщиной около 200 нм; приращение сигнала составило около 10% при наполнении капсул ксеноном (и должно быть еще менее заметно при наполнении легкими газами). Для достижения более заметного эффекта должны быть приняты меры по увеличению давления газа в капсуле (уменьшение диаметра окна), а также необходим оптимальный выбор материала пленки – это должен быть легкий материал с разреженным ЭУФ спектром, не имеющим ярких линий в той спектральной области, где излучает газ (идеальным вариантом видится бериллий). Еще один, более сложный в техническом отношении, способ разделить ЭУФ излучение окна капсулы и газового содержимого заключается в использовании разрушающего окна предимпульса. В частности, этот способ может быть реализован путем деления лазерного импульса на два и введения дополнительной задержки.

Подготовлены следующие отчетные документы: Акт изготовления стенда; Программа и методика исследований эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа; Протокол исследований, представленные в числе подтверждающих документов к настоящему отчету. Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.15 Плана-графика.

По результатам работ, выполненных по п.4.1.15 Плана-графика и представленных в настоящем разделе отчета, подготовлена **Технология изготовления капсульных мишеней.**

Представленная технология изготовления капсульных мишеней пригодна для экспериментальной реализации режима релятивистского самозахвата света, являющегося одним из наиболее эффективных режимов лазерно-плазменного ускорения. Кроме того, того, капсульные мишени могут применяться и в задачах генерации излучения в диапазоне мягкого рентгена и экстремального ультрафиолета, что является важной технологической задачей при создании рентгеновских литографов.

Актуальность технологии.

Недавно коллективом участников настоящего проекта, с помощью численного моделирования и теоретических оценок, был найден способ эффективного ускорения пучка электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. Этот режим, являющийся переходным между LWFA и DLA режимами, обеспечивает чрезвычайно высокую эффективность конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных электронов и синхротронного излучения (эффективность перекачки энергии из лазерной энергии в энергию ускоренных электронов достигает 60%), но требует весьма точного подбора параметров лазерно-плазменных мишеней.

Основные **требования** на параметры мишени:

- толщина слоя плазмы ($\gg 0,1$ мм);
- концентрация электронов ($10^{19} - 10^{20}$ см⁻³);
- профиль плазмы – однородный, граница между плазмой и вакуумом обеспечивается тонкими стенками (толщина $\ll 1$ мкм), количество материала стенки должно быть много меньше количества материала газовой мишени.

В ходе четвертого этапа проекта разработана технология производства газонаполненных мишеней капсульного типа, пригодных в качестве мишеней для реализации режима релятивистского самозахвата света. Описание технологического маршрута производства таких мишеней представлено в виде **приложения к данному разделу**. Кроме того, в виде **приложения** представлен **протокол** тестирования капсульных мишеней для другой задачи, связанной с генерацией излучения в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах. Показано, что при использовании капсульных мишеней в ЭУФ источниках излучения газовое наполнение капсул может давать заметный вклад в общий выход излучения. В частности, при использовании мишеней диаметром около 2 мм и окнами из Al или Mo толщиной около 200 нм приращение

сигнала составило около 10% при наполнении капсул ксеноном. Предложены способы увеличения яркости ЭУФ излучения от капсульных мишеней. Результаты тестирования капсульных мишеней для генерации ЭУФ и МР излучения представлены в протоколе исследований, приложенном к разделу 15.

В приведенном в виде приложения к данному разделу отчета технологическом маршруте описаны этапы производства тонкостенных капсульных мишеней из Mo и Al. Капсульные мишени представляют собой свободновисящую пленку алюминия или молибдена толщиной от 150 до 200 нм, приклеенную к одному из торцов полой металлической трубки.

Требования к процессу изготовления капсульной мишени.

1. Требования к подложке: должна быть изготовлена из полированного кремния и иметь Ø100 мм.
2. Требования на жертвенный слой: должен состоять из алюминия (99.95% чистоты) или магния (99,5% чистоты).
3. Требования к упрочняющему слою из полистирола: толщина упрочняющего слоя полистирола должна составлять около 100 нм.
4. Требования к капиллярным трубкам, применяемым для изготовления капсульных мишеней: латунная трубка (2×0,225 Л96 ГОСТ 2624- 2016) длиной порядка 12,5 мм (зависит от назначения капсульной мишени).
5. Требования к присоединению жертвенного слоя к трубке: клеевое соединение с использованием клея низкой вязкости (например, эпоксидного клея Araldite 2020).

Результаты использования технологии

Результаты использования предложенной технологии для изготовления капсульных мишеней и их использования для генерации ЭУФ излучения представлены в виде программы и методики исследований эмиссионных характеристик мишеней капсульного типа и протокола исследований.

Перспективы внедрения технологии

Предложенная технология изготовления капсульных мишеней может быть использована для решения ряда прикладных и фундаментальных задач.

1. Увеличение эффективности генерации ЭУФ и МР излучения для задач литографии и радиографии.

Важными ограничивающими факторами при увеличении яркости лазерно-плазменных ЭУФ источников являются: поглощение ЭУФ излучения внешними слоями газа и увеличение частоты следования импульсов излучения. Оба эти фактора в

значительной степени связаны с традиционным использованием газовых струй в качестве мишеней. Неидеальный профиль струи с обширным газовым ореолом, а также большое количество газа, выпускаемого в вакуумную камеру, приводят к поглощению ЭУФ излучения фоновым газом и очень высокими требованиями на откачку вакуумной камеры. Использование капсульных мишеней позволит ликвидировать газовый ореол и уменьшить объем выпускаемого газа, что позволит заметно увеличить эффективность лазерно-плазменных ЭУФ источников.

2. Увеличение эффективности лазерно-плазменных ускорителей электронов и вторичных источников излучения путем перехода к режиму релятивистского самозахвата света.

Использование капсульных мишеней позволит впервые реализовать в эксперименте этот высокоэффективный режим лазерно-плазменного взаимодействия, позволяющий достичь высокой эффективности конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных электронов. Это позволит достичь мульти-нКл мульти-МэВ электронных пучков, которые могут использоваться для эффективной генерации тормозного излучения. Кроме того, согласно численному моделированию, этот режим обеспечивает уникальную яркость бетатронного излучения, превышающую яркость даже современных синхротронных источников. Таким образом, успешная реализация этого режима лазерно-плазменного взаимодействия с использованием предложенных капсульных мишеней позволит существенно продвинуться в создании лазерно-плазменных ускорителей и источников рентгеновского излучения.

Разработчики технологии: ИПФ РАН.

Организации, на базе которых может осуществляться внедрение технологии:

внедрение технологии капсульных мишеней возможно в организациях, занимающихся разработкой и созданием источников ЭУФ излучения: ИФМ РАН, ИС РАН, ФИАН, РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина, РФЯЦ-ВНИИЭФ, НИЦ «Курчатовский Институт», а также в организациях, занимающихся исследованиями в области лазерно-плазменного ускорения электронов: ИПФ РАН, РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина, НИЦ «Курчатовский Институт», ОИВТ.

Выводы по результатам раздела

Результаты данного раздела подтверждают разработку технологии изготовления капсульных мишеней в рамках работ по Соглашению №075-15-2021-1361.

Подтверждающие документы, приложенные к настоящему отчету: Технологический маршрут изготовления образцов капсульных мишеней, протокол исследований (см. также раздел 15).

16 Разработка инновационной докритической лазерно-плазменной мишени с магнитным удержанием

Стабильность и эффективность процесса лазерно-плазменного ускорения электронов напрямую зависит от времени взаимодействия лазерного импульса с плазмой. Это в свою очередь зависит от того, как развиваются эффекты самоканалирования лазерного импульса во время взаимодействия. Неоднократно численно и экспериментально показано, что в режиме кильватерного ускорения наилучшая эффективность ускорения достигается при выполнении условия согласования поперечных и продольных размеров лазерного импульса и характерных параметров плазмы [384, 385].

Наилучшим образом достичь выполнения условия согласования можно в волноводной геометрии взаимодействия. Обычно это реализуют при помощи разреженных плазменных каналов, что в экспериментах позволяет получать пучки электронов с энергиями свыше 10 ГэВ и зарядами десятки пКл [386, 387], однако генерация пучков происходит с низкой повторяемостью. Кроме того, схема эксперимента, в том числе устройство мишени, оказывается сложной для реализации и вряд ли может похвастаться компактностью. Получение высоких зарядов пучка при высокой плотности мишеней в такой геометрии невозможно.

Обеспечить устойчивое и продолжительное распространение лазерного импульса в плазме большей плотности возможно в режиме самозахвата лазерного излучения [388]. Работы показывают, что можно добиться большей эффективности, в частности возможно получение гораздо больших зарядов пучков при масштабах гораздо меньших. Это возможно благодаря формированию условий для существования лазерного импульса в виде солитона, который способен распространяться далее релеевской длины. Происходит уравнивание дифракционной расходимости релятивистской нелинейностью среды.

Как показывают расчеты, для реализации такого режима наиболее оптимальным образом необходимо наличие резкой плазменной границы, однородного профиля плазмы [389], в то же время в случае неоднородной плазмы, т.е. при существенном плазменном градиенте, правильный выбор положения фокуса относительно границы позволяет приблизиться к оптимальному случаю [390]. Твердотельные мишени применить нельзя в силу их высокой плотности. Мишени околосубкритической плотности на сегодняшний день требуют дополнительной предионизации, обеспечивающей гомогенизацию мишени и установление целевой плотности [391]. Поскольку это происходит на временах порядка

нс, граница мишени успевает значительно расплыться. Использование газовых мишеней в виде газовых ячеек, струй с формированием ударных волн [389] или манипулирование профилем плазмы [393-395] также не обеспечивает резкой границы. Все это говорит о необходимости создания нового вида мишеней.

Предлагается в качестве мишеней с резким градиентом использовать лазерную плазму, распространяющуюся во внешних магнитных полях. Такую плазму предлагается создавать методом облучения твердотельных мишеней мощными наносекундными импульсами. Такая плазма имеет значительную температуру электронов порядка 100 эВ, следовательно, имеет высокую проводимость и магнитный Рейнольдс $Rm \gg 1$ [396]. Известно, что в рамках идеальной МГД магнитное поле не способно проникать в такую плазму. Следовательно, при условии соизмеримых давлений плазмы и магнитного поля в области взаимодействия образуется резкая граница с масштабом менее 50 мкм. Это также можно показать на результатах численного исследования, проведенного при помощи 3D МГД-радиационным кодом FLASH [397]. В моделировании лазерный импульс с энергией 10 Дж и длительностью 1 нс ионизировал и нагревал твердотельную мишень из полистерола (столкновительный нагрев). Ионизированная плазма расширилась во внешнее магнитное поле 10 Тл, направленное вдоль оси x (Рисунок 16.1). Для устойчивости численной схемы пространство вне мишени заполнялось остаточным газом (Гелий) с концентрацией менее 10^{17} см⁻³. В расчетах учитывался радиационный перенос, отличие в температуре электронов и ионов, а также конечная проводимость плазмы. При разлете плазмы наблюдается образование плазменной каверны, топология которой отличается в плоскостях поперек магнитного поля и параллельно магнитному полю.

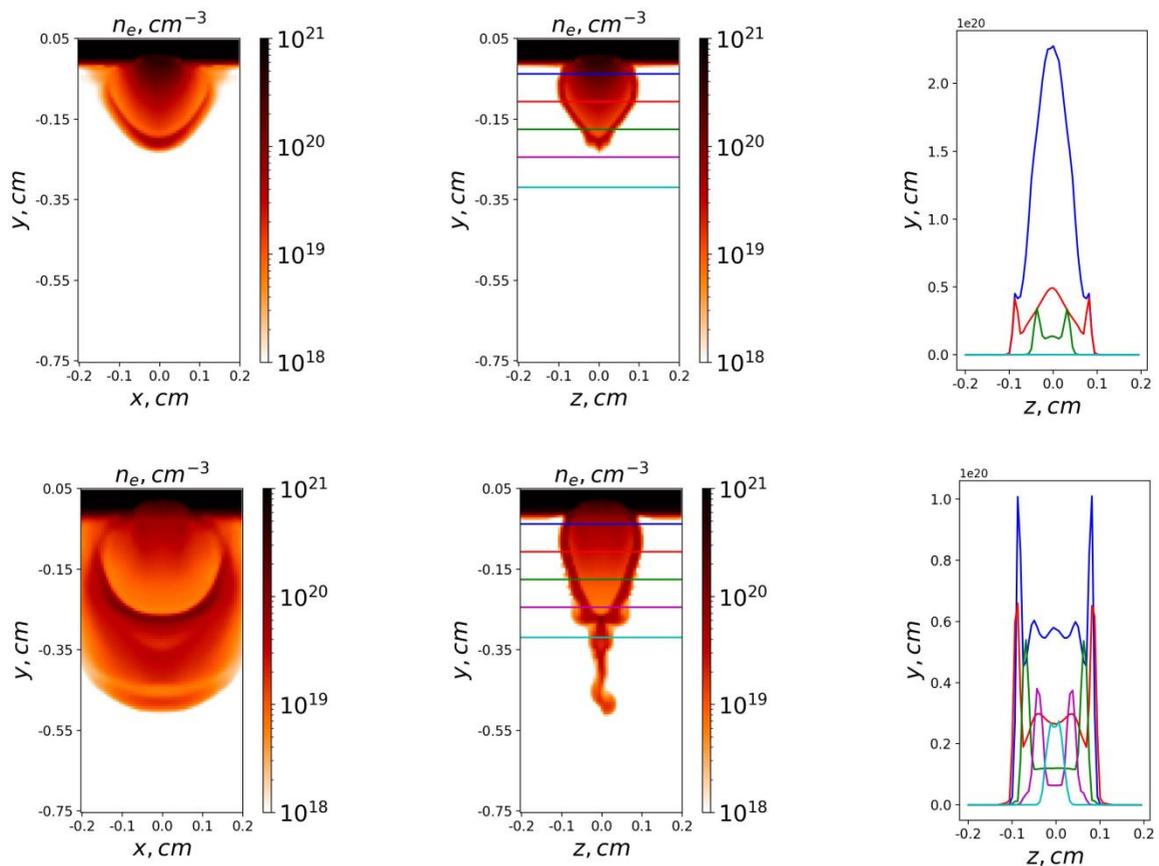


Рисунок 16.1 - Моделирование разлета лазерной нс-плазмы в однородное магнитное поле. Верхний ряд – через 4 нс после облучения мишени нс-импульсом, нижний ряд – через 10 нс. Левый столбец – распределение плотности электронов в плоскости магнитных силовых линий; средний столбец – распределение плотности электронов в перпендикулярной силовым линиям плоскости; правый столбец – сечения плотности электронов из среднего столбца, построенные с шагом 0.07 см начиная от поверхности мишени

Как можно заметить, в расчетах толщина «оболочки» плазменной каверны составляет около сотни микрометров. Однако толщина «ударных» границ в численном моделировании значительно увеличена в результате численной диссипативности плазмы, связанной с низким разрешением для 3D расчета. Данной диссипация является искусственной, что подтверждается толщиной границ каверны в эксперименте (см. рисунки 16.4 – 16.5). Также внутри каверны есть области с однородным профилем, с модулированным профилем. Кроме того профиль плазмы в разных сечениях, то есть на разных расстояниях от нс мишени, разный, что позволяет использовать «гибко» использовать такие мишени. Внутри каверны магнитное поле практически отсутствует, что гарантирует отсутствие магнитных эффектов при взаимодействии фс-лазерных импульсов с такой плазмой.

Таким образом, предлагается использовать описанное свойство лазерной плазмы для создания мишеней с резким градиентом концентрации. Для создания подобных мишеней и исследования их свойств был проведен эксперимент.

На рисунке 16.2 приведена схема эксперимента по исследованию формирования мишеней с магнитным удержанием.

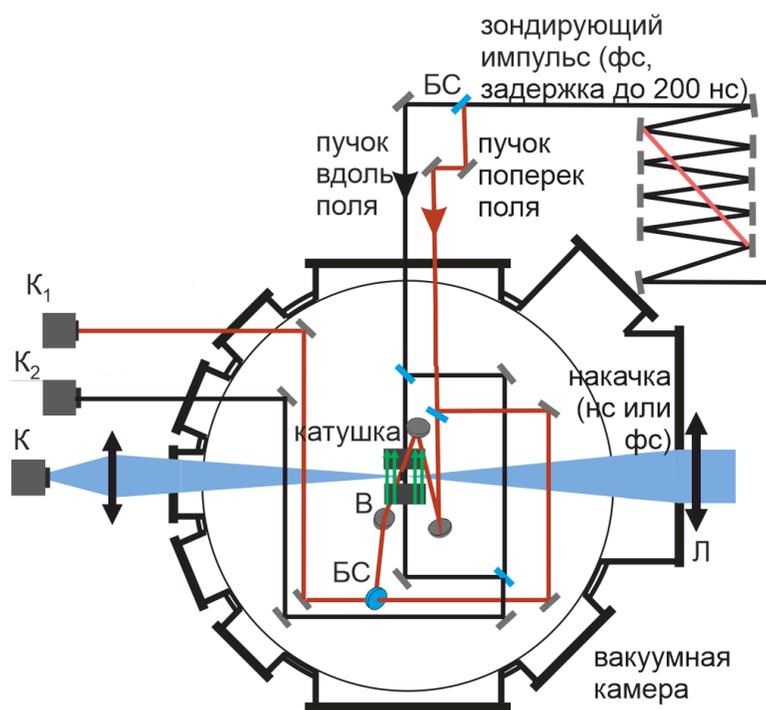


Рисунок 16.2 - Схема эксперимента, рисунок адаптирован из работы [396]

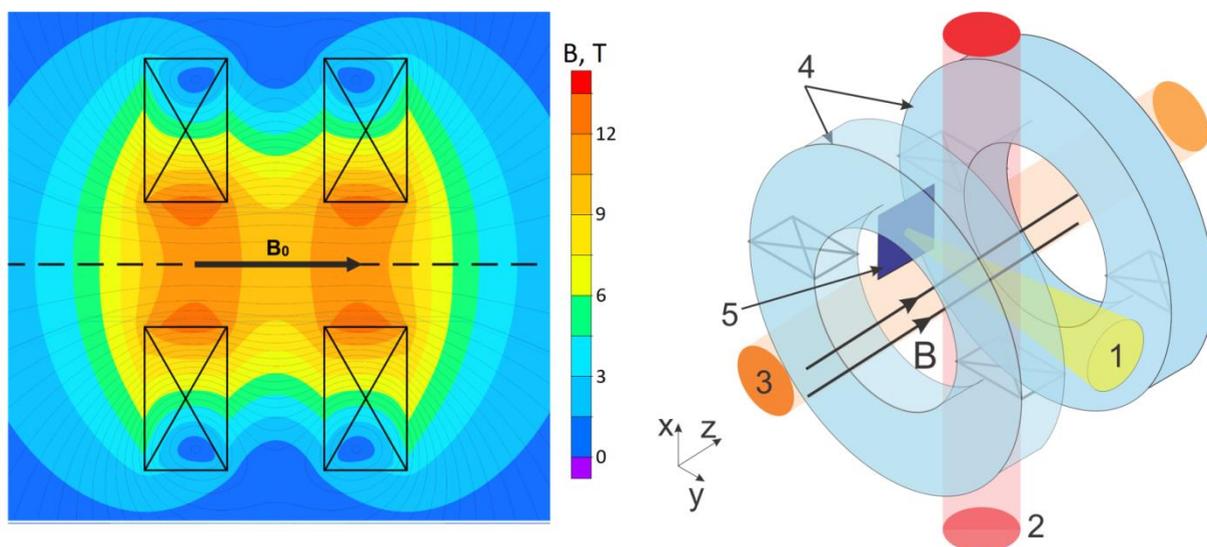


Рисунок 16.3 - Распределение индукции магнитного поля (слева) и взаимное расположение исходной мишени и магнитной системы (справа). 1 – нс лазерный импульс; 2, 3 – пучки продольного и поперечного интерферометров; 4 – катушки магнитной системы; 5 – исходная пластиковая мишень

Основным элементом схемы является магнитная система, формирующая квазиоднородное магнитное поле с индукцией 13 Тл (Рисунок 16.3) [398]. Внутри нее помещалась твердотельная мишень (тефлон), на которую фокусировалось излучение нс лазера. Под действием нс лазерного импульса на 527 нм с энергией 17 Дж и длительностью 1 нс происходит абляция, что приводит к генерации распространяющегося поперек мишени плазменного потока. Мишень можно было расположить таким образом, чтобы плазменный поток был направлен вдоль магнитного поля, либо поперек магнитного поля [396].

Для диагностики плазменного потока использовались два интерферометра, построенных по схеме Маха-Цендера (Рисунок 16.2). Один использовался для диагностики плазмы вдоль магнитного поля (Рисунок 3(3)), второй для диагностики плазмы поперек магнитного поля (Рисунок 16.3(2)). Излучение для интерферометров бралось от фс генератора с центральной длиной волны 910 нм с длительностью 60 фс. Оно проходило через регулируемую линию задержки (1-200 нс), после чего делилось между интерферометрами в отношении 50/50 при помощи светоделительной пластины. Перенос изображения осуществлялся при помощи двухлинзового телескопа на ПЗС матрицы цифровых камер К1 и К2. Полученные интерферограммы обрабатывались при помощи программного комплекса IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms) [399], пример работы которого показан на рисунке 16.4.

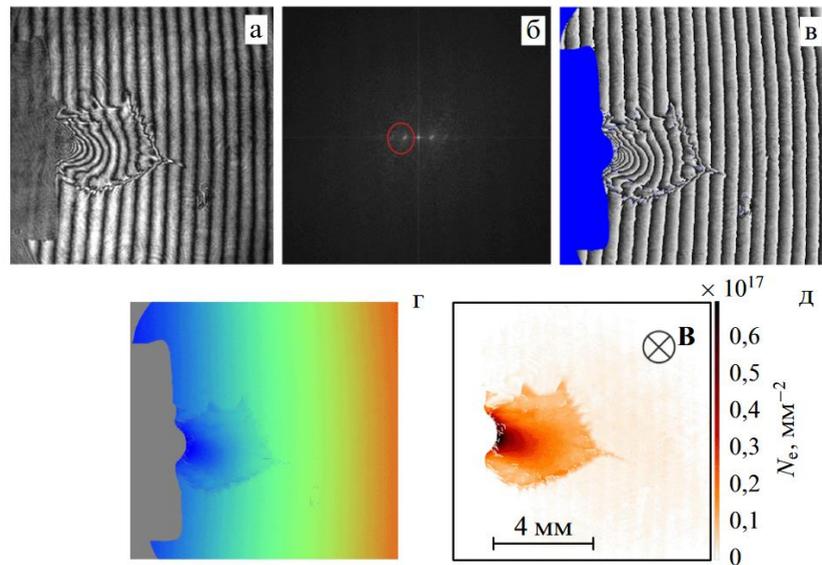
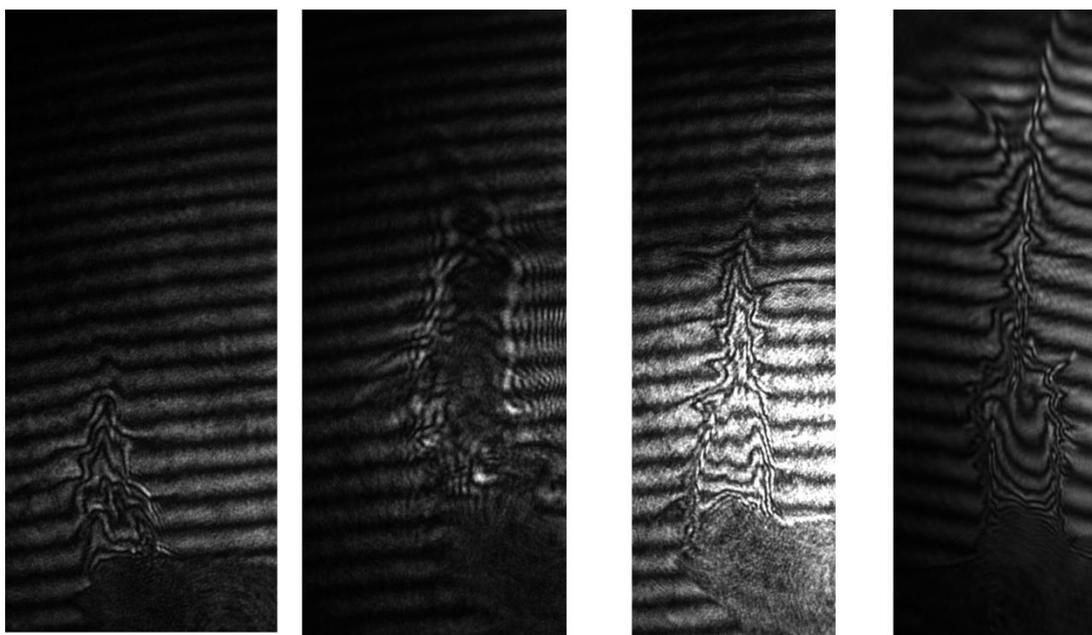


Рисунок 16.4 - Характерный вид интерферограммы и восстановленное поле линейной плотности [396]

В эксперименте исследована зависимость топологии мишени с магнитным удержанием от времени и параметров наносекундного предимпульса. Разрешение по времени было обеспечено перестраиваемой линией задержки фс лазерного импульса, используемого для оптической диагностики плазмы. Все данные получены при использовании нс импульса на длине волны 527 нм. Лазерный импульс на такой длине волны, как показали пристрелочные выстрелы, лучше взаимодействует с мишенью и, кроме того, позволяет уменьшить шумовой сигнал в интерферометрах.

Увеличение энергии нс импульса приводит к увеличению расстояния, на которое способна распространиться плазма за данное время, что показано на рисунке 5. Это довольно очевидно, поскольку при увеличении энергии лазерного импульса увеличивается вложенная в плазму энергия, следовательно, увеличивается температура и интегральное количество частиц. Увеличение температуры приводит к увеличению скорости ионного звука и скорости распространения плазмы.



2,5

5,8

9,9

16,6

Рисунок 16.5 - Поведение плазменного потока в зависимости от энергии нс лазерного импульса в плоскости поперек магнитного поля. Под каждой панелью указана энергия нс лазерного импульса. Задержка 18 нс

В плоскости параллельной магнитному полю наблюдается расплывание плазменного потока с течением времени. Характерные необработанные данные показаны на рисунке 16.6. Характерное расстояние расплывания при времени 8 нс 6-8 мм, оно с течением времени увеличивается.

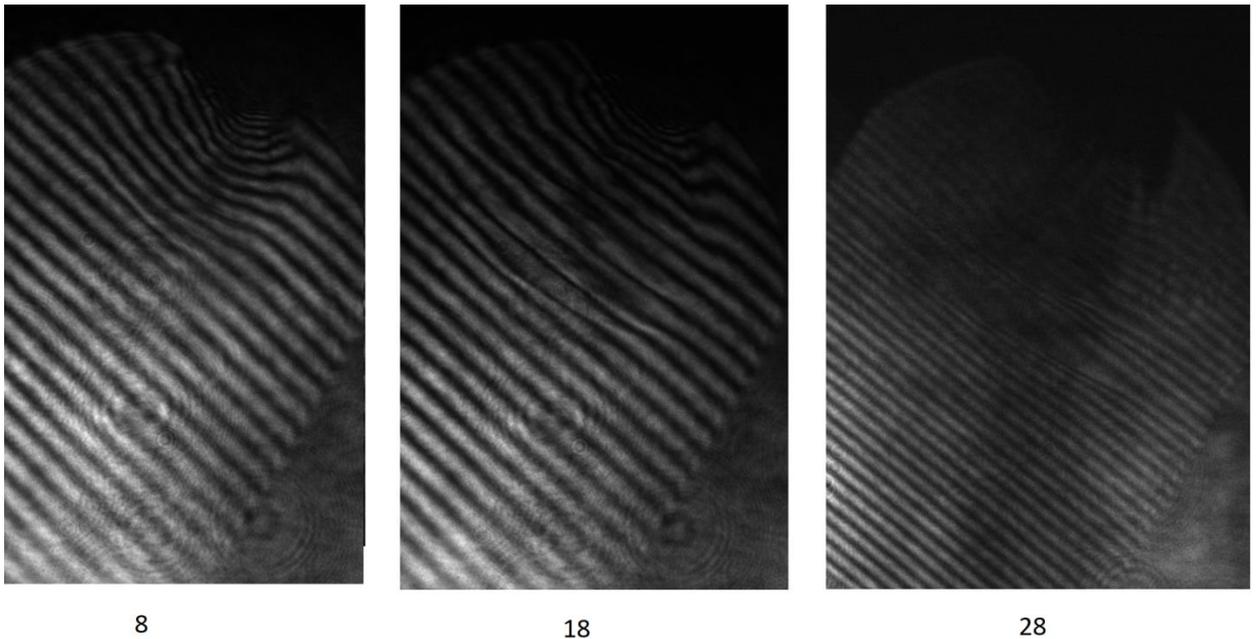


Рисунок 16.6 - Поведение плазменного потока в зависимости от задержки нс лазерного импульса в плоскости параллельно магнитному полю. Под каждой панелью указана задержка нс лазерного импульса. Энергия импульса 17 Дж

На рисунке 16.7 представлены репрезентативные реализации мишеней, полученные в разные моменты времени 8, 18, 28 и 48 нс. Левый столбец показывает распределения линейной плотности, восстановленные из интерферограмм, также на рисунках изображены белые прямые, вдоль которых построены сечения. Эти сечения приведены в правом столбце. Номер среза соответствует номеру прямой. Магнитное поле ориентировано поперек плоскости рисунка.

В эксперименте видно, что на начальных временах образуется плазменный поток, скорость которого порядка 500 км/с. При этом поток образует каверну, топология которой на ранних временах (до 10 нс) сохраняется: поперек поля она распространяется на меньшее расстояние, чем вдоль поля. Это приводит к образованию резкого края, что можно увидеть на правых панелях рисунка 16.7.

В зависимости от реализации, каверна может иметь границу с характерным масштабом градиент менее 100 мкм, но при этом между границами может наблюдаться модуляция плотности. В случае более плавной границы можно наблюдать более однородный профиль плотности. Толщина границы слева и справа также может отличаться. С течением времени каверна увеличивается, граница уплотняется, а плотность внутри наоборот снижается.

В дальнейшем каверна схлопывается, образуя тонкий лист (лист ориентирован вдоль магнитного поля). Это можно пронаблюдать, сравнивая снимки на 18, 28 и 48 нс. На рисунке 16.7 нижний ряд показана реализация при задержке 48 нс. Для удобства мишень была сдвинута из поля зрения камеры на 5 мм вместе с линзой, фокусирующей нс импульс. В плоскости поперек магнитного поля плазма напоминает однородный по плотности жгут. Наблюдаемое увеличение плотности вокруг жгута связано с артефактом восстановления плотности.

Наблюдаемое поведение плазмы хорошо соответствует показанному на рисунке 16.1 результату численного исследования. Анализируя полученные данные, можно сделать следующие выводы:

- Плотность плазменной мишени в данном сечении зависит от времени
- Плотность границы каверны вблизи поверхности начальной мишени увеличивается с течением времени, что также сопровождается уменьшением ее толщины
- Характерная достигаемая линейная концентрация порядка 10^{17} - 10^{18} $1/\text{см}^2$

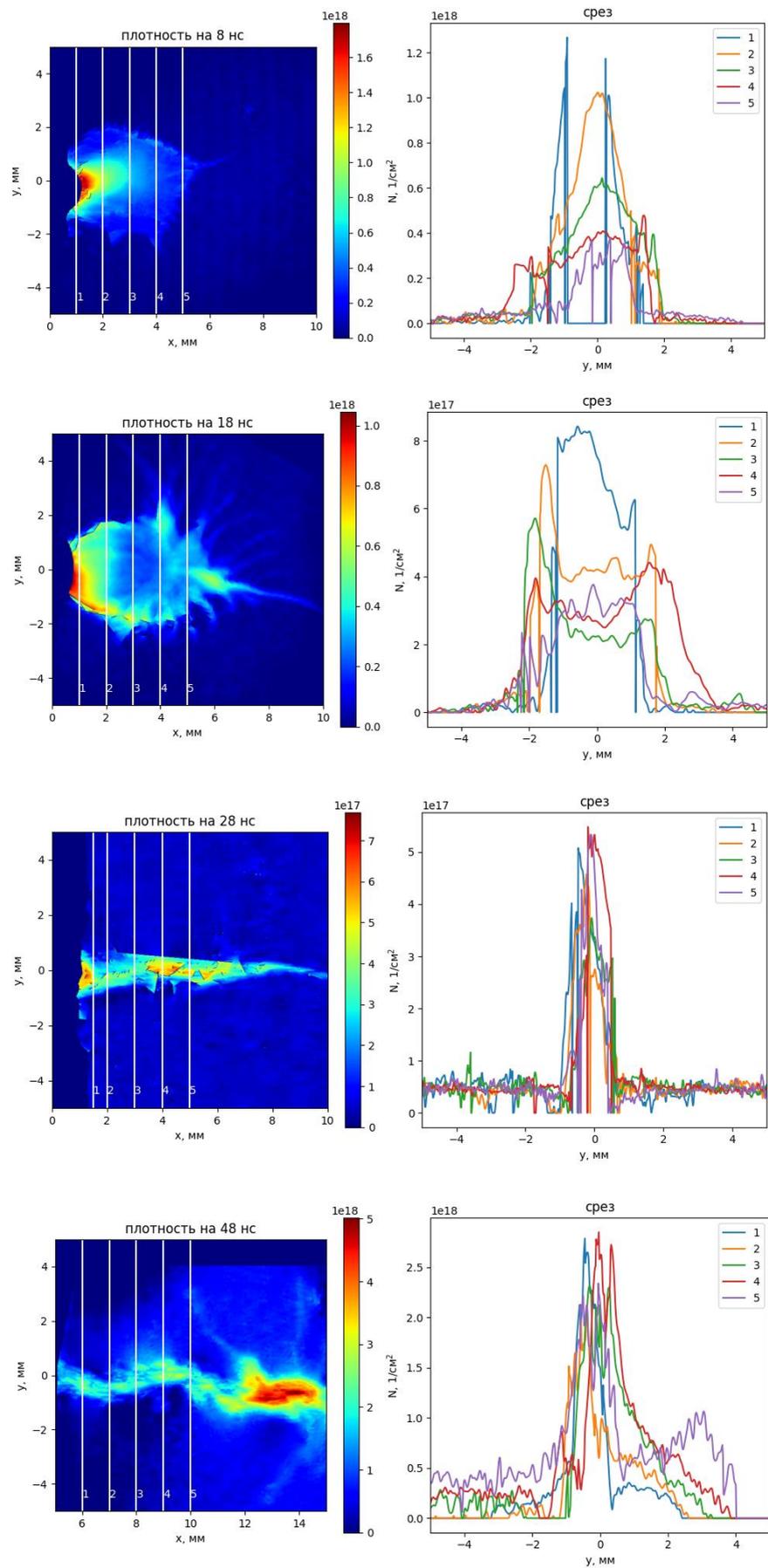


Рисунок 16.6 - Избранные данные. Левый столбец – линейные плотности плазмы, правый столбец – профиль плотности вдоль белых линий левого столбца

Выводы по результатам раздела

Таким образом, была исследована зависимость топологии мишени с магнитным удержанием от времени и параметров наносекундного предимпульса. Можно заключить, что возможно создание мишеней с магнитным удержанием, параметры которых можно изменять, меняя параметры нс лазерного импульса, в частности энергию, и время задержки. Выбирая при этом сечение, можно также менять профиль плазмы. Наличие модуляции профиля плазмы между границами позволяет использовать такие мишени в задачах многостадийного ускорения заряженных частиц. К недостаткам можно отнести низкую повторяемость параметров мишени при высоких временах (более 30 нс). Это означает, что в экспериментах необходимо использовать мишени на ранних временах, когда обеспечивается плотная и резкая граница с однородным профилем в полости с хорошей повторяемостью.

Подготовлены следующие отчетные документы: Протокол исследований, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.16 Плана-графика.

17 Материально-техническое обеспечение тестовых облучений биологических объектов на нейтронном генераторе ИПФ РАН с целью развития методов бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний

Для проведения экспериментов по облучению биологических объектов используется генератор нейтронов на базе источника ионов GISMO. Схема источника представлена на рисунке 17.1. Нейтроны образуются в ходе реакции $d(d,n)^3\text{He}$ при попадании пучка ионов дейтерия на водоохлаждаемую медную мишень, работающую в режиме автонасыщения. Ионный пучок извлекается из плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого излучением гиротрона в прямой магнитной ловушке. Формирование ионного пучка осуществляется при помощи двухэлектродной системы экстракции.

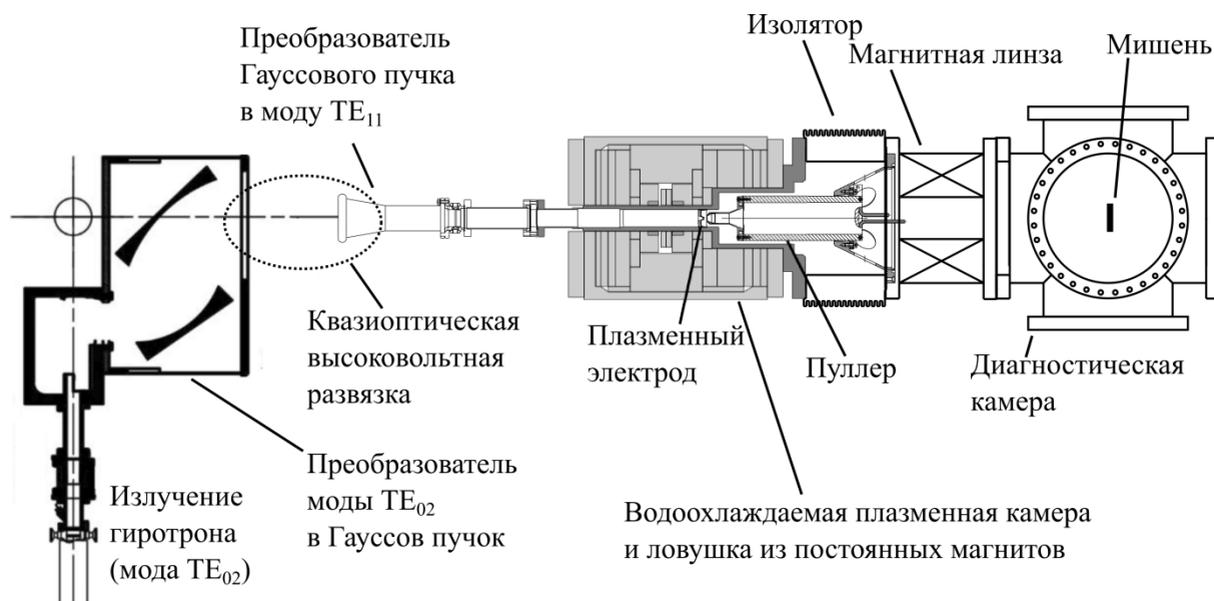


Рисунок 17.1 - Схема нейтронного генератора. Установка включает в себя: гиротрон, квазиоптический преобразователь СВЧ излучения, плазменную камеру, ловушку из постоянных магнитов, систему извлечения ионного пучка, фокусирующую магнитную линзу, мишень. Моды TE_{11} и TE_{02} обозначают распределение электромагнитного поля в круглом волноводе

Для извлечения ионного пучка применяется система экстракции с неоднородным электрическим полем. Диаметр плазменного электрода составил 5 мм, межэлектродное расстояние было равным 10 мм, апертура пуллера равнялась 10 мм. Расстояние от пробки магнитной ловушки со стороны экстракции до среза плазменного электрода составило 33 мм, что соответствует величине магнитного поля в месте расположения плазменного

мениска на уровне 0.3 Тл (значение поля в пробке магнитной ловушки составляет 1.5 Тл). В данной конфигурации экстрактора реализуется наиболее оптимальный режим извлечения ионного пучка из плазмы, при котором достигается максимальный ток пучка на мишень.

Напряжение экстракции в ходе эксперимента было равным 50 кВ. После вылета из системы извлечения, ионный пучок пролетал через магнитную линзу, фокусирующую ионный пучок на мишени. Роль линзы заключалась в предотвращении разлета ионного пучка в поперечном направлении. Диаметр пятна от ионов на мишени составлял приблизительно 4 см, что определяло размер источника нейтронов. Ионный источник работал в непрерывном режиме. Ток пучка на мишени достигал значения 50 мА.

В ходе эксперимента осуществлялся дозиметрический контроль уровня нейтронного выхода. Он проводился при помощи измерения плотности нейтронного потока с использованием дозиметра-радиометра МКС-АТ1117М, снабженного блоком для детектирования нейтронов БКДН-01. Диапазон измерений плотности потока нейтронов составляет от 0.1 до 10^4 см⁻²с⁻¹. Дозиметр располагался на расстоянии 1.7 метра от источника нейтронов в области нейтронного потока умеренной интенсивности (измеренный средний поток нейтронов составил приблизительно 540 см⁻²с⁻¹ при токе пучка 50 мА). По данным измерений можно восстановить величину нейтронного выхода, зная угловое распределение нейтронного потока. Нейтронный выход и измеренная плотность потока нейтронов пропорциональны друг другу. Для пересчета между этими величинами необходимо найти коэффициент пропорциональности.

Его расчет проводился в программе RHITS. Эта программа позволяет моделировать взаимодействие нейтронного потока с различными материалами. По результатам расчетов была получена следующая связь: нейтронный выход, равный по величине 1 с⁻¹ соответствует плотности потока нейтронов $3.3 \cdot 10^{-6}$ см⁻²с⁻¹.

Таким образом, формула для расчета нейтронного выхода (В, выражен в с⁻¹) при измеренной плотности потока нейтронов (П, выражена в см⁻²с⁻¹) имеет следующий вид:

$$В = П / (3.3 \cdot 10^{-6}) \quad (17.1)$$

В ходе эксперимента записывались осциллограммы тока пучка на мишень (см. рисунок 17.2). По этим данным можно определить интеграл тока ионов и, следовательно, вычислить нейтронный флюенс через детектор за время облучения. Также можно

определить уровень экспозиции (количество нейтронов, сгенерированных в ходе эксперимента).

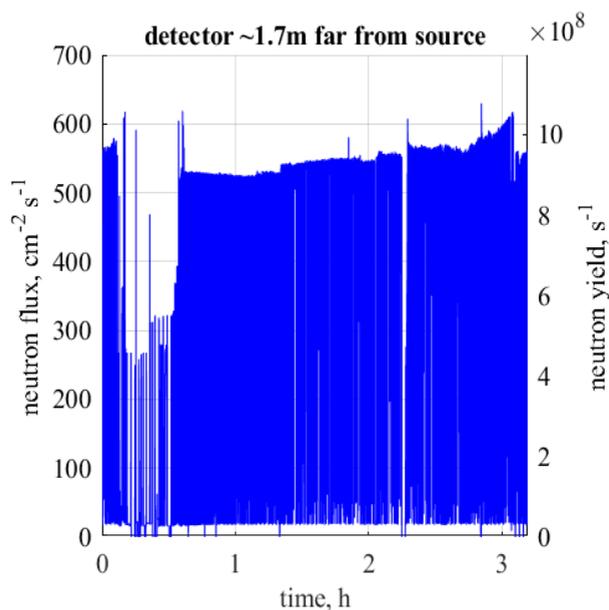


Рисунок 17.2 - Зависимость плотности нейтронного потока, регистрируемого детектором от времени эксперимента. На правой оси отмечен нейтронный выход, пересчитанный из потока на основе расчетов

Интегральный ток на мишень был равен 107 мА·ч, что соответствует флюенсу в месте расположения дозиметра, равному $\Phi=4.3 \cdot 10^6$ см⁻² и уровню экспозиции $\mathcal{E}=1.3 \cdot 10^{12}$ нейтронов. Эти данные необходимы для оценки мощности дозы, поглощенной в биологических образцах.

Схема эксперимента по облучению биологических образцов представлена на рисунке 17.3. В облучении участвовали клеточные культуры, в которые был добавлен препарат, содержащий ¹⁰B (обозначим их “ВРА+”). Также была контрольная группа клеточных культур, не содержащих ¹⁰B (обозначим их “ВРА-”). Содержание ¹⁰B в образцах “ВРА+” составляет 1.5 мкг/мл.

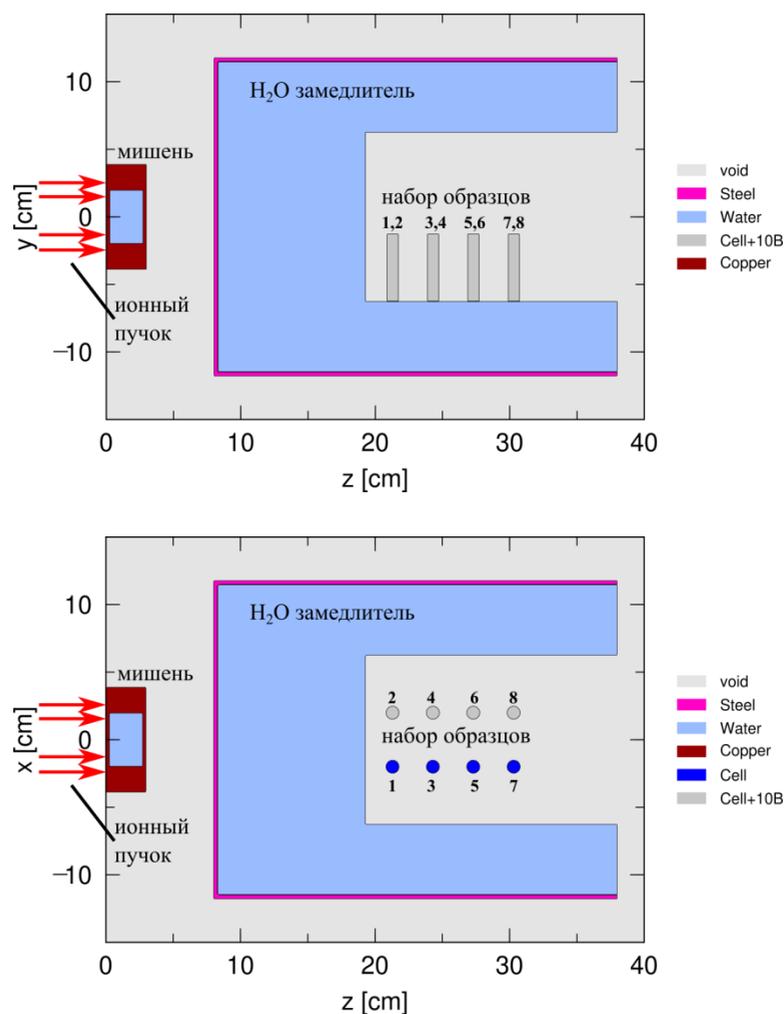


Рисунок 17.3 - Схема эксперимента, на которой обозначены: ионный пучок, мишень, замедлитель, набор биологических образцов. На верхнем рисунке показан вид сбоку. На нижнем – вид сверху. Образцы пронумерованы от 1 до 8. Клетки в образцах с нечетными номерами – “ВРА-”, с четными – “ВРА+”

В указанной постановке эксперимента были проведены расчеты поглощенной образцами дозы нейтронного излучения. Численное моделирование осуществлялось в программе RHITS. По результатам расчетов были вычислены дозы поглощенного нейтронного излучения для различных образцов (см. рисунок 17.4). При этом из графика следует, что поглощенная доза увеличивается приблизительно на 1-2% при добавлении ^{10}B в клеточные культуры. Уменьшение поглощенной дозы для образцов одинакового состава наблюдается при отдалении от источника нейтронов, что связано с уменьшением флюенса через образец.

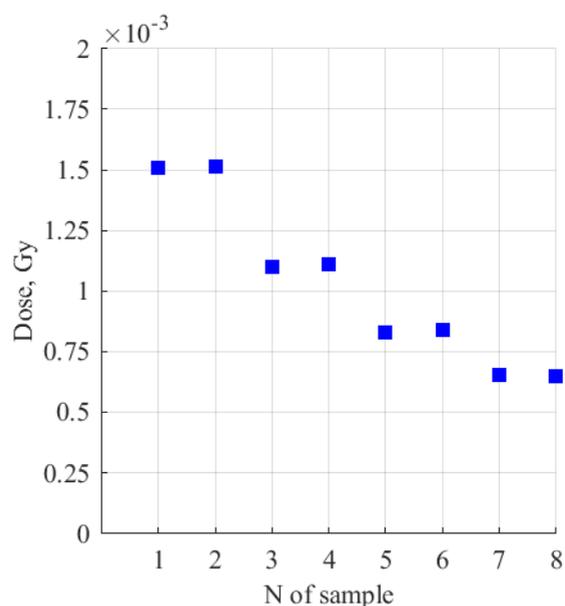


Рисунок 17.4 - Значения поглощенной дозы нейтронного излучения для различных образцов

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, на четвертом этапе с использованием нейтронного генератора ИПФ РАН было проведено тестовое облучение биологических образцов, в ходе которого уровень экспозиции составил $1.3 \cdot 10^{12}$ нейтронов. Путем проведения расчетов было установлено, что наибольшая среди различных образцов доза поглощенного излучения составила 1.5 мГр, а наименьшая – 0.6 мГр.

Подготовлены следующие отчетные документы: Протокол экспериментальных облучений, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.17 Плана-графика.

18 Эксперименты *in vitro* (на культурах опухолевых и нормальных клеток) по сравнению эффективности борнейтронзахватной терапии с помощью генератора нейтронов и стандартных методов лучевой терапии (ПИМУ, Договор №К98-14 от 26.09.2024)

Для сравнения эффективности нейтронного излучения и стандартных методов лучевой терапии было проведено исследование по эффективности облучения трех клеточных линий MCF-7, U87 и huFB с помощью рентгеновского облучения. Эксперименты проводили с использованием лабораторного источника рентгеновского излучения Лабораторный рентгеновский облучатель MultiRad225 X-Ray system (Precision X-Ray, USA). Для этого клетки MCF-7, U87 и huFB высевали на 48-луночный планшет по $5 \cdot 10^3$ клеток на лунку в 400 мкл ростовой среды. Было подготовлено 2 планшета (контрольный и опытный), эксперимент проводили в 3-х независимых повторностях. Через 24 часа после посева клеток опытный планшет облучали в дозе 0,3 Гр, (минимально возможная доза для установки MultiRad225 X-Ray system). Через 96 часов после облучения проводили МТТ-тест для оценки выживаемости клеток. Выживаемость клеток линии U87 составила $96,6 \pm 5,0\%$, клеток MCF-7 – $93,6 \pm 6,4\%$, а клеток huFB $81,0 \pm 3,7\%$. При этом статистически значимые отличия по t-критерию Стюдента от контрольных значений были выявлены только для линии нормальных фибробластов человека ($p=1,6 \cdot 10^{-8}$) (рисунок 18.1). Таким образом, наибольший токсический эффект при воздействии рентгеновского облучения наблюдался в отношении нормальных клеток человека, а не в отношении опухолевых.

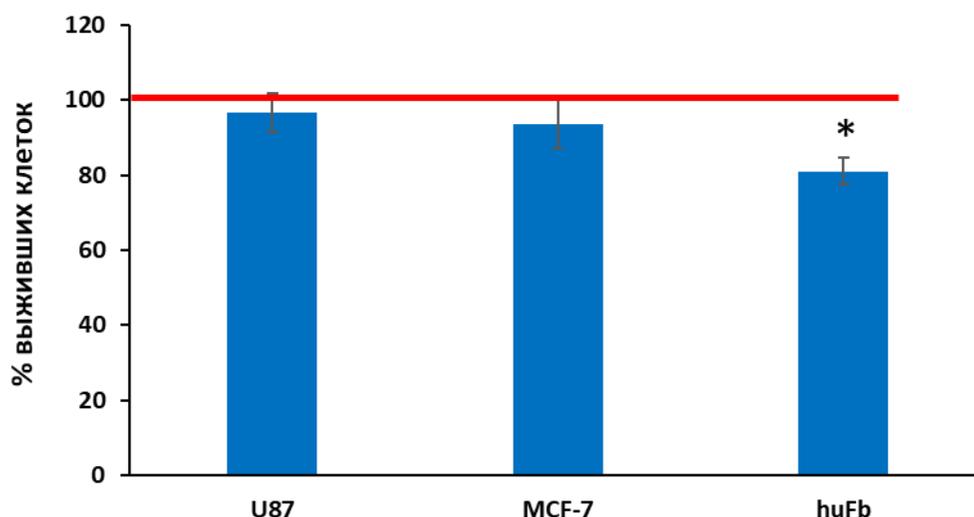


Рисунок 18.1 - Результаты МТТ-теста для трех клеточных линий при воздействии рентгеновского излучения в дозе 0,3 Гр.

Красная линия обозначает 100%.

*- статистически значимое отличие от контроля, $p=1,6 \cdot 10^{-8}$

Выводы по результатам раздела.

По итогам проведенных исследований эффективности нового D-D генератора нейтронов была показано его частичную эффективность в отношении опухолевых клеток и относительную безопасность в отношении нормальных клеток организма на примере фибробластов кожи человека. Хотя основной токсический эффект наблюдался за счет быстрых нейтронов и только в отношении клеточной линии U87 даже в тестовом режиме работы установки удалось зафиксировать токсический клад от тепловых/эпитепловых нейтронов. Кроме того, сравнение со стандартным методом лучевой терапии на примере рентгеновского облучения показало более эффективное воздействие нейтронного излучения даже в низких дозах, к тому же рентгеновское излучение оказалось наиболее токсичным в отношении нормальных, а не опухолевых клеток организма.

Подготовлены следующие отчетные документы: Протокол экспериментов *in vitro*, представленный в числе подтверждающих документов к настоящему отчету.

Изложенные в данном разделе научные результаты и подготовленные документы полностью соответствуют п.4.1.18 Плана-графика.

19 Максимизация выхода нейтронов из кластерной плазмы (ФИАН, Договор №К98-15 от 26.09.2024)

Структурированные среды, в том числе пылевые и газопо-кластерные, облучаемые мощными ультракороткими лазерными импульсами, являются эффективным источником лазерно-нагретых электронов, взрывно-ускоренных ионов, вторичного ЭМИ, а также нейтронов [400-411]. Это связано с уникальными характеристиками данных сред, в том числе способностью практически полного поглощения лазерного излучения в объеме среды и высокими значениями коэффициента конверсии излучения в лазерно-нагретые частицы, вторичное ЭМИ, а также нейтроны и другие продукты ядерных реакций.

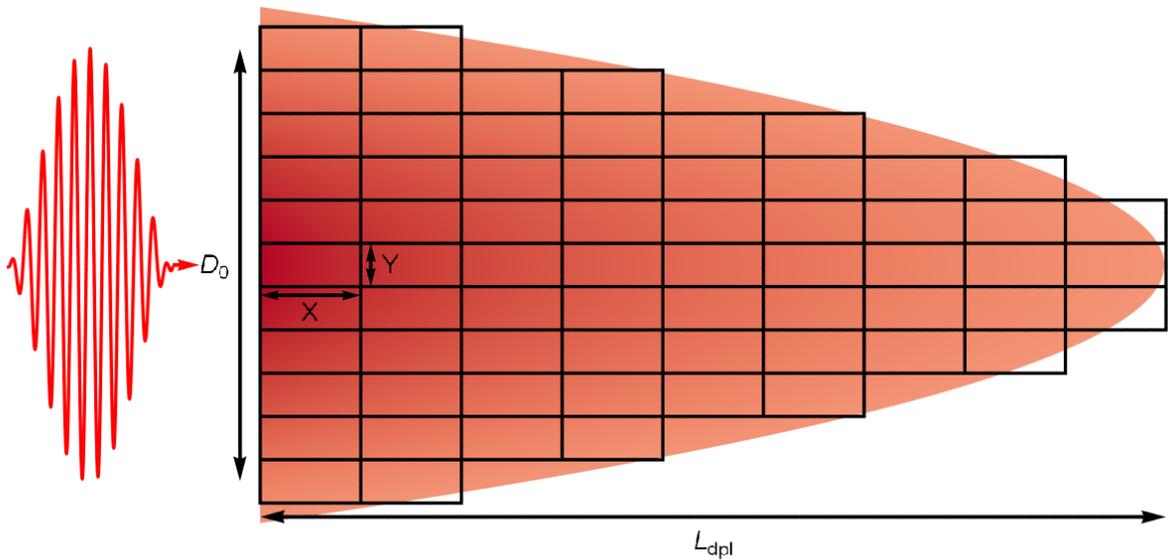
Многочисленные исследования, нацеленные на оптимизацию лазерно-плазменных параметров для максимизации выхода нейтронного излучения из пылевых и газопо-кластерных сред, все еще не дали ответ на вопрос о том, как нужно согласовать параметры кластерной мишени и интенсивность мощного лазерного импульса, чтобы получить максимальный выход термоядерных нейтронов. Возможно, именно в этом причина типично невысоких значений выхода нейтронов из кластерных мишеней на уровне 10^4 - 10^5 на 1 Дж энергии лазерного импульса, см., например, [403], по сравнению с волосковыми мишенями [400]. Отметим важные преимущества лазерного источника нейтронов: сюда относится относительная компактность источника, возможность получать короткие (с наносекундной длительностью) вспышки нейтронов, а также возможность транспортировки лазерных пучков, что расширяет область применения лазерного источника нейтронов [408].

В предыдущем этапе выполнения проекта была проведена оптимизация выхода дейтронов и нейтронов для субрелятивистской интенсивности лазерного импульса ($I_L \approx 2 \times 10^{18}$ Вт/см²). В данной разделе, на основе расчетов методом “частица в ячейке” (PIC) и специально разработанного алгоритма моделирования больших объемов кластерных сред [410] выполнена оптимизация параметров кластерной плазмы при интенсивности лазерного импульса меняющейся в диапазоне значений 2×10^{18} Вт/см² $\leq I_L \leq 4 \times 10^{19}$ Вт/см² для максимизации выхода взрывно-ускоренных ионов (дейтронов) и термоядерных D-D нейтронов.

19.1 Характеристики взрывно-ускоренных ионов в зависимости от интенсивности лазерного импульса

Рассмотрим сначала алгоритмический подход [410], который был разработан для расчета большого объема кластерно-пылевой среды. В основе данного метода лежит идея расчета лазер-плазменного взаимодействия в небольшом объеме такой среды, что можно

выполнить с требуемым высоким пространственным разрешением, с последующим объединением результатов по всем ячейкам.



Показано разделение всего фокального объема, в которой интенсивность излучения уменьшается не более чем в e раз относительно начального значения, на прямоугольные ячейки (зоны), где выполнялось численное моделирование/или же вклад которых был учтен с помощью интерполяции спектральных распределений

Рисунок 19.1 — Схема области взаимодействия лазерного излучения с кластерной плазмой

На рисунке 19.1 представлена схема области взаимодействия лазерного излучения с кластерной средой. Весь объем кластерного газа можно разделить на области, где интенсивность излучения уменьшается не более чем в $e \approx 2.71$ раз. В этих областях лазерно-плазменное взаимодействие можно моделировать отдельно. Выбор размера области моделирования должен отвечать нескольким требованиям. Во-первых, поперечный размер области $Y = Z$ должен быть мал по сравнению с размером лазерного пятна $Y \ll D_0$, что позволит использовать при моделировании плоскую волну с огибающей. С другой стороны, поперечный размер области моделирования должен быть кратен среднему расстоянию между кластерами s , чтобы можно было использовать периодические граничные условия по полям и частицам в поперечном направлении. Это позволяет исследовать сложное стохастическое движение электронов между кластерами на масштабах больших, чем поперечный размер расчетной области, а также предотвращает поглощение большого числа заряженных частиц на боковых стенках области моделирования, в отличие от случая поглощающих граничных условий.

Продольный размер расчетной области X должен быть больше, чем характерная длина лазерного импульса, $X > c\tau_L$, где c - скорость света в вакууме, а τ_L - длительность лазерного импульса по полувысоте (FWHM). В этом случае лазерный импульс целиком поместится в расчетную область. Для более точного определения длины истощения лазерного импульса, которая обозначена на рисунке 19.1 как L_{dep} , желательно, чтобы размер области моделирования был таким, чтобы энергия, поглощенная внутри области моделирования, составляла не менее 5% от энергии прошедшего лазерного излучения. В противном случае следует увеличить продольный размер расчетной области, чтобы она включала большее количество кластеров. По мере распространения лазерного излучения в продольном направлении интенсивность лазерного импульса будет постепенно уменьшаться. Соответственно, интенсивность на входе в следующую область моделирования должна быть меньше, чем интенсивность на входе в предыдущую область. Одновременно необходимо, чтобы только незначительная часть электронов покидала расчетную область (на уровне нескольких процентов), что связано с ограничением на максимальную интенсивность (в наших расчетах 4×10^{19} Вт/см²), для которой модель разбиения на области применима. Далее будем называть эти области моделирования, обозначенные квадратиками на рисунке 19.1, зонами.

Чтобы лучше понять суть описываемого метода, рассмотрим его на конкретном примере. С помощью PIC кода «Mandog» [412] было проведено моделирование взаимодействия лазерного излучения с D₂O кластерной средой. Линейно поляризованный (вдоль оси y) лазерный импульс распространялся в положительном направлении оси x . Он задавался в приближении плоской волны с временной гауссовой огибающей $I_L \propto \exp\left(-2(t - t_{off})^2/\tau_*^2\right)$, где $\tau_{off} = 3\tau_L$ - время, через которое пик лазерного импульса входит в расчетную область после начала моделирования, $\tau_* = \tau_L/\sqrt{2 \ln 2}$, а длительность лазерного импульса (FWHM) была равна $\tau_L = 30$ фс. В расчетах длина волны излучения $\lambda = 1$ мкм, а интенсивность варьировалась от 2×10^{18} до 3.4×10^{19} Вт/см², что соответствует изменению безразмерной амплитуды лазерного поля a от 1.2 до 5, где $a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I_L \lambda^2}$. Продольный размер расчетной области равен $X = 13\lambda > c\tau_L$, а поперечный размер $Y = Z = 9.6\lambda$. Представленный метод позволяет проводить моделирование для широкого диапазона энергий лазерного импульса при соблюдении условия $Y \ll D_0$. В поперечном направлении по полям и частицам использовались периодические граничные условия, а в продольном — для электромагнитных полей

использовались условия впуска-выпуска, а частицы, достигшие границы, выводились из расчета.

Кластеры в моделировании представляли собой сферические капли тяжелой воды D_2O , размер капли (d) и соответственно среднее расстояние между ними (s) варьировались в расчетах. Рассмотрим, в частности, кластерную мишень, состоящую из капель с диаметром $d = 0.4\lambda$. Внутри расчетной области кластеры располагались случайным образом, но среднее расстояние между их центрами было равно $s = 4.8\lambda$. В пространстве между кластерами был вакуум, а средняя электронная плотность $n_{e,av} = \pi d^3 n_e / (6s^3) \approx 0.06n_c$, где $n_e = 200n_c$ – плотность электронов в капле, а n_c – критическая плотность. Стоит отметить, что периодические граничные условия не вносят регулярности, которая может изменить предполагаемый стохастический характер движения электронов из-за наличия нескольких кластеров в поперечных направлениях со случайным положением их центров. Проведенные расчеты с другим положением кластеров не выявили существенного изменения в спектрах электронов или ионов. В процессе расчетов дейтроны (полностью ионизованные) и кислород (с зарядом 6) были подвижны.

Низкая плотность среды позволяет излучению распространяться на значительные расстояния, порой достигающие сотни микрон. Соответственно, продольная длина, на которой интенсивность излучения уменьшится в e раз, удовлетворяет условию: $L_{dpl} \gg X$. Моделирование показало, что коэффициент поглощения лазерной энергии в расчетной области A практически не зависит от входной амплитуды лазерного излучения. В результате изменение интенсивности на оси лазерного пучка хорошо описывается формулой:

$$I(x) = I_L \exp\left(-\frac{x}{L_{dpl}}\right), \quad L_{dpl} = -X / \ln(1 - A). \quad (19.1)$$

Для указанных выше частных значений параметров d, s лазерно-плазменного взаимодействия $L_{dpl} \approx 220\lambda$. Даже, если рассматривать только последовательные зоны вдоль оси лазерного пучка, не принимая во внимание зоны в поперечном направлении, и задавать интенсивность в каждой зоне согласно формуле (19.1), то для моделирования потребуется $n \approx L_{dpl}/X > 15$ зон. Чтобы учесть все зоны, где начальная интенсивность излучения уменьшается не более чем в e раз, потребуется значительно больше моделирований. Подобную серию PIC расчетов возможно провести с использованием доступных академических компьютерных ресурсов, в отличие от полноразмерного

моделирования во всей области взаимодействия. Однако даже в таком случае потребуется значительное время.

Давайте рассмотрим, как можно значительно уменьшить количество необходимых расчетов. На рисунке 19.2а продемонстрированы спектры дейтронов, полученные в расчетной области (зоне) при различных начальных $a_0 = 0.75, 1.2, 2, 3, 5$. В этих спектрах можно выделить две группы дейтронов: холодные и горячие. Спектр холодных дейтронов хорошо описывается экспоненциальным распределением. В описываемом случае больших кластеров (больше дебаевского радиуса горячих электронов) горячие дейтроны ускоряются за счет поля разделения зарядов [410], а их спектр характеризуется широкой областью плато в области высоких энергий. Хотя характерная энергия дейтронов в спектрах отличается, форма спектров для всех показанных a_0 похожа. Чтобы проиллюстрировать это, введем спектральные вспомогательные функции (СВФ) f :

$$\frac{dN}{d\xi} = N_0 f(\xi, a_0), \quad \int_0^1 d\xi f(\xi, a_0) = 1, \quad (19.2)$$

где $\xi = \epsilon/\epsilon_{max}$ - обезразмеренная энергия дейтрона, и N_0 – полное число дейтронов в зоне, ϵ_{max} – энергия отсечки спектра дейтронов в зоне по половинному уровню от уровня плато спектра.

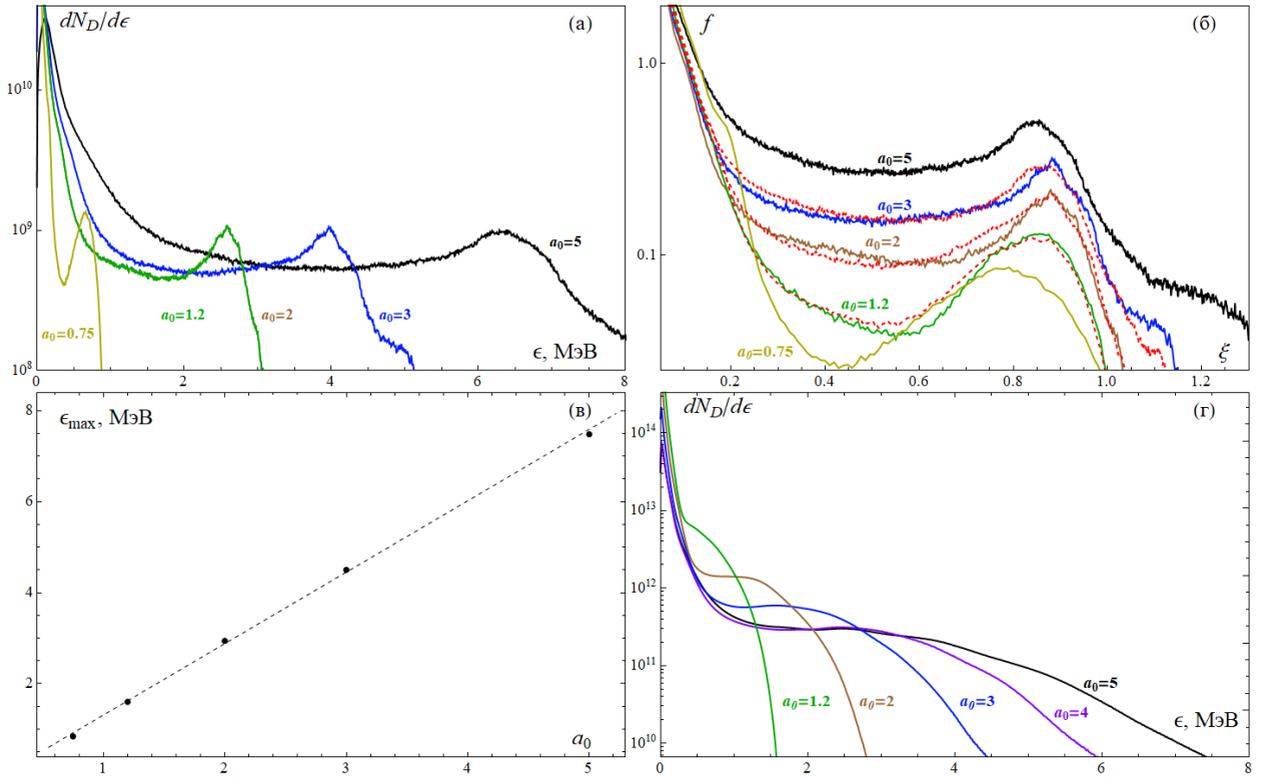


Рисунок 19.2 — При $d/\lambda = 0.4$, $n_{e,av}/n_c = 0.06$ (а) спектр дейтронов для одной зоны при различных a_0 ; (б) СВФ внутри одной зоны, полученные из результатов PIC моделирования (сплошные кривые) и восстановленные по формуле (5.1)); (в) зависимость ϵ_{max} от a_0 (черные точки) и линейная аппроксимация этой зависимости (пунктирная прямая); (г) интегральный спектр дейтронов во всей области взаимодействия при энергии лазерного импульса $W_L = 10$ Дж и различных начальных a_0

На рисунке 19.2б сплошными кривыми показаны $f(\xi)$ для тех же значений a_0 , что и на рисунке 19.2а. С увеличением интенсивности доля более быстрых частиц возрастает, но форма $f(\xi)$ остается практически неизменной. На рисунке 19.2в продемонстрирована зависимость ϵ_{max} от a_0 , которая может быть аппроксимирована линейной функцией. Это позволяет получить приблизительный спектр дейтронов в зоне с заданной входной интенсивностью, не прибегая к моделированию. Для этого необходимо определить коэффициенты прямой $\epsilon_{max}(a_0)$, а также получить $f(\xi, a_{min})$ и $f(\xi, a_{max})$, т. е. выполнить расчеты для двух зон с входными амплитудами лазерного поля $a_{0,min}$ и $a_{0,max}$ соответственно. Если a_{min} и a_{max} отличаются незначительно (желательно не более чем в 2 раза), то для определения $f(\xi, a_{0,x})$ при условии, что $a_{0,min} < a_{0,x} < a_{0,max}$, можно использовать простую линейную интерполяцию:

$$f(\xi, a_{0,x}) = f(\xi, a_{0,min}) + \left(f(\xi, a_{0,max}) - f(\xi, a_{0,min}) \right) \frac{a_{0,x} - a_{0,min}}{a_{0,max} - a_{0,min}} \quad (19.3)$$

В качестве примера на рисунке 19.2б пунктирной линией показана функция f , полученная с помощью формулы (19.3) для случаев $a_0 = 1, 2, 3$. Для этого были использованы значения функций f при соседних значениях a . Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами интерполяции, что свидетельствует о высокой надежности формулы (19.3). Зная объем зоны и среднюю плотности среды, можно найти N_0 . Затем, используя линейную зависимость $\epsilon_{max}(a_0)$ от a_0 , можно найти нужное значение ϵ_{max} . Зная функцию f , N_0 и ϵ_{max} для данной зоны, можно легко получить спектр дейтронов в этой зоне, используя формулу (19.2).

После рассмотрения сути метода зон и аппроксимаций с помощью СВФ вернемся к схеме, представленной на рисунке 19.1 и найдем общий спектр дейтронов во всей области взаимодействия. Чтобы определить характерную продольную длину, на которой интенсивность лазерного излучения уменьшается в e раз, необходимо провести моделирование в одной зоне и определить L_{dpl} по формуле (19.1). Благодаря СВФ, для нахождения спектров дейтронов во всех зонах не обязательно в каждой проводить моделирование. Как было показано выше, достаточно выполнить моделирование в зонах с безразмерными амплитудами лазерного поля $a_{0,min}$ и $a_{0,max}$, чтобы восстановить спектр дейтронов в любой зоне с $a_{0,min} < a_{0,x} < a_{0,max}$. Поэтому для того, чтобы найти спектр дейтронов во всей области взаимодействия, необходимо всего лишь 2-3 моделирования. Например, схематично на рисунке 19.1 зоны, в которых следует провести моделирование, выделены красной штриховкой. Безразмерные амплитуды лазерного поля на входе в любую зону можно найти, считая, что в поперечном направлении лазерный импульс имеет гауссову форму, а также учитывая соотношение (19.1):

$$a_{0,x}(x, y, z) = a_0 \exp(-0.5x/L_{dpl}) \exp(-2 \ln 2 (y^2 + z^2)/D_0^2) \quad (19.4)$$

Используя описанный выше алгоритм, можно восстановить спектры дейтронов во всех интересующих зонах. Затем, суммируя полученные спектры из каждой зоны, мы получаем итоговый спектр дейтронов из всей области взаимодействия. На рисунке 5.2г представлены итоговые интегральные спектры, полученные в результате лазерно-кластерного взаимодействия для лазерного импульса с начальной безразмерной амплитудой $a_0 = 1, 2, 3, 4, 5$ и заданной энергией $W = 10$ Дж. Интенсивность излучения менялась за счет изменения диаметра фокального пятна (D_0). Чтобы найти эти спектры, достаточно провести всего 6 небольших PIC расчетов в зонах со значением $a = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ и восстановить спектры дейтронов в остальных зонах.

Оптимальный диаметр кластеров (d_{opt}) для заданной, выбирался из для заданной амплитуды лазерного импульса a_0 в расчетах выбирался из соотношения [410]:

$$\lambda \gtrsim d_{opt} \approx 2\lambda_D = \frac{a_0\lambda}{2\sqrt{2\pi}} \sim r_E, \quad (19.5)$$

где r_E —длина осцилляции электрона в поле лазерной волны, где λ_D - дебаевский радиус горячих электронов.

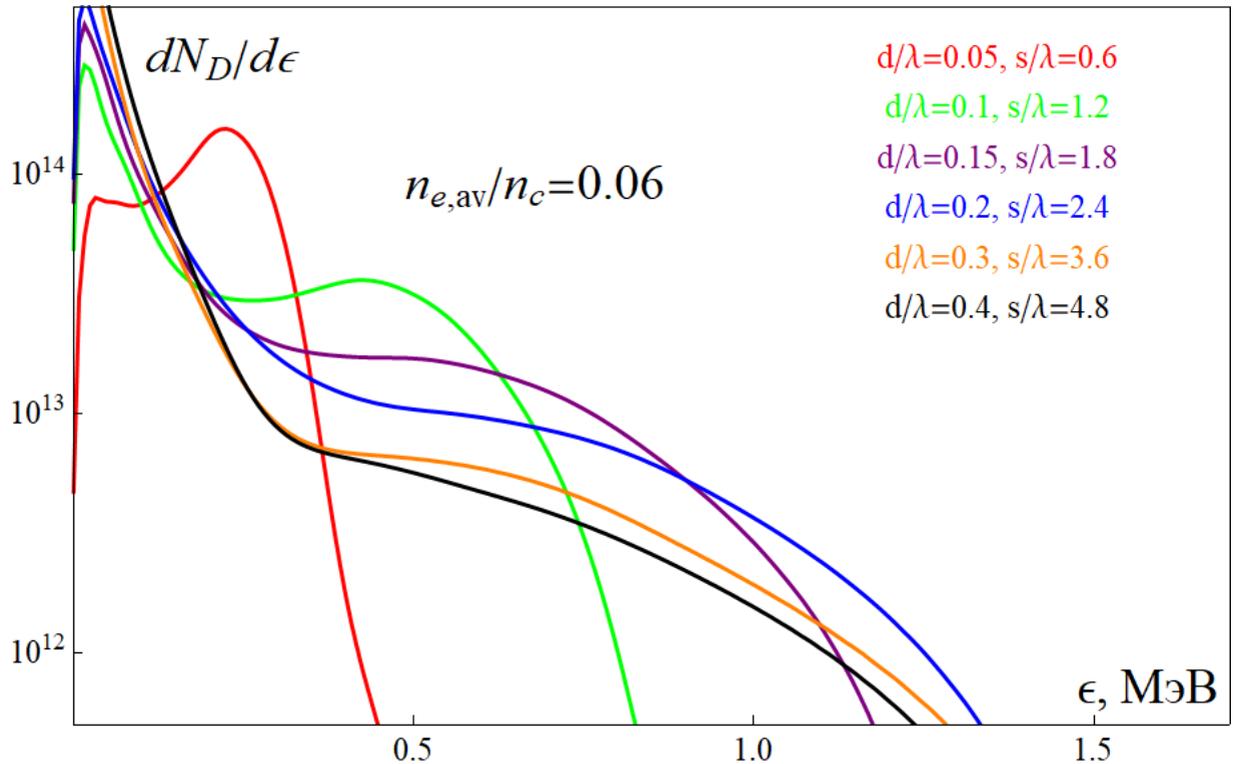


Рисунок 19.3 — Спектры дейтронов во всем объеме взаимодействия для $a_0 = 1.2$, $W_L = 10$ Дж, $n_{e,av}/n_c = 0.06$ и нескольких различных диаметров кластеров

Полученный по описанному выше алгоритму спектр дейтронов во всем объеме взаимодействия при $a_0 = 1.2$, $n_{e,av}/n_c = 0.06$ и нескольких различных диаметрах кластера показаны на рисунке 19.3. При других значения $n_{e,av}$ спектры выглядят аналогично.

Таким образом, алгоритм, основанный на простых интерполяциях восстановления интегрального спектра дейтронов, хорошо работает для относительно невысоких интенсивностей лазера ($a_0 = 1 - 5$) и позволяет значительно сократить расход численных ресурсов, необходимых для охвата широкого диапазона интенсивностей лазера.

В частности, из такого исследования была получена характерная энергия высокоэнергетических дейтронов, $\bar{\epsilon}_D(a_0)$, как функцию от a_0 , которая показана на рисунке 19.4, где, мы определили $\bar{\epsilon}_D(a_0)$, как среднюю энергию платообразного части спектра дейтронов. Достаточно резкая зависимость $\bar{\epsilon}_D(a_0)$, важна для оптимизации выхода нейтронов для заданной энергии лазера, см. ниже.

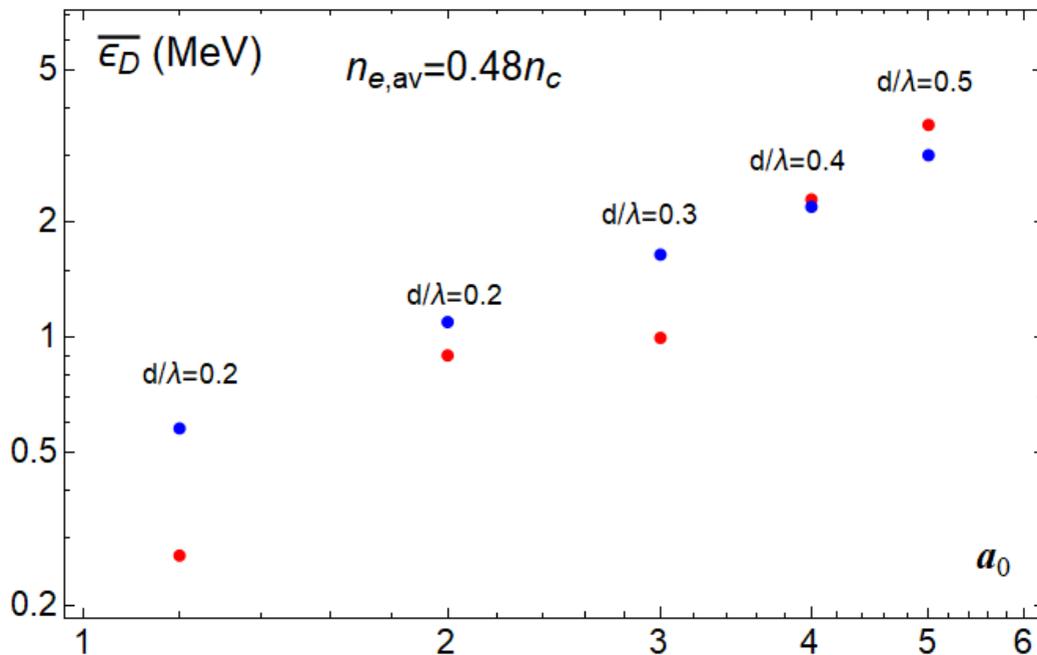


Рисунок 19.4 — Средняя энергия высокоэнергетических дейтронов в МэВ (синие точки) в зависимости от a_0 для $d \approx d_{opt}$, определяемые формулой (5.5). Для сравнения показаны значения температуры горячих электронов в МэВ (красным цветом)

19.2 Расчет выхода термоядерных нейтронов в зависимости от интенсивности лазера

Используя расчетные спектры дейтронов во всей области взаимодействия, можно найти выход нейтронов с помощью Монте-Карло кода GEANT4 [413] и/или интеграла перекрытия [414], см., например, где входными данными служат распределения дейтронов. В GEANT4 -расчетах и расчетах методом интеграла перекрытия принималось, что распределения дейтронов изотропные, что согласуется с данными PIC расчетов.

На рисунке 19.5а представлена расчетная зависимость выхода нейтронов при фиксированной средней плотности $n_{e,av}/n_c = 0.06$ в зависимости от d вычисленный с помощью интеграла перекрытия. Максимальный выход нейтронов во всем объеме взаимодействия достигается для кластерной среды с оптимальным диаметром кластеров $d_{opt}/\lambda \approx 0.15$ и характеризуется значением $Y_{1J} \approx 3 \times 10^6$ нейтр./Дж энергии лазера. На

рисунке 5.5б показаны максимальные значения выхода нейтронов, которые могут быть достигнуты для данного $n_{e,av}$. При этом максимальный выход для разных $n_{e,av}$ достигается при $d/\lambda \approx 0.15 - 0.2$.

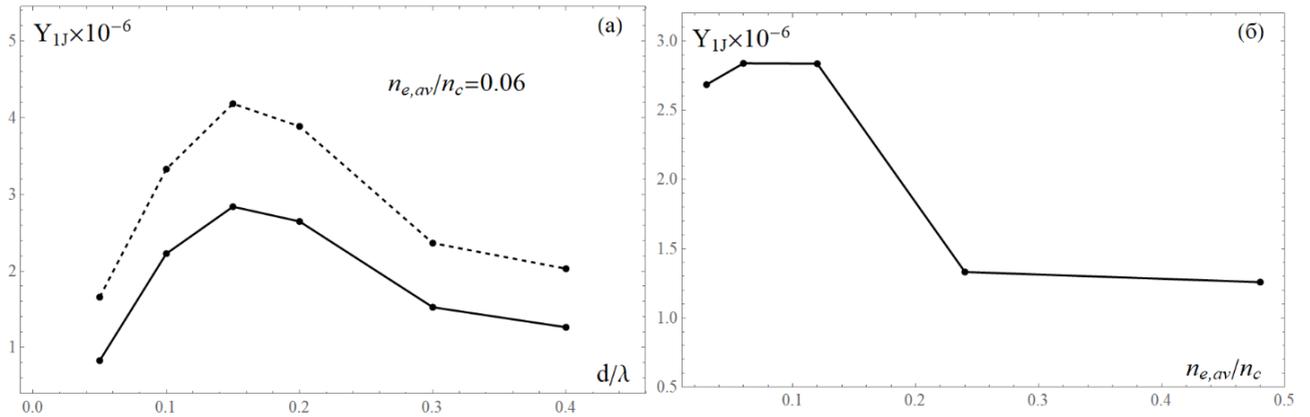


Рисунок 19.5 — (а) Выход D-D нейтронов на 1 Дж, энергии лазера Y_{1J} при $a_0 = 1.2$ в зависимости от d/λ при $n_{e,av}/n_c = 0.06$ рассчитанный с помощью метода интеграла перекрытия (сплошная линия) и GEANT4 моделирования (пунктирная линия). (б) Зависимость максимального Y_{1J} при различных d от $n_{e,av}/n_c$ и той же интенсивности лазерного импульса

Отметим достаточно слабую зависимость выхода нейтронов при оптимальном $d \sim d_{opt} \geq 2\lambda_D$ от средней плотности $n_{e,av}$ до тех пор, пока $n_{e,av} \ll n_c$. При этом при увеличении $n_{e,av} > 0.25n_c$ выход нейтронов падает примерно на 40 %. Скорее всего, это связано с тем, что в такой достаточно плотной среде значительная часть лазерного излучения не проникает вглубь кластерной среды. Вместе с тем, в большинстве экспериментальных исследований, условие $n_{e,av} \ll n_c$ выполняется.

Результаты моделирования генерации D-D нейтронов для более высоких интенсивностей лазера $a_0 > 1.2$ для энергии лазера 10 Дж, средней плотности среды $n_{e,av} \approx 0.12n_c$, оптимальном диаметре кластера $d \approx d_{opt}$, определяемом соотношением (5.5), демонстрируют монотонный рост выхода нейтронов, как показано на рисунке 5.6. Обе модели предсказывают постоянный рост выхода нейтронов с интенсивностью лазерного импульса (GEANT4 -расчет и оценка по интегралу перекрытия), однако, оценка по интегралу перекрытия по-видимому несколько занижает выход нейтронов, так как является весьма грубой.

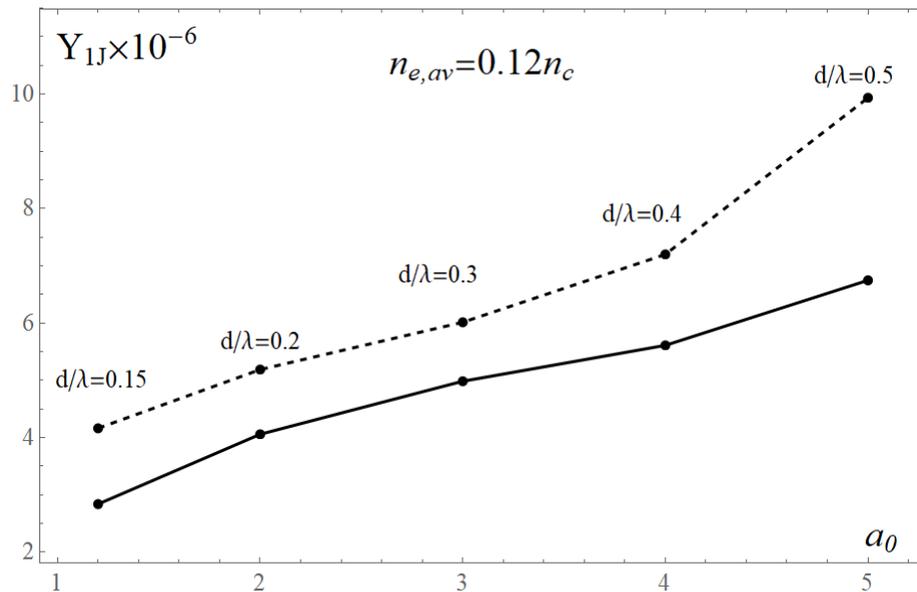


Рисунок 19.6 — Выход нейтронов 1 Дж лазерной энергии для кластерной среды со средней плотностью электронов $0.12n_c$ в зависимости от a_0 рассчитанный с помощью метода интеграла перекрытия (сплошная линия) и GEANT-4 расчетов (пунктирная линия). На рисунке указаны значения оптимальных диаметров кластера, для которых выполнен расчет

Выход нейтронов пропорционален произведению числа ускоренных дейтронов в нагреваемом объеме на сечение DD реакции, а также на начальную концентрацию дейтронов в кластерах и на длину пробега высокоэнергетичного дейтрона, см., например, [406, 411]. Наблюдаемый в расчетах рост выхода нейтронов связан с тем, несмотря на уменьшение числа дейтронов в лазерно-нагреваемом объеме при увеличении интенсивности лазера, средняя энергия высокоэнергетичных дейтронов возрастая с интенсивностью (см. рисунок 19.4), компенсирует сокращение числа дейтронов в области взаимодействия, причем заметный рост сечения DD реакции в рассматриваемом диапазоне энергий дейтронов (0.1-3 МэВ) определяет монотонный рост выхода нейтронов. Так, число нейтронов достаточно резко увеличивается, достигаемой при лазерной интенсивности 3.4×10^{19} Вт/см² до значения $\approx 10^7$ нейтр на 1 Дж энергии лазера.

На рисунке 19.7 представлены спектры нейтронов по энергиям, полученные из GEANT4 расчетов и отвечающие значениям амплитуды лазерного поля $a_0 = 1.2, 2, 3$ при энергии лазерного импульса 10 Дж и средней плотности среды $n_{e,av} \approx 0.12n_c$. Результаты представлены при оптимальных значениях диаметра кластеров для нагрева среды и получения максимального выхода нейтронов.

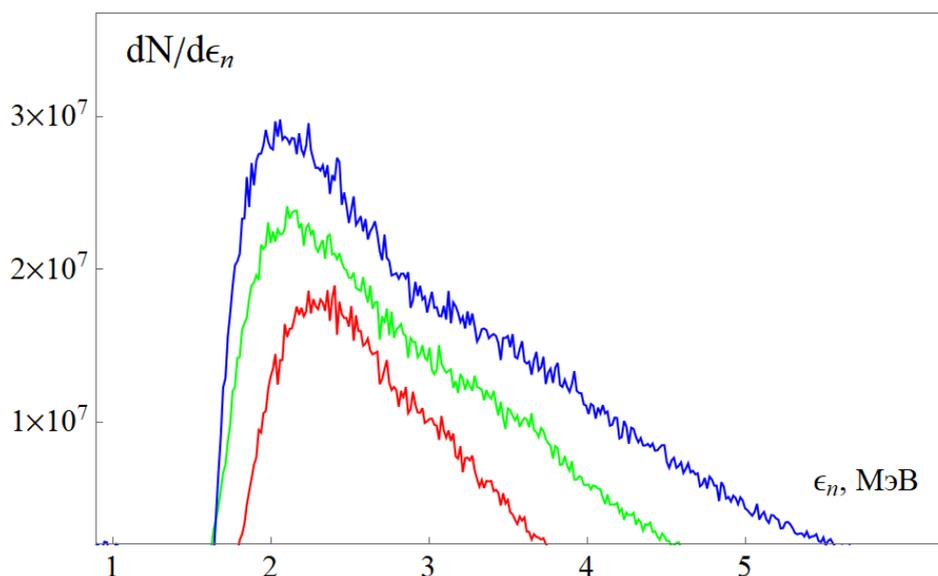


Рисунок 19.7 — Расчетные спектры нейтронов для разных значений амплитуды лазерного импульса: $a_0 = 1.2$ (красная кривая), $a_0 = 2$ (зеленая кривая), $a_0 = 3$ (синяя кривая) и соответствующих оптимальных диаметров кластера

Ширина энергетического распределения нейтронов, с пиком в области ~ 2.4 МэВ, определяемая энергией высокоэнергетичных дейтронов, увеличивается пропорционально a_0 в соответствии с простыми кинематическими оценками [410].

19.3 Обсуждение и выводы

В данном разделе представлены результаты моделирования нагрева микрокластерной среды для диапазона интенсивностей лазерного импульса 2×10^{18} Вт/см² - 3.4×10^{19} Вт/см². Характеристики горячих дейтронов и термоядерных D-D нейтронов получены с использованием специально-разработанного алгоритма для восстановления функции распределения дейтронов. Разработанная модель допускает вариацию энергии лазерного импульса в широком диапазоне значений, тем самым она применима для широкого диапазона лазерных систем. Существует, однако, ограничение на максимальную интенсивность, при которой модель применима. Действительно, число электронов, покидающих ячейку (расчетную область) должно быть не велико, что имеет место при интенсивности лазерного импульса в диапазоне 10^{18} Вт/см²– 4×10^{19} Вт/см². Продемонстрировано, что в зависимости от интенсивности лазерного импульса можно подобрать оптимальный размер кластеров для нагрева среды и получения максимального выхода нейтронов.

Рассмотрим с помощью метода зон лазерно-кластерное взаимодействие с параметрами из эксперимента [403], в котором исследуется генерация D-D нейтронов при

облучении каплей тяжелой воды диаметром $\approx 0.2\lambda$ лазерным импульсом с интенсивностью 10^{19} Вт/см² ($a_0 \approx 2$) и длительностью 35 фс. Интегральные спектры дейтронов, полученные при моделировании методом зон (рисунок 19.8), показывают качественное согласие с экспериментальным результатом (ср. с рисунком 2b в работе [403]).

Некоторое несущественное различие между этими спектрами (рисунок 19.8 и рисунок 2b в работе [403]) может быть связано с неидеальным контрастом лазерного импульса, который не был учтен при моделировании. Количество горячих дейтронов (> 100 кэВ), полученных в расчетах и измеренных в [403] из одного и того же объема среды, хорошо согласуются ($\sim 10^{11}$).

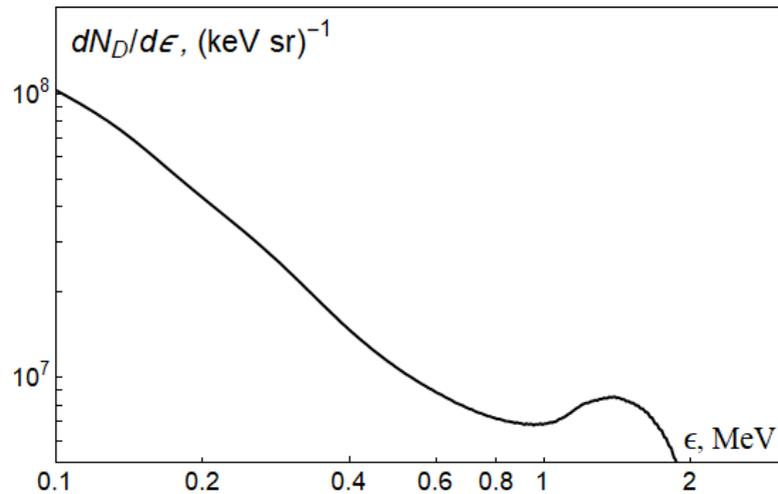


Рисунок 19.8 — Спектр дейтрона в 3D PIC моделировании с использованием предложенной схемой разделения всего объема взаимодействия на зоны для параметров эксперимента [Г5.4]

Однако, эксперимент [403] показывает довольно низкий выход нейтронов, 10^4 нейтронов/Дж, по сравнению с результатами нашего моделирования. Это объясняется тем, что объем струи тяжелой воды в [403] был значительно меньше l_{st}^3 , где l_{st} - длина пробега высокоэнергетичного дейтрона, определяемая потерями на ионизацию и возбуждение атомов вещества. На этой длине ускоренный дейтрон, проходя через холодную кластерную среду, будет вступать в реакцию с ядрами вещества и генерировать нейтроны. В подходе, рассмотренном в данном разделе, предполагается, что объем спрея достаточен для торможения остановки горячих дейтронов благодаря ионизационным потерям. Искусственное уменьшение объема распыленного спрея в моделировании до уровня, указанного в [403], привело к выходу нейтронов 10^4 нейтронов/Дж, как в эксперименте. И наоборот, если увеличить экспериментальный размер холодного спрея до длины остановки дейтронов с энергией 1.5-2 МэВ, то выход нейтронов может достигать \approx

4×10^6 нейтронов/Дж. Таким образом, увеличение размера холодной струи D_2O в эксперименте может быть эффективным способом увеличения выхода нейтронов.

Изложенные в данном разделе научные результаты полностью соответствуют п.4.1.19 Плана-графика.

20 Разработка спектрографа с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн 8-20 нм

В рамках работы был предложен компактный спектрограф высокого разрешения для задач спектromетрии в диапазоне длин волн 8-20 нм. Основным оптическим элементом спектрографа является дифракционная решетка на отражение со сферической кривизной. Для оперативной записи спектра излучения исследуемого источника экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения в приборе будет применен 2D детектор на основе ПЗС-матрицы, чувствительной к ЭУФ излучению. Благодаря применению сферической решетки, возможно получить спектральное изображение источника на детекторе без взаимного перемещения оптических элементов в процессе работы.

Соотношение (20.1) связывает углы падения и дифракции с длиной волны и периодом решетки:

$$\cos\varphi - \cos\psi = m\lambda p \quad (20.1)$$

где λ - длина волны, m - порядок дифракции, ψ - скользкий угол дифракции, φ - скользкий угол падения, $p = 1/D$ - плотность штрихов дифракционной решетки, D - период решетки. Сферический профиль решетки обеспечивает условие фокусировки излучения, выходящего из входной щели на 2D детекторе.

Соотношение (20.2) описывает условия фокусировки излучения, выходящего из входной щели на 2D детекторе:

$$R/2 \cdot \sin\varphi = L2 \quad (20.2)$$

где R - радиус решетки, $L2$ - расстояние от центра решетки до входной щели.

В таком случае принципиальная схема спектрографа будет иметь вид, представленный на рисунке 20.1.

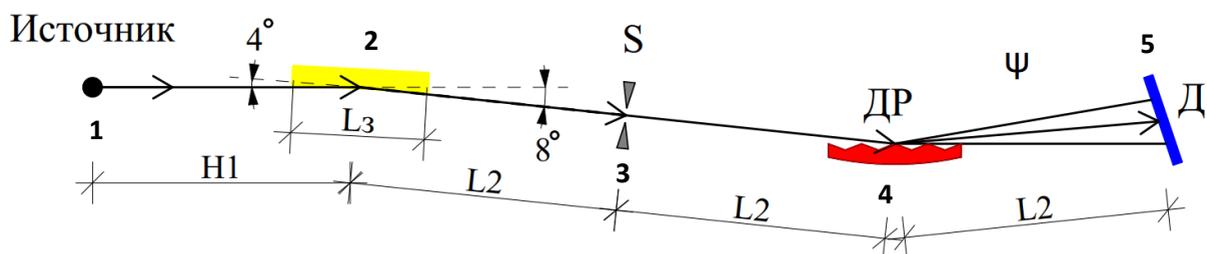


Рисунок 20.1 - Оптическая схема спектрографа

Как можно видеть из рисунка 20.1 принцип работы спектрографа заключается в следующем: ЭУФ излучение источника 1 собирается сферическим зеркалом 2 и фокусируется на входной щели прибора 3, что позволяет существенно повысить эффективность и поднять чувствительность, прошедшее через входную щель ЭУФ излучение, попадает на сферическую дифракционную решетку эшелет 4 и дифрагирует в соответствии с уравнением (20.1) и фокусируется на 2D детекторе 5 в соответствии с уравнением (20.2).

Таким образом, предложена простая в реализации схема ЭУФ спектрографа на диапазон длин волн 8-20 нм. Спектрограф состоит из сферического фокусирующего зеркала, входной щели, сферической дифракционной решетки эшелета и 2D детектора ЭУФ излучения.

Расчет шага штрихов дифракционной решетки

В соответствии с методиками, описанными в [415] был проведен расчет оптической схемы для обеспечения спектрального диапазона 8-20 нм. В результате оптимизации были получены следующие параметры рентгенооптической схемы: расстояние от сферического зеркала до входной щели спектрографа $L_2 = 138.8$ мм, радиусы кривизны решетки и зеркала $R = 650.5$ мм, длины решетки и зеркала $DP = L_3 = 30$ мм. Для компактности прибора была выбрана решетка длиной 30 мм. Расчеты показали, что спектральный диапазон 8-20 нм будет обеспечен при частоте штрихов $p_0 = 1200$ шт/мм,

Однако, при изменении расстояния до источника H_1 (см. рисунок 20.2) и неизменном угле наклона сферического зеркала происходит незначительная потеря фокусировка на входной щели. Таким образом, для сохранения оптимального фокуса и постоянного угла падения на дифракционную решетку, зеркало и решетка устанавливаются на механические подвижки с возможностью подстройки угла по расстоянию H_1 .

Схема спектрографа с приведенными выше параметрами позволяет получить следующие оптические характеристики прибора:

Спектральная фокальная кривая для точечного источника в диапазоне 8-20 нм:

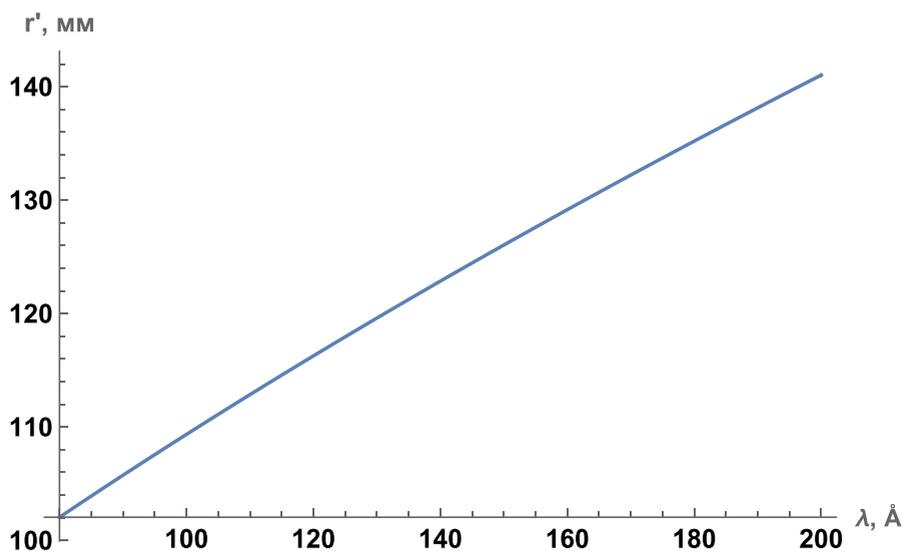


Рисунок 20.2 - Фокальная кривая спектрографа

Из приведенного расчета можно заключить, что фокусные расстояния спектрографа меняются значительно относительно L_2 ($\Delta r' \leq 30$ мм во всем рабочем диапазоне), что уже говорит о необходимости модернизации текущей схемы. Более информативными параметрами оценки качества работы решетки являются значения угловой и линейной дисперсии, представленные на рисунках 20.3 и 20.4 соответственно:

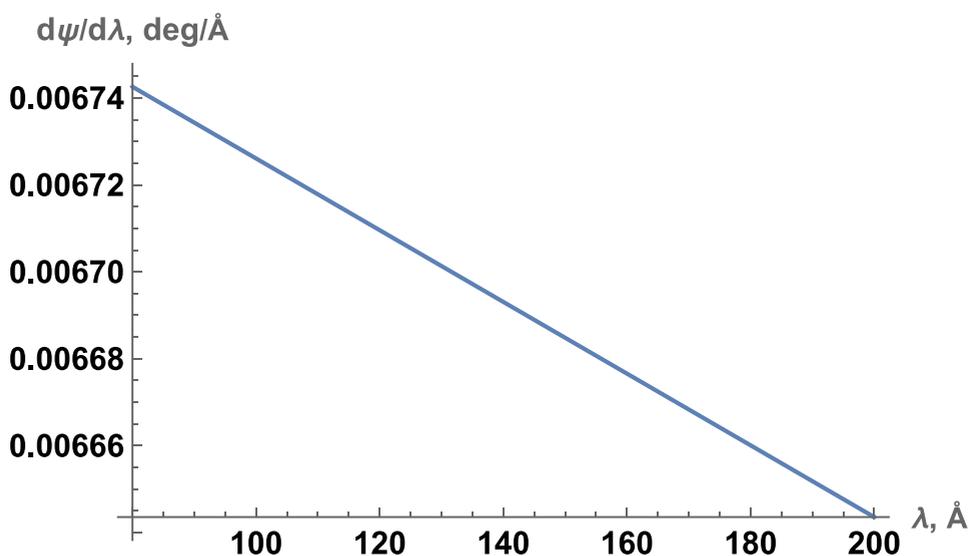


Рисунок 20.3 - Угловая дисперсия вогнутой решетки

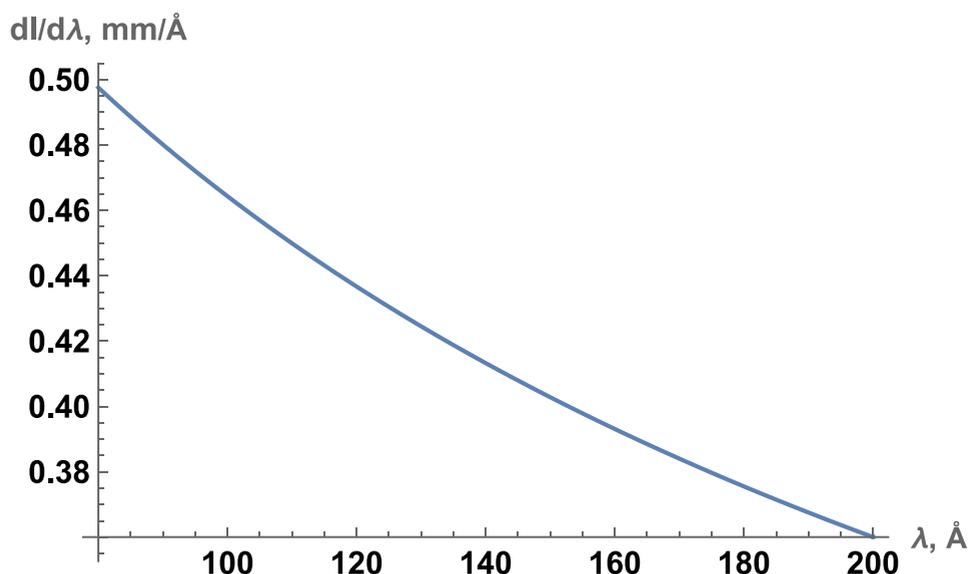


Рисунок 20.4 - Линейная дисперсия вогнутой решетки

Из графиков угловой и линейной дисперсии следует, что при использовании существующей схемы, изменение длины волны на 1 \AA в плоскости детектора соответствует изменению угла дифракции на $\sim 0,0067^\circ$, а также перемещению в плоскости детектора на $\sim 0,4$ мм.

Для расчета разрешения прибора обратимся к зависимости линейной дисперсии от длины волны (рис.2.4). В диапазоне 80-200 \AA крайними значениями $dl/d\lambda$ выступают 0,5 и 0,36 мм/\AA . Обратная линейная дисперсия $d\lambda/dl$ в данных точках спектра составит 2 и 2,78 \AA/мм соответственно. Данная величина означает изменение наблюдаемой длины волны при перемещении в плоскости детектора на 1 мм. Исходя из размера пикселя имеющейся матрицы детектора (GSENSE 2020 BSI), равного $S_{pix} = 6,5$ мкм, нетрудно получить спектральное разрешение в крайних точках спектра:

$$R_1 = \frac{d\lambda}{dl} * S_{pix} = 2 * 6,5 \cdot 10^{-3} = 0,013\text{ \AA} \quad (20.3)$$

$$R_2 = \frac{d\lambda}{dl} * S_{pix} = 2,78 * 6,5 \cdot 10^{-3} = 0,01807\text{ \AA} \quad (20.4)$$

Таким образом, проведен расчет шага штрихов дифракционной решетки для обеспечения спектрального диапазона длин волн 8-20 нм. Показана возможность реализации спектрографа на основе периодической сферической решетки, обеспечивающего высокое спектральное разрешение лучше $0,018\text{ \AA}$, такие параметры прибора достаточны для большинства современных задач спектроскопии. Однако, при необходимости увеличения спектрального диапазона схема прибора может быть

оптимизирована за счет перехода к решетке с переменной частотой штрихов (т.н. VLS-решеткой), которая обеспечивает более высокую линейную дисперсию.

Разработка ЭКД на спектрограф с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн 8-20 нм

По результатам исследований была разработана эскизная конструкторская документация на решеточный спектрограф. 3D рендер прибора приведен на рисунке 20.5.

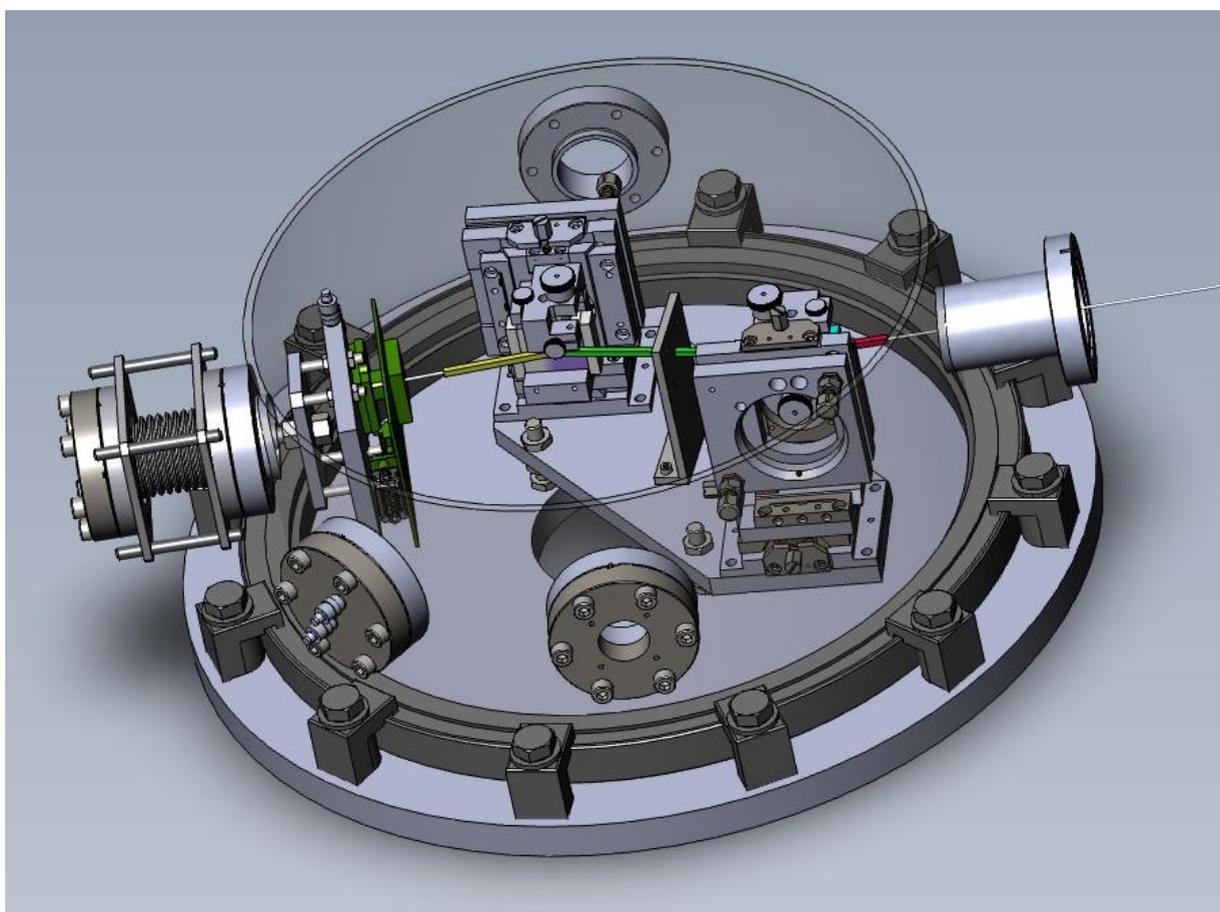


Рисунок 20.5 - 3D визуализация решеточного спектрографа на диапазон длин волн 8-20 нм

В результате проработки конструкции удалось создать компактный прибор с габаритами $\varnothing 430 \times 191$ мм. Оптические элементы прибора (фокусирующее зеркало и дифракционная решетка) смонтированы на единой оптической плите, которая установлена на основании вакуумной камеры, кронштейн 2D детектора закреплен на подвижном сильфоне, позволяющем проводить юстировку, регистрируемого изображения без развакуумации системы. Сборочный чертеж спектрографа представлен на рисунке 20.6.

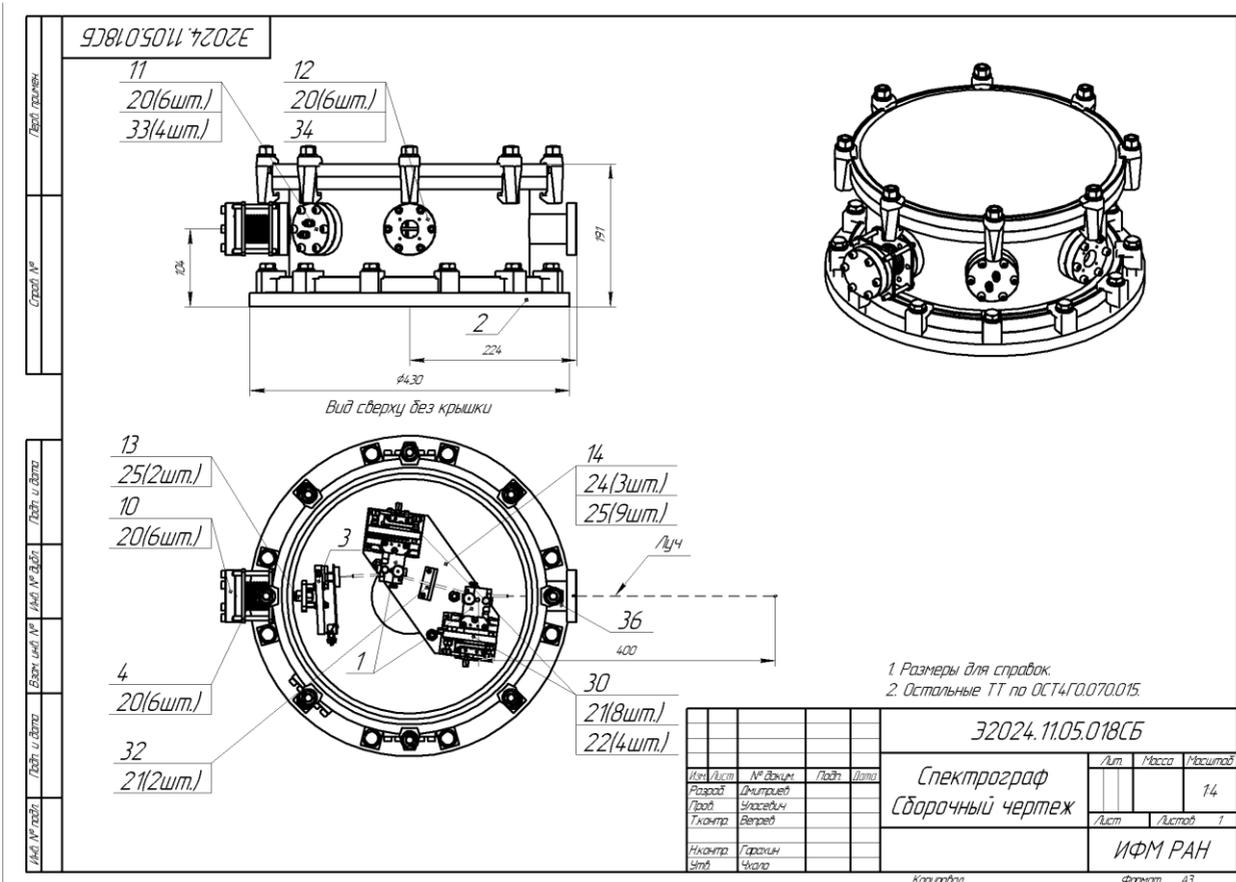


Рисунок 20.6 - Сборочный чертеж спектрографа на диапазон длин волн 8-20 нм

Как можно видеть корпус спектрографа крепится к основанию, на котором смонтирована оптическая система. Такая конструкция позволяет снимать вакуумную камеру и проводить юстировку прибора. В таком случае имеется удобный доступ ко всем подвижным элементам системы.

Вакуумная камера имеет большое количество присоединительных фланцев, что позволяет впоследствии проводить модернизацию устройства, в частности оснастить оптику моторизованными столиками и проводить юстировку прибора без вскрытия на атмосферу. Габариты вакуумной камеры и крышка, закрепленная на трубкины, позволяют быстро производить замену оптических элементов без полного разбора устройства. Кроме того, зеркало и дифракционная решетка устанавливаются в специализированный держатель (см. рисунок 20.7).

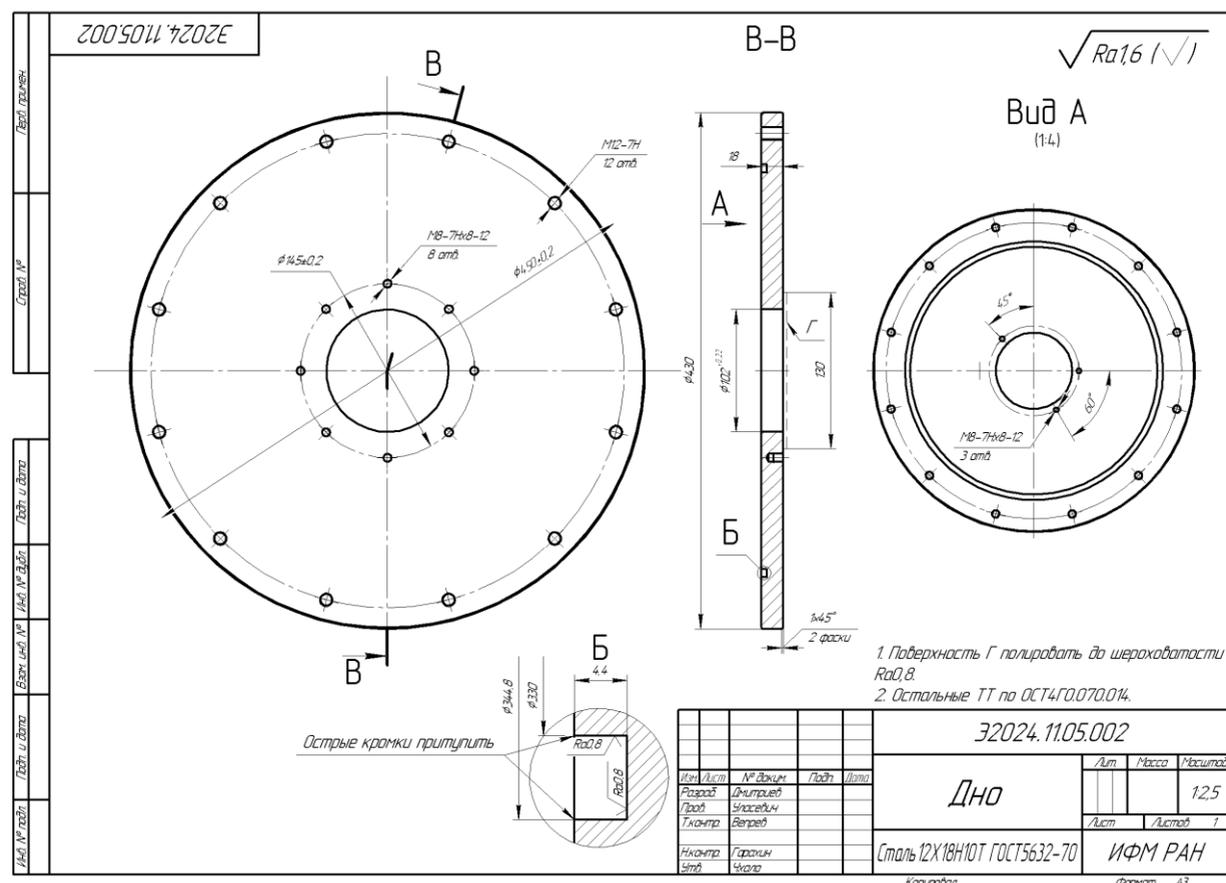


Рисунок 20.8 - Основание вакуумной камеры

Отверстие в основании (см. рисунок 20.8) позволяет присоединить к вакуумной камере спектрографа индивидуальную откачную вакуумную систему и проводить исследование спектральных характеристик источников, работающих при достаточно высоком давлении остаточных газов, для минимизации поглощения сигнала в остаточной атмосфере.

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, в рамках работы показана возможность реализации спектрографа на основе периодической сферической решетки, обеспечивающего высокое спектральное разрешение лучше $0,018 \text{ \AA}$ ($0,0018 \text{ нм}$), такие параметры прибора достаточны для большинства современных задач спектроскопии. Разработана конструкция компактного спектрографа на основе сферической дифракционной решетки. Отмечено, что при необходимости увеличения спектрального диапазона схема прибора может быть оптимизирована за счет перехода к решетке с переменной частотой штрихов (т.н. VLS-решеткой), которая обеспечивает более высокую линейную дисперсию.

Разработаны габариты прибора и вакуумной камеры, а также технические решения для крепления и юстировки оптических элементов.

Подготовлены следующие отчетные документы: Рентгенооптическая схема спектрографа; ЭКД на спектрограф для диагностики плазмы в диапазоне длин волн 8-20 нм Э2024.11.05.018.

Изложенные в данном разделе научные результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.1.20 Плана-графика.

21 Разработка компактной модульной мишенной камеры для мишени с магнитным удержанием

Изучение взаимодействия мощного лазерного излучения с различными мишенями, а также создание и удержание лазерной плазмы в сильных магнитных полях — важная область современных физических исследований. С увеличением мощности лазеров и развитием технологий магнитных полей возрастает необходимость в создании инновационного оборудования, которое может адаптироваться под различные эксперименты и условия. Разработка нового подхода к созданию мишенной камеры, способной адаптироваться к разным экспериментальным условиям, является необходимым шагом для повышения эффективности таких исследований. В данном пункте отчета представлена концепция компактной модульной мишенной камеры, которая позволит проводить эксперименты с лазерной плазмой в магнитном поле до 17 Тл, генерируемом импульсной катушкой Гельмгольца.

Главной целью данной разработки является создание гибкой и универсальной мишенной вакуумной камеры, способной эффективно поддерживать условия экспериментов, направленные на исследования лазерной магнитоактивной плазмы, лазерного ускорения частиц (протонов, электронов) и генерации рентгена.

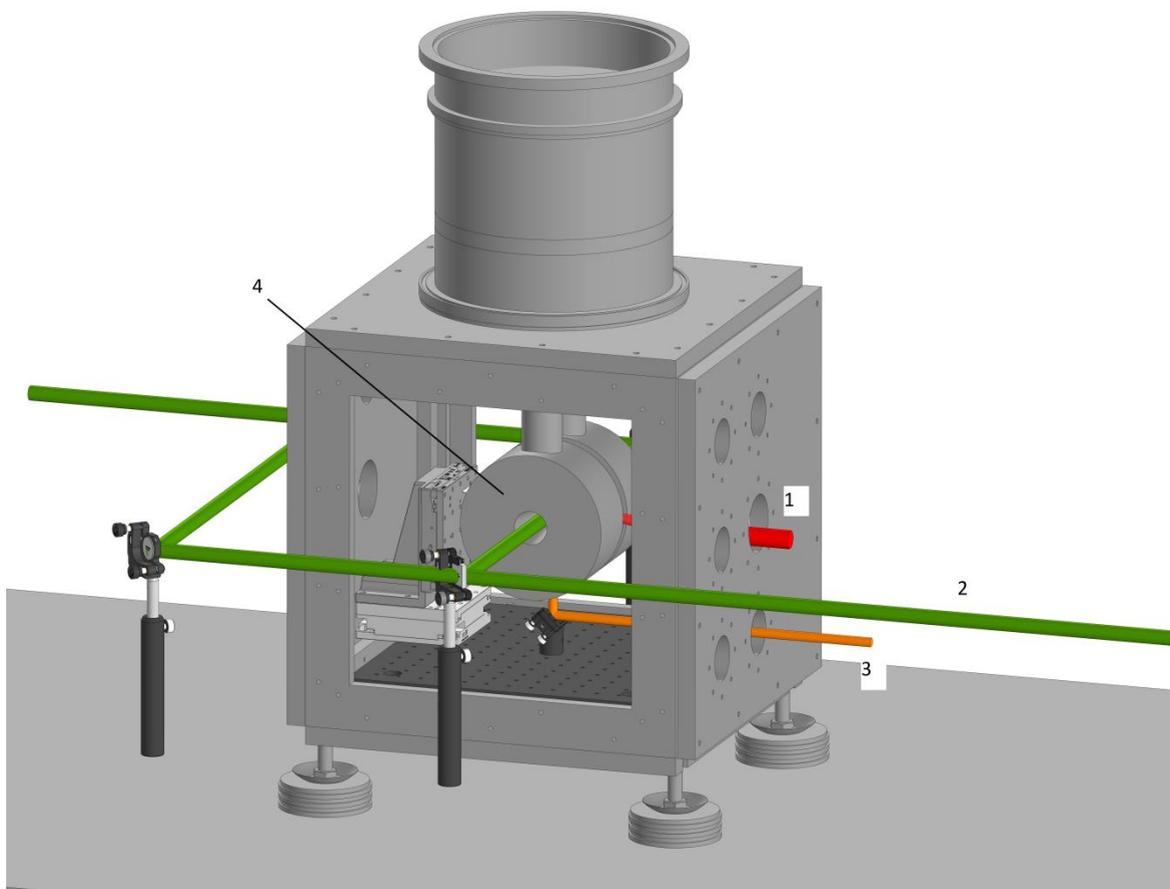


Рисунок 21.1 - Трехмерный макет эксперимента с применением компактной модульной мишенной камеры. 1 – пучок накачки, 2 – пучок горизонтального интерферометра, 3 – пучок вертикального интерферометра, 4 – магнитная система

На рисунке 21.1 представлен трехмерный макет эксперимента с использованием компактной мишенной камеры. Типовая схема включает два интерферометра для диагностики лазерной плазмы, магнитную систему, систему позиционирования мишеней. На основе типовой схемы могут быть проведены различные эксперименты, направленные на исследование магнитного удержания лазерной плазмы:

1. Эксперимент с взаимодействием лазерно-индуцированной плазмы с внешним магнитным полем. В этой схеме мишень будет расположена в магнитном поле, сгенерированном катушкой Гельмгольца. Запланировано исследовать динамику формирования плазмы, измеряя характеристики, такие как температура, плотность и структуру плазменного облака.
2. Эксперимент с лазерным ускорением электронов в режиме “лазерной пули“. Данный режим реализуется, если мощный релятивистский лазерный импульс взаимо-

действует с плазменным слоем, который имеет резкие границы. Проникая в такую плазму через резкий градиент плотности, лазерный импульс не успевает испытать самофокусировку, следовательно, распространяется в плазме в самосогласованном резонансном режиме на относительно больших длинах и ускоряет электроны до больших энергий. В эксперименте плазменный слой с такими резкими границами предлагается реализовать с помощью плазмы, созданной наносекундным лазерным импульсом с энергией <10 Дж и разлетающейся во внешнее поперечное магнитное поле порядка 15 Тл. Экспериментально и численно продемонстрировано, что в результате взаимодействия плазменного потока с внешним магнитным полем генерируется плазменная каверна с резкими градиентами плотности на границе и квази-однородным распределением плотности плазмы внутри. Попадая в данную плазму, сверхмощный фемтосекундный лазерный импульс с правильной задержкой относительно наносекундного импульса способен ускорить электроны до энергий порядка 100 МэВ.

3. Эксперимент с изменяемыми параметрами: Возможность варьирования конструкции мишенной камеры позволит исследовать влияние различных геометрических форм и объемов мишени на процессы генерации и удержания плазмы. Запланировано провести серию экспериментов для анализа полученных данных и выяснения зависимости характеристик плазмы от конфигурации мишени. Сравнительный эксперимент позволит исследовать взаимодействие лазерного излучения с различными типами мишеней (металлических, газообразных, органических и т.д.). Целью будет выявление ключевых механизмов взаимодействия.

Предлагаемая мишенная камера обеспечивает гибкость эксперимента за счет модульности конструкции, поскольку несколько взаимозаменяемых секций могут быть легко комбинированы для достижения требуемого полезного вакуумного объема. Это решение позволяет сохранять высокий уровень гибкости при проектировании экспериментов, а также снижает время на подготовку и модернизацию установок.

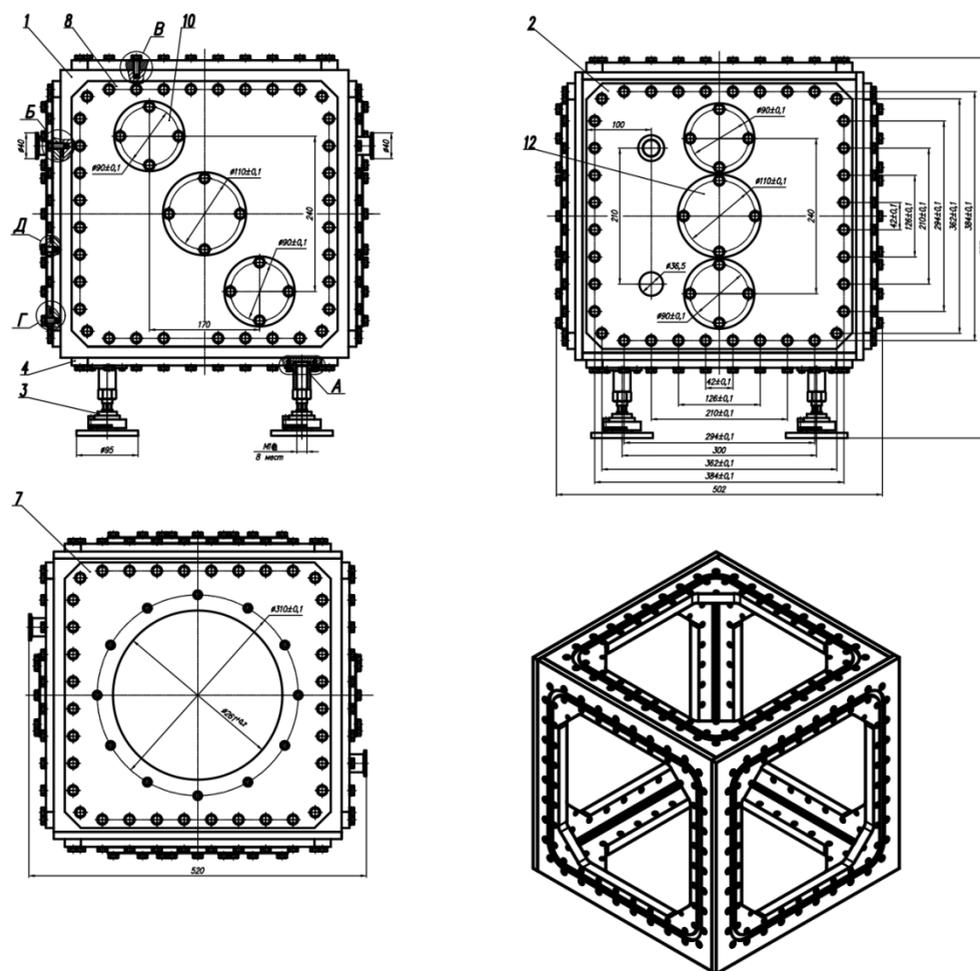


Рисунок 21.2 - Эскиз модульной мишенной камеры. Показаны три основных грани: диагональное расположение окон, вертикальное расположение окон, верхняя крышка с отверстием для установки магнитной системы. В углу показан трехмерный вид силовой рамы камеры

Модульная мишенная камера (Рисунок 21.2) представляет собой вакуумный объем, имеющий форму куба с полезным объемом $30 \times 30 \times 30 \text{ см}^3$. Она выполнена в виде сварной рамы и 4 – х видов крышек, которые крепятся к раме при помощи винтов. Крышки с диагональным (2 шт) и вертикальным (2 шт) расположением отверстий для фланцевых ISO63 и ISO100 соединений предназначены для ввода и вывода излучения из мишенной камеры, подключения компактных высоковакуумных насосов. На крышке с вертикальным расположением отверстий предусмотрен патрубок стандарта KF25 для подключения вакуумной арматуры, а также отверстия для установки герметичного разъема типа 2PMГПД33Б32Ш5Е1 для ввода электрических интерфейсов для детекторов

и управления моторизованными трансляторами. На верх мишенной камеры устанавливается крышка с отверстием стандарта ISO250 для установки магнитной системы. Остальные крышки глухие, то есть не имеют отверстий. На нижней крышке смонтированы жесткие регулируемые опоры, позволяющие монтировать мишенную камеру на оптическом столе.

Рама модульной мишенной камеры имеет два ряда крепежных отверстий. Наружный ряд – глухие резьбовые отверстия для крепления крышек модуля, внутренний ряд - сквозные отверстия - располагается за уплотнительной канавкой и предназначен для соединения двух и модулей вместе. Расположение отверстий относительно габаритов камеры рассчитано таким образом, чтобы исключить конфликт модулей подсоединенных в смежных плоскостях.

Основные характеристики:

- Модульность: Каждый модуль камеры может быть сконфигурирован для реализации конкретных условий эксперимента. Вакуумный объем может быть легко увеличен, если требуется, подключением идентичного дополнительного модуля через специально разработанный интерфейс. С другой стороны, если для эксперимента не требуется большой вакуумный объем, а требуется достижение необходимого вакуумного давления за минимальное время, объем камеры может быть оптимизирован до одного (30 x 30 x 30 см) или нескольких модулей. Это позволит увеличить количество экспериментов на мощных лазерных комплексах, где зачастую требуется развакуумирование после каждого выстрела лазера.
- Жесткая конструкция рамы модулей, исключая деформации и смещения положения отдельных частей конструкции при вакуумной откачки.
- Совместимость с магнитной системой: Выбранные материалы для модулей камеры – сталь марки 12Х18Н10Т - обеспечивают минимальный отклик на магнитное поле, что позволяет эффективно использовать его для удержания плазмы.

Уникальность предложенной мишенной камеры заключается в модульности и универсальности, которые открывают новые горизонты для научных исследований. Она позволяет быстро и легко настраивать различные параметры, что особенно важно для работы с лазерными системами, требующими точных условий. Возможность проектирования мишенной камеры под конкретные эксперименты способствует более глубокому пониманию физики лазерной плазмы и взаимодействия с магнитными полями.

Разработка компактной модульной мишенной камеры представляет собой значительный шаг вперед в области исследований лазерной плазмы и ее взаимодействия с внешними магнитными полями. Предложенные схемы экспериментов создают новую основу для понимания взаимодействия высокоэнергетических лазеров и экзотических состояний материи. Мишенная камера представляет собой гибкий инструмент, который может быть адаптирован для различного рода исследований, способствуя развитию науки в области плазменной физики.

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, по результатам выполнения четвертого этапа проекта разработана уникальная модульная мишенная камера, предназначенная для широкого круга фундаментальных и прикладных задач взаимодействия лазерного излучения высокой пиковой мощности и релятивистской интенсивности с веществом, в том числе, в присутствии сильных магнитных полей. Особенность разработанного технического решения заключается в модульности и универсальности мишенной камеры, которые открывают новые горизонты для научных исследований, позволяя, в частности, быстро и легко менять конфигурацию мишенной камеры, менять ее объем и линейные размеры для проведения экспериментов в различных условиях (например, с различными фокусными расстояниями фокусирующей оптики, различными диагностическими системами, требующими разного расстояния от области лазерно-плазменного взаимодействия и т.п.). Использование в конструкции камеры немагнитных материалов позволяет проводить эксперименты с использованием сильных магнитных полей.

Подготовлены следующие отчетные документы: ЭКД на компактную модульную мишенную камеру по ГОСТ 2.125-2008.

Изложенные в данном разделе научные результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.1.21 Плана-графика.

22 Разработка и реализация программы дополнительного образования “Лазеры экстремальной мощности: фундаментальная физика и приложения” (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

В ходе выполнения этапа 2024г. на базе НИЯУ МИФИ была разработана и реализована программа дополнительного образования “Лазеры экстремальной мощности: фундаментальная физика и приложения”. Программа ДПО была реализована в дистанционном формате, контрольные мероприятия проводились в форме дистанционного тестирования.

В рамках программы были прочитаны 18 лекций, сгруппированных в два модуля:

Модуль 1. Сверхмощные лазерные системы и диагностика лазерной плазмы

Тема 1.1 Экспериментальные методы лазерной физики.

Тема 1.2 Лазерные системы релятивистской интенсивности.

Тема 1.3 Рентгеновская диагностика лазерной плазмы.

Модуль 2. Лазерно-плазменные источники излучения и быстрых частиц

Тема 2.1 Фундаментальные физические процессы в электромагнитных полях экстремальной интенсивности.

Тема 2.2 Теоретические основы лазерного ускорения частиц, нелинейной релятивистской оптики, синхротронного излучения и ядерной фотоники.

Тема 2.3 Оптическая генерация сильных магнитных полей.

Тема 2.4 Когерентные явления в излучении релятивистских заряженных частиц.

Лекции были прочитаны сотрудниками Института прикладной физики РАН (ИПФ РАН) и организаций-соисполнителей проекта Национального исследовательского ядерного университета МИФИ (НИЯУ МИФИ) и Физического института РАН (ФИАН):

Брантов А.В., доктор физ-мат. наук, ФИАН (модуль 2, тема 2.2)

Быченков В.Ю., доктор физ-мат. наук, ФИАН (модуль 2, тема 2.2)

Коржиманов А.В., кандидат физ-мат. наук, ИПФ РАН (модуль 2, тема 2.1)

Корнеев Ф.А., кандидат физ-мат. наук, НИЯУ МИФИ (модуль 2, тема 2.3)

Мухин И.Б., кандидат физ-мат. наук, ИПФ РАН (модуль 2, тема 1.2)

Попруженко С.В., доктор физ-мат. наук, НИЯУ МИФИ (модуль 2, тема 2.1)

Седов М.В., кандидат физ-мат. наук, НИЯУ МИФИ (модуль 1, тема 1.3)

Соловьев А.А., кандидат физ-мат. наук, ИПФ РАН (модуль 1, тема 1.1)

Тищенко А.А., кандидат физ-мат. наук, НИЯУ МИФИ (модуль 2, тема 2.4)

На программу были зачислены 173 слушателя из 35 образовательных и научных учреждений. Оценка качества освоения программы осуществляется на основе оценки за итоговое тестирование, которое проводилось дистанционно. Для положительной оценки за тестирование необходимо правильно ответить не менее чем на 60% вопросов, содержащихся в тесте. Итоговую аттестацию слушателя осуществляет комиссия в виде зачета на основе сдачи тестовых заданий. Ниже представлен пример тестового задания.

1. Какого предельного значения интенсивности в центре лазерного фокуса можно потенциально достигнуть, используя систему на основе неодимового лазера с пиковой мощностью в 1ПВт?

Варианты ответа:

(а) 10^{20} Вт/см²; (б) 10^{23} Вт/см²; (в) 10^{25} Вт/см²; (г) 10^{26} Вт/см².

2. Лазерный пучок диаметром $D=1$ см фокусируется линзой с фокусным расстоянием в 1м. Длина волны излучения 1мкм. Каким будет, приближенно, радиус w_0 перетяжки в фокусе, если считать, что пучок описывается наименьшей гауссовой модой?

Варианты ответа:

(а) ~1мкм; (б) ~3мкм; (в) ~30мкм; (г) ~1мм.

3. Тормозное рентгеновское излучение используется для диагностики плазмы следующим способом:

(а) определение температуры электронов;

(б) определение плотности плазмы;

(в) определение температуры ионов;

(г) определение ионизационного состава плазмы.

4. Мультиплет это:

(а) совокупность линий, образованных переходами между компонентами тонкой структуры уровней nl и $n'l'$;

(б) разложение электрического диполя по мультипольным компонентам;

- (в) изоэлектронная последовательность;
- (г) набор переходов в атоме без учета тонкой структуры.

5. Указать типы уширения линий, которые зависят от плотности плазмы

- (а) естественное уширение;
- (б) доплеровское уширение;
- (в) столкновительное уширение;
- (г) времяпролетное уширение.

6. Наиболее эффективно полые ионы возбуждаются:

- (а) электронным пучком релятивистской энергии;
- (б) рентгеновской накачкой;
- (в) лазерной накачкой в оптическом диапазоне;
- (г) терагерцовым излучением.

7. Каким условием определяется релятивистский режим взаимодействия электронной плазмы с лазерным излучением?

Варианты ответа: (а) $E > E_{cr}$; (б) $a_0 > 1$; (в) $a_0 < 1$; (г) $E > E_{at}$.

8. Каким пространственным масштабом определяется область формирования процесса нелинейного комптоновского рассеяния в поле сильной электромагнитной волны?

Варианты ответа:

- (а) длиной волны;
- (б) комптоновской длиной;
- (в) поперечным размером лазерного фокуса;
- (г) дебройлевской длиной волны излучающего электрона.

9. Как определяется критическое поле квантовой электродинамики, напряженность которого равна $1.32 \cdot 10^{16} \text{ В/см}$?

Варианты ответа:

- (а) электрическое поле, в котором возможно рождение пар из вакуума;
- (б) электрическое поле, работа которого над электроном на комптоновской длине волны равна энергии покоя электрона;

- (в) электрическое поле, в котором становятся неприменимы законы классической электродинамики;
- (г) электрическое поле, в присутствии которого вакуум становится средой с нелинейным показателем преломления.

10. При каких значениях интенсивности лазерного излучения ожидается достижение режима доминирования радиационного трения в динамике электронной плазмы?

Варианты ответа:

- (а) 10^{23} Вт/см²; (б) 10^{26} Вт/см²; (а) 10^{18} Вт/см²;
- (г) ответ зависит от длины волны лазерного излучения.

11. При каких условиях становятся важны переходные процессы в оптических генераторах разрядного типа?

Варианты ответа:

- (а) Длина волны лазерного излучения меньше размера мишени;
- (б) Длина лазерного импульса меньше размера мишени;
- (в) Катушечная часть мишени больше конденсаторной;
- (г) Всегда важны переходные процессы.

12. Что обеспечивает равновесие плазмы с вмороженным магнитным полем в конфигурации замагниченной плазмы типа тета-пинч в бесстолновительном случае?

Варианты ответа:

- (а) Центробежная сила;
- (б) Электрическое поле;
- (в) Давление ионов;
- (г) Собственное магнитное поле плазмы.

13. Чем определяется спонтанное магнитное поле в эффекте, называемом “батарея Бирманна”?

Варианты ответа:

- (а) Током надтепловых электронов;
- (б) Градиентами плотности и температуры;
- (в) Токами смещения;
- (г) Внутренними свойствами частиц плазмы.

14. Когерентность это

- (а) согласованность нескольких колебательных или волновых процессов, проявляющаяся при их сложении;
- (б) отклонение света от прямолинейного направления распространения при прохождении вблизи препятствий;
- (в) объемное изображение объекта, полученное в результате интерференции волн;
- (г) отклонение света от прямолинейного направления распространения при прохождении через щель или несколько щелей;
- (д) рассогласованность нескольких колебательных или волновых процессов, проявляющаяся при их сложении.

Из 173 слушателей курса 105 успешно прошли итоговую аттестацию и получили удостоверение о прохождении курса, 68 слушателей, не прошедших итоговую аттестацию, были отчислены.

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, в ходе четвертого этапа выполнения проекта была разработана и реализована программа дополнительного образования “Лазеры экстремальной мощности: фундаментальная физика и приложения”.

Подготовлены следующие отчетные документы: Сертификаты, подтверждающие прохождение курсов образовательной программы и итоговую аттестацию участников программы.

Изложенные в данном разделе результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.3.1 Плана-графика.

23 Проведение школы для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц»

Школа для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц» (п. 4.3.2. плана-графика работ по проекту «Новые источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц») проводилась в рамках XXI Научной школы «Нелинейные волны-2024» с 5 по 11 ноября 2024. Задачи школы состояли в повышении квалификации молодых учёных, работающих в области взаимодействия лазерного излучения с веществом. Организатором школы выступал Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук.

Работа школы была организована в рамках трех направлений:

- лекции выдающихся ученых по актуальным экспериментальным и теоретическим вопросам лазерной физики и физики плазмы с акцентом на создание компактных источников синхротронного излучения и нейтронов высокой пиковой яркости;
- семинарские занятия по этим тематикам, на которых обсуждались не только работы признанных ученых, но и лучшие работы молодых ученых – слушателей Школы;
- постерная секция с докладами магистрантов и аспирантов – слушателей Школы.

Были представлены следующие лекции.

1. «Через тернии к звездам. Лазерный термоядерный синтез» д.ф.-м.н. **Андрей Петрович Кузнецов**, Институт лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ, Москва.

В лекции дан обзор проводящихся в настоящее время в мире работ по созданию импульсных лазерных установок, при фокусировке излучения которых реализуются термодинамические состояния, доступные в природе только в центрах массивных звезд. Это связано с бурным ростом технологий, обеспечивающих возможность достижения все более высоких энергетических характеристик лазерных систем. В лазерном термоядерном синтезе (ЛТС) соединились два наиболее замечательных открытия столетия – термоядерные реакции и квантовая генерация света – для того чтобы подарить человечеству практически неисчерпаемый источник энергии. Проблема управляемого термоядерного синтеза еще далека от своего решения, но во всем мире ведутся интенсивные работы и с каждым годом расстояние до цели сокращается. В лекции будут рассмотрены вопросы:

Мир вступил в термоядерную гонку. Важнейшие термоядерные проекты.

Лазерное направление термояда: в чем его особенность.

Успех Ливерморской национальной лаборатории.

Что в России делается в этой сфере.

1. «Новые рубежи лазерной физики в научной программе НЦФМ» д.ф.-м.н., акад. РАН

Александр Михайлович Сергеев Национальный центр физики и математики, Саров.

В лекции будут обсуждаться мировые достижения в освоении новых рубежей лазерной физики: в отношении длительности, мощности и интенсивности сигналов, энергий фотонов; достижения в когерентности генерируемого излучения и чувствительности измерений. Отдельный раздел лекции будет посвящен последним достижениям в развитии оптических стандартов частоты, оптических сенсоров и устройств квантовой информатики. В заключительной части лекции ждет рассказ о проектах участников научной кооперации НЦФМ по созданию и использованию источников излучения с рекордными характеристиками.

2. «Резонансная генерация высоких гармоник лазерного излучения и получение

аттосекундных импульсов» д.ф.-м.н. **Василий Вячеславович Стрелков** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

Начиная с появления лазеров, развитие нелинейной оптики было тесно связано с получением всё более коротких лазерных импульсов. На современных лазерных установках получены фемтосекундные импульсы с длительностью, сравнимой с периодом светового поля (один период поля для титан-сапфирового лазера составляет примерно 2.7 фс). Таким образом, дальнейшее укорочение световых импульсов с длиной волны, лежащей в видимом диапазоне, невозможно. Однако в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазонах субфемтосекундные импульсы могут быть получены. Настоящая лекция посвящена описанию современного состояния исследований в области получения субфемтосекундных (или аттосекундных; 1 аттосекунда составляет 10⁻¹⁸ с) ультрафиолетовых и рентгеновских импульсов. Успехи в генерации таких импульсов были отмечены Нобелевской премией по физике за 2023 год. Механизм получения аттосекундных импульсов связан с генерацией высоких гармоник лазерного поля: при взаимодействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом происходит генерация гармоник высокого порядка (ГГВП), при этом максимальные номера гармоник составляют от нескольких десятков до тысяч. Сфазированность гармоник в достаточно широком спектральном интервале приводит к формированию аттосекундных импульсов. Рассмотрена ГГВП в газовых мишенях, а также в плазме лазерного факела. Перспективность последнего подхода связана с возможностью

существенного (на порядки) увеличения эффективности ГТВП за счет использования резонансов генерирующей среды.

3. «Формирование сильных магнитных полей и замагниченной плазмы с помощью мощных лазерных импульсов» к.ф.-м.н. **Филипп Александрович Корнеев**
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

Одним из многочисленных результатов стремительно развивающихся лазерных технологий стала возможность создания в лабораторных условиях лазерноиндуцированных магнитных полей большой амплитуды. Такая, так называемая оптическая генерация магнитных полей может быть реализована как с помощью создания сильных разрядных токов в плотных проводящих мишенях с высокой индуктивностью, так и возбуждением коллективного движения заряженных частиц в плазме. В зависимости от интенсивности, длительности, поляризации и других параметров управляющего лазерного импульса, а также материальных и геометрических свойств облучаемой мишени, амплитуда магнитных полей в вакууме или в горячей плазме может достигать значений порядка тысячи Тесла на уже существующих лазерных установках. Поля такой величины характерны для ряда астрофизических объектов, поэтому одним из наиболее очевидных сопутствующих направлений исследований является так называемая лабораторная астрофизика, то есть моделирование в лабораторных условиях процессов, подобных в той или иной степени процессам в реальных астрофизических системах. Кроме того, фундаментальные исследования горячей магнитоактивной плазмы, поведения заряженных частиц в условиях сильного магнитного поля открывают широкие возможности для развития приложений, связанных с управлением потоками быстрых частиц и плотной горячей плазмы. В настоящее время развито несколько подходов к оптической генерации сильных магнитных полей, из которых, по-видимому, наиболее разработанным является использование разрядных схем. В таких схемах лазерное воздействие создаёт импульс тока большой амплитуды, который может быть использован для формирования области с заданным магнитным полем. В случае достаточно длинных импульсов возбуждённое магнитное поле оказывается квазистационарным, и, напротив, короткие импульсы тока приводят к генерации распространяющихся электромагнитных волн. Физика возбуждения и распространения разрядных токов при воздействии мощного лазерного излучения богата и многогранна. Например, оказывается, что при определённых условиях можно создавать квазистационарные магнитные поля даже с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, а в случае компактных разрядных импульсов, распространяющихся вдоль протяжённых проводников, скорость их распространения определяется бесстолкновительными процессами типа затухания

Ландау. Тем не менее, несмотря на достигнутый существенный прогресс, большое количество фундаментальных и прикладных проблем всё ещё ждут своих исследователей.

4. «Квантовая электродинамика в сильном и сверхкритическом кулоновских полях» д.ф.-м.н. **Владимир Моисеевич Шабаев** Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург; Национальный исследовательский центр Курчатовский институт - Петербургский институт ядерной физики имени Б. П. Константинова, Гатчина.
5. «О влиянии флуктуаций магнитного поля на пульсации скорости МГД турбулентности» д.ф.-м.н., член-корр. РАН **Кирилл Петрович Зыбин** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Высшая школа экономики, Москва.

Как известно, малые мелкомасштабные флуктуации магнитного поля под действием турбулентных пульсаций скорости начинают экспоненциально нарастать во времени. Такое нарастание есть основной механизм генерации пульсаций магнитного поля. Из-за экспоненциального роста довольно быстро наступает момент, когда энергия магнитных флуктуаций сравнивается с энергией пульсаций скорости и естественно ожидать, что в МГД уравнениях они начнут оказывать влияние на флуктуации скорости. Быстрее всего флуктуации магнитного поля растут в масштабе магнитной вязкости, где раньше всего и достигается равенство плотности энергии магнитных и гидродинамических флуктуаций. На первый взгляд кажется, что при достижении баланса энергий флуктуации магнитного поля перестанут расти. Однако это не так. В докладе будет исследован вопрос об обратном влиянии флуктуаций магнитного поля на турбулентные пульсации скорости.

6. «Терагерцовые поверхностные электромагнитные волны в графене с постоянным электрическим током» к.ф.-м.н. **Денис Васильевич Фатеев** Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Саратов.

Поверхностные волны в двумерных структурах, основанных на квантовых ямах и графене, уже несколько десятилетий привлекают внимание ученых благодаря возможности локализации электромагнитного излучения вблизи двумерного объекта. Дисперсии поверхностных плазменных волн и поперечно-электрических волн заходят в терагерцовый (ТГц) частотный диапазон, открывая возможности для его освоения. Сильная локализация электромагнитных полей позволяет поверхностным волнам эффективно взаимодействовать с веществом, приводя к детектированию, усилению и преобразованию поляризации ТГц излучения, что активно исследуется в структурах на основе графена. Движение носителей заряда в графене может быть описано в рамках гидродинамического подхода, который справедлив, когда частота межчастичных столкновений носителей заряда в графене является наибольшей частотой в системе.

Гидродинамическое поведение носителей заряда в графене подтверждено экспериментально. Решение гидродинамических уравнений движения электронов в графене позволило предсказать новые эффекты, возникающие при распространении поверхностных волн. Так, благодаря линейному закону дисперсии зарядов в графене, сильную роль играет пространственная дисперсия, позволяющая наблюдать проводимость графена как индуктивного типа, так и ёмкостного. Поэтому гидродинамический графен способен поддерживать как поперечно-магнитные поверхностные волны, так и поперечно-электрические. Благодаря постоянному дрейфу носителей заряда в графене развиваются гидродинамические неустойчивости в ТГц частотном диапазоне при малых скоростях дрейфа, приводящие к усилению ТГц излучения. А нелинейные свойства динамики электронов приводят к проявлению нелинейных волновых свойств в графене. Предсказание гидродинамических эффектов ТГц электромагнитных волн открывает путь к разработке и созданию миниатюрных технологически осуществимых источников, усилителей и детекторов терагерцевого излучения на основе графена.

Молодыми учеными были проведены следующие семинары.

1. **Сороко Сергей Сергеевич** (ННГУ, Н. Новгород) «Мощность дозы корпускулярного ионизирующего излучения оказывает сильное влияние на степень повреждения ДНК, прогрессирование клеточного цикла и клеточное старение в клетках эпидермоидной карциномы человека».
2. к.ф.-м.н. **Коржиманов Артем Владимирович** (ИПФ РАН, Н. Новгород) «Стационарные неравновесные плазменно-полевые структуры в релятивистской лазерной плазме».
3. к.ф.-м.н. **Вилков Михаил Николаевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Малкин А.М., Сергеев А.С. «Нелинейные и дифракционные эффекты при ондуляторном сверхизлучении электронных пучков в свободном пространстве».
4. **Перевалов Сергей Евгеньевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Котов А.В., Земсков Р.С., Бурдонов К.Ф., Гинзбург В.Н., Кузьмин А.А., Стукачев С.Е., Яковлев И.В., Шайкин А.А., Лопатин А.Я., Пестов А.Е., Хазанов Е.А., Стародубцев М.В., Соловьев А.А. «Исследование генерации вторичного излучения в режиме лазерный скребок».
5. д.ф.-м.н., проф. РАН **Скалыга Вадим Александрович** (ИПФ РАН, Н. Новгород) «Исследование процесса образования многозарядных ионов в плотной ЭЦР плазме, поддерживаемого мощным микроволновым излучением».
6. **Земсков Роман Сергеевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Котов А.В., Перевалов С.Е., Мурзанев А.А., Соловьев А.А., Степанов А.Н., Кочаровский Вл.В., Стародубцев М.В.

- «Экспериментальное исследование ударного взаимодействия встречных потоков бесстолкновительной лазерной плазмы».
7. **Чувакин Павел Алексеевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г. «Взаимодействие электромагнитных и квазиэлектростатических волн в окрестности электронного циклотронного резонанса».
 8. **Ростунцова Алёна Александровна** (СГУ, Саратов), Рыскин Н.М. «Генерация солитонных частотных гребёнок в процессе нелинейного циклотронно-резонансного взаимодействия электромагнитной волны со встречным потоком электронов».
 9. **Полетаева Анастасия Романовна** (МИФИ, Москва), Бухарский Н.Д., Корнеев Ф.А. «Кинетическое моделирование переноса быстрых электронов при интенсивном лазерном облучении плотных мишеней».
 10. к.ф.-м.н. **Оладышкин Иван Владимирович** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Елясин А.А. «Возбуждение вихревых токов при лазерной абляции металлов».
 11. к.ф.-м.н. **Богацкая Анна Викторовна** (МГУ, Москва), Волкова Е.А., Попов А.М. «Исследование механизмов самоорганизации плазмы при воздействии жесткофокусированного фемтосекундного лазерного импульса в объеме прозрачных диэлектриков».
 12. к.ф.-м.н. **Самсонов Александр Сергеевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Пухов А.М. «Образование и магнитный самозахват электрон-позитронной плазмы при взаимодействии интенсивного лазера со структурированной твердотельной мишенью».
 13. **Николенко Андрей Сергеевич** (ИПФ РАН, Н. Новгород), Гушин М.Е., Коробков С.В., Зудин И.Ю., Стриковский А.В. «Лабораторное исследование желобковой неустойчивости, развивающейся при разлёте плазменного потока во внешнем магнитном поле».
 14. **Стародубцева Екатерина Михайловна** (МГУ, Москва), Цымбалов И.Н., Горлова Д.А., Иванов К.А., Савельев-Трофимов А.Б. «Квазимоноэнергетический пучок электронов LWFA: аналитический подход».
 15. к.ф.-м.н. **Корнеев Филипп Александрович** (ФИАН, Москва), Дмитриев Е.О. «О передаче орбитального углового момента при воздействии структурированного света на заряженные частицы».
 16. **Бухарский Николай Дмитриевич** (ФИАН, Москва), Корнеев Ф.А. «Формирование разрядных импульсов на протяженных поверхностях при их облучении короткими мощными лазерными импульсами».
 17. **Дмитриев Егор Олегович** (МИФИ, Москва), Бухарский Н.Д., Корнеев Ф.А. «Генерация терагерцовых волн с особыми свойствами поляризации».



Лекция А.П. Кузнецова



Лекция А.М. Сергеева



Лекция В.М. Шабаева



Лекция К.П. Зыбина



Лекция А.А. Андреева



Семинар А.В. Коржиманова



Семинар И.В. Оладышкина



Постерная секция

В работе школы приняли участие 69 аспирантов, студентов, научных сотрудников и преподавателей из Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, Московского государственного университета, Физического института РАН, Санкт-Петербургского государственного университета, ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова, Нижегородского государственного университета, Института прикладной физики РАН и других организаций (из них – 43 молодых ученых).

Выводы по результатам раздела.

Приведены результаты выполнения п. 4.3.2. Плана-графика «Проведение школы для молодых ученых “Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц”».

Подготовлены следующие отчетные документы: Программа лекций школы.

Изложенные в данном разделе результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.3.2 Плана-графика.

24 Модернизация учебной лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей» кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ (3 очередь) (МИФИ, Договор №К98-13 от 26.09.2024)

Данное направление работ в рамках исследовательской программы направлено на модернизацию и дооснащение учебной лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей» кафедры электрофизических установок и развитие одного из базовых курсов НИЯУ МИФИ в подготовке по физическим специальностям. Лаборатория «Микропроцессорные системы ускорителей» создана для приобретения студентами навыков программирования микроконтроллеров, изучению управления узлами ускорителей, поэтому возникла задача разработки прототипов реальных устройств, которые будут использоваться при обучении. В настоящее время лаборатория оснащена лабораторной мебелью и современным оборудованием (мини ПК, измерительные приборы, источники и т.д.), также были куплены инструменты. В ходе выполнения третьего этапа модернизации были закуплены электронные компоненты, необходимые для доукомплектования лабораторного практикума и формирования комплекта ЗИП. Также был разработан и изготовлен новый лабораторный стенд на основе задающего СВЧ генератора с системой питания и системой управления.

Ускорители заряженных частиц питаются от мощных генераторов или усилителей мощности, создающих поток энергии высокочастотного или сверхвысокочастотного диапазона. Одной из важных частей систем ВЧ питания является задающий генератор, который обеспечивает поле с заданными характеристиками. Однако генерируемый сигнал достаточно мал, и для его использования необходимо создать каскад усилителей. Такие генераторы самостоятельно разрабатываются в НИЯУ МИФИ на кафедре ЭФУ. Управление генератором и узлами ускорителей заряженных частиц осуществляется с помощью микроконтроллеров или микропроцессоров, которые обеспечивают их включение/выключение, измерение и контроль параметров и т.д. Понимание принципов взаимодействия узлов и компонентов необходимо студентам, обучающимся на кафедре ЭФУ.

Мощные СВЧ генераторы являются основным способом питания СВЧ ускорителей заряженных частиц, а также их составляющих. Был разработан СВЧ задающий генератор, который может использоваться в качестве источника питания мощных импульсных клистронов с мощностью до нескольких МэВ. Данный задающий генератор использовался для изучения принципов управления и работы с мощными СВЧ генераторами.

Задающий генератор имеет минимальную выходную мощность до 280 Вт на рабочей частоте $f = 2,8$ ГГц. Он предназначен для работы в импульсном режиме с частотой импульсов не менее 100 Гц и ширине импульсов до 100 мкс. Задающий генератор состоит из следующих составляющих: СВЧ генератор, 4 усилительных модуля, система управления и система питания. Все составные части размещены в едином корпусе.

СВЧ генератор (рисунок 24.1) обеспечивает сигнал с частотой $f = 2,8$ ГГц и позволяет получить выходную постоянную мощность до 70 мВт. СВЧ генератор имеет интерфейсные разъемы UART, Ethernet, а также SMA для подключения к первому модулю задающего генератора. Интерфейс UART позволяет перепрограммировать генератор для выбора режима его работы, а также для настройки его мощности и частоты. Для питания СВЧ генератора необходимо напряжение $U = 24$ В и ток $I = 150$ мА.



Рисунок 24.1 - Плата СВЧ генератора

После СВЧ генератора расположен первый усилительный модуль (рисунок 24.2), представляющий из себя сборку из трех отечественных транзисторов 3П618А производства «Планета-Аргалл». Данный модуль выполнен на диэлектрике Arlon AD255C с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2,55$ и толщиной $h = 1,016$ мм. В данном модуле входной сигнал усиливается первым транзистором сборки, затем мощность делится с помощью моста Вилкинсона и попадает еще на два таких же транзистора. Мощность с одного из транзисторов идет на вход второго модуля и составляет $P = 26,7$ Дбм, а мощность со второго идет на систему синхронизации пучка с СВЧ импульсом и составляет $P = 27,4$ Дбм. Плата помещена на медную подложку, служащую радиатором. Транзисторы достаточно чувствительны к нагреву, поэтому для их пайки использовался сплав Розе. Для ис-

ключения влияния сигналов после деления друг на друга между ними расположен земляной полигон. Все транзисторы в первом модуле питаются от одного источника питания. При этом питание стока должно составлять $U_{ст} = 6 \text{ В}$, $I_{ст} = 1 \text{ А}$, а питание затвора отрицательное и составляет $U_{зат} = -0,6 \text{ В}$, $I_{зат} = 1 \text{ мА}$. Первый усилительный модуль будет работать в непрерывном режиме. Для получения данных параметров питания была собрана схема на двух последовательно соединенных DC-DC преобразователях PTN78000WAN, средняя точка которой соответствует земле.

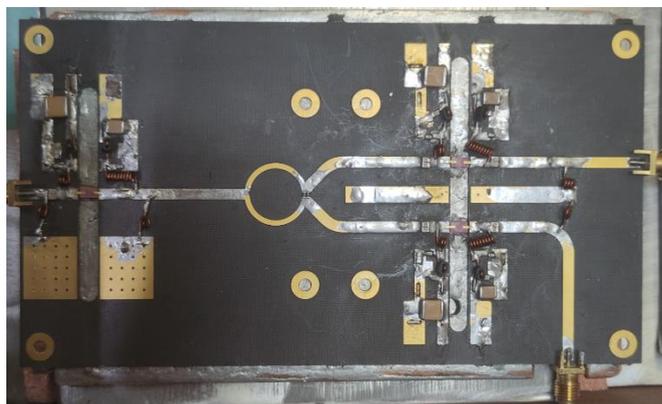
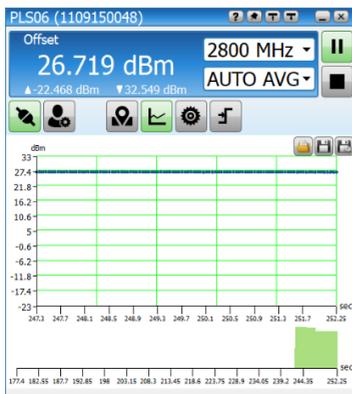
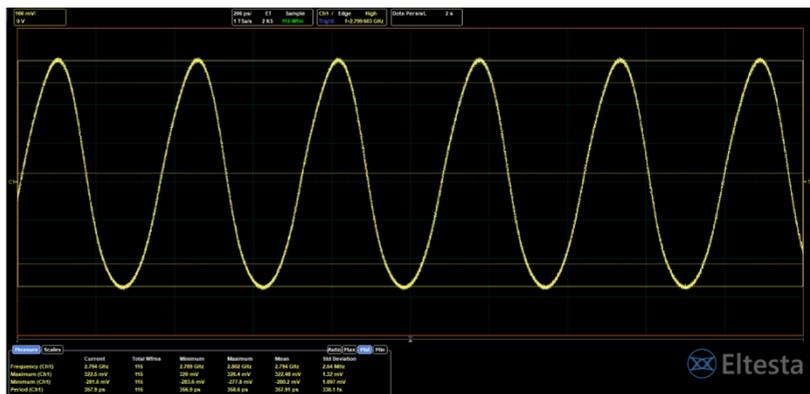


Рисунок 24.1 - Вид первого усилительного модуля

Были измерены характеристики первого модуля. На рисунке 24.3 (а) представлено значение выходной импульсной мощности с модуля на частоте $f = 2,8 \text{ ГГц}$ при входной мощности 70 мВт . Выходная мощность при этом составляет $26,7 \text{ Дбм}$, что соответствует 460 мВт импульсной мощности. На рисунке 24.3 (б) представлена форма сигнала на выходе с данного усилительного модуля.



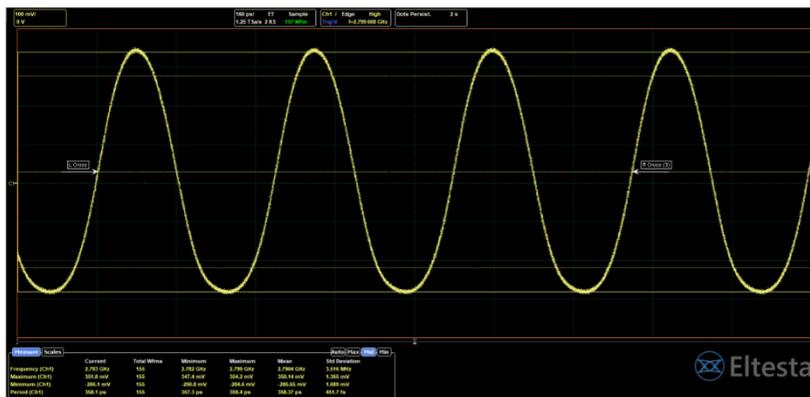
(a)



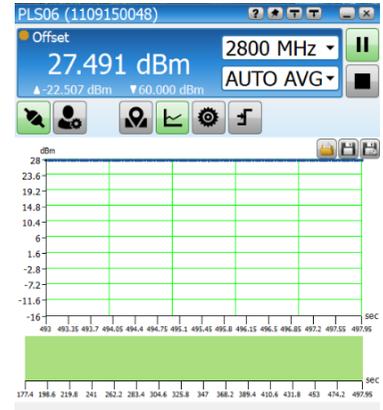
(б)

Рисунок 24.3 - Результаты измерения первого усилительного модуля: а – значение импульсной мощности; б – форма сигнала с первого модуля

Также был измерен сигнал, идущий на систему синхронизации. Его вид представлен на рисунке 24.4 (а), а значение мощности – на рисунке 24.4 (б). Выходная мощность сигнала на синхронизацию составила $P = 27,5$ Дбм, что соответствует 550 мВт. Данная мощность является достаточной, для подачи на систему синхронизации с учетом затухания в кабеле.



а



б

Рисунок 24.4 - Результаты измерения сигнала на систему синхронизации:

а – форма сигнала на выходе; б – значение импульсной мощности

Второй и третий усилительные модули строятся на согласованных транзисторах MPAL2731M30 и ILT2731M30 производства Integra Technologies. Каждый из транзисторов способен выдавать до 40 Вт импульсной мощности на частоте $f = 2,8$ ГГц. При этом максимальная ширина импульсов составляет $\tau_{\text{имп}} = 100$ мкс, а заполнение $D = 10\%$. Плата каждого из данных модулей расположена на медной теплоотводящей подложке, внутри которой располагается специальное углубление под транзистор. Каждый модуль помещен

в корпус из фрезерованного алюминия, который выполняет не только функцию радиатора, но и препятствует влиянию каждой из сборок на остальные.

Для защиты от попадания СВЧ волны в цепи затвора и стока по питаниям стоят LC-фильтры. На входе и выходе сборки стоят SMA разъемы для соединения между собой.

Была проведена сборка второго усилительного модуля (рисунок 24.5). С обеих сторон от второй сборки расположены мощные СВЧ изоляторы, обеспечивающие защиту модуля от отраженной СВЧ волны. Потери, вносимые одним подобным устройством, составляют порядка 0,3 Дб, что допустимо в рамках данной задачи, так как транзисторы в каждом из мощных модулей имеют запас по мощности.

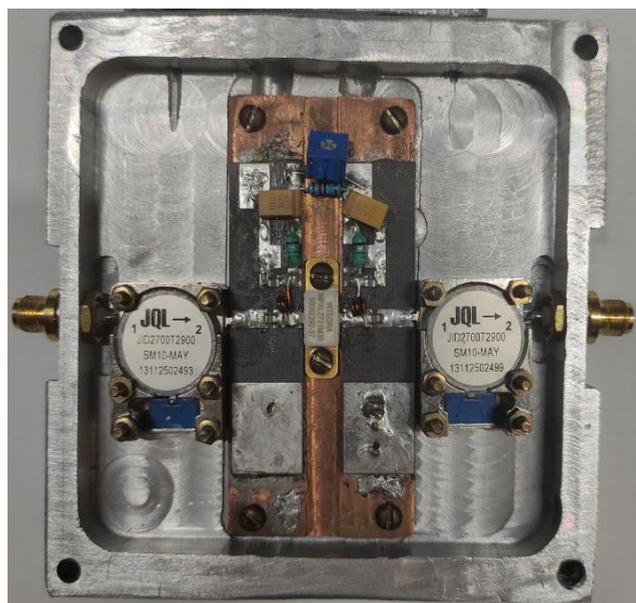
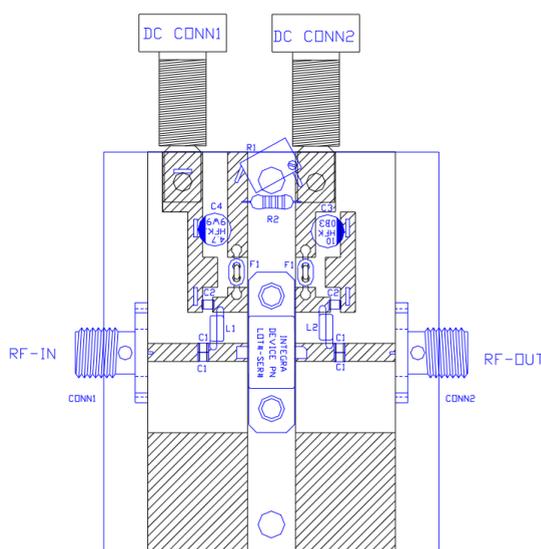


Рисунок 24.5 - Вид второго усилительного модуля

Данный транзистор MPAL2731M30 работает в импульсном режиме, который достигается за счет управления затвором. На затвор подаются импульсы через драйвер МАХ4420, который позволяет получить достаточные значения тока для открытия затвора. Сами импульсы следуют с частотой до 1 КГц и имеют ширину до 100 мкс. Форма импульса имеет прямоугольную форму и лежит в положительной области, размах при этом составляет 3,3 В. Данный импульс имеет те же параметры, что и импульс с системы синхронизации, подача напряжения на затвор второго модуля будет осуществляться в момент прихода синхроимпульса. Вид схемы управления представлен на рисунке 24.6.

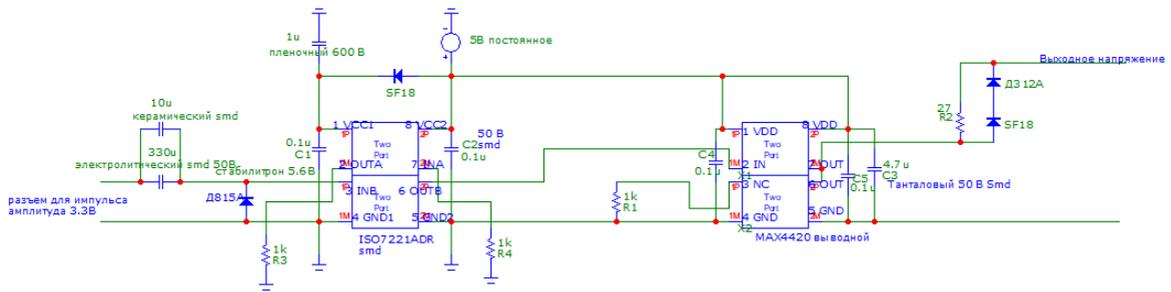
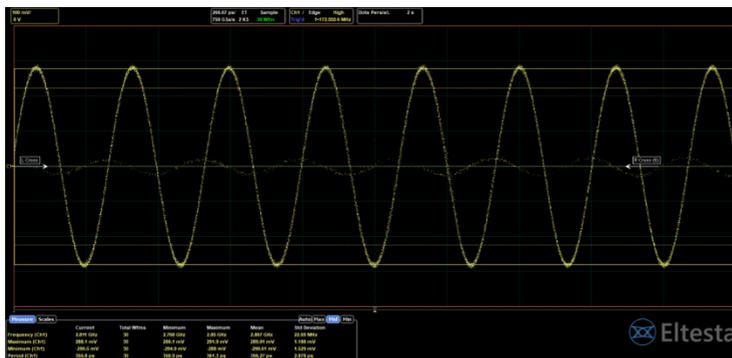


Рисунок 24.6 - Схема управления лабораторным СВЧ генератором

Как и в предыдущем случае, были проведены испытания второго усилительного модуля. На рисунке 24.7 представлены значение СВЧ мощности на выходе второго модуля и форма сигнала на выходе. Мощность на выходе составила 36 дБм, что соответствует 4 Вт импульсной мощности.



(а)

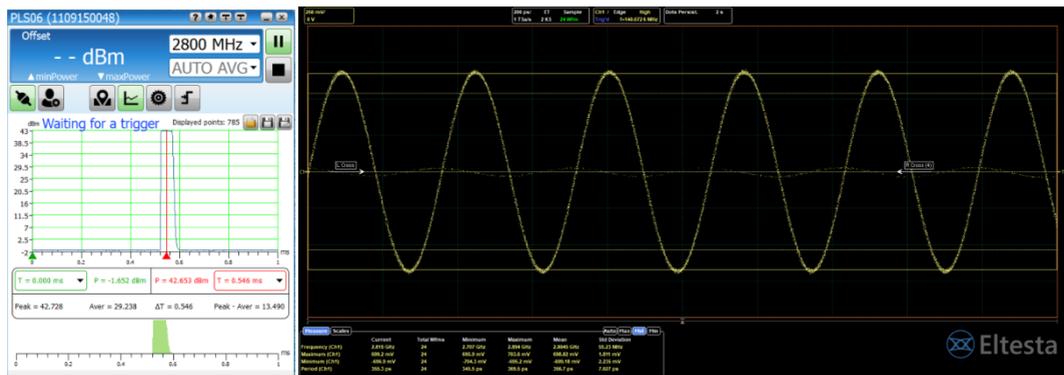


(б)

Рисунок 24.7 - Результаты измерений второго усилительного модуля:

а – форма сигнала со второго модуля; б – значение импульсной мощности

Третий усилительный модуль аналогичен второму и отличается от него только отсутствием СВЧ изоляторов. На рисунке 24.8 (а) представлена выходная импульсная мощность после третьего усилительного модуля. Она составила 42,5 дБм, что соответствует 18 Вт. На рисунке 24.8 (б) представлена форма сигнала на выходе третьего модуля. По схеме, приведенной в руководстве, питание затвора третьего модуля осуществляется через сопротивление $R = 300$ Ом от стока. В связи с тем, то транзистор в четвертом модуле имеет номинальную входную мощность 20 Вт, транзистор третьего модуля настроен на выдачу 20 Вт импульсной мощности, но, при необходимости, может выдавать до 40 Вт импульсной мощности.



(a) (б)

Рисунок 24.8 - Выходные параметры с третьего усилительного модуля:
 а – значение импульсной мощности; б – форма сигнала с третьего модуля

Завершающий четвертый усилительный модуль построен на базе биполярного транзистора IB2729M120. Выходная мощность данного транзистора в рабочем диапазоне частот составляет порядка 120 Вт, при этом максимальная выходная мощность может достигать 190 Вт. Входная мощность составляет порядка 20-25 Вт. Данный транзистор обладает повышенной надежностью и защитой от перегрузок. Стоит отметить, что данный транзистор является несогласованным с линией передачи 50 Ом, в связи с этим по входу и выходу выбранного транзистора стоят специальные согласующие цепочки. По цепи питания также стоит полосковый фильтр, не пропускающий СВЧ волну в источник питания. Вид четвертого усилительного модуля представлен на рисунке 24.9.

Была произведена сборка задающего генератора (рисунок 24.10) и проведены его испытания. Все питание осуществлялось от блоков питания производства MEAN WELL. При этом нестандартное питание на первом усилительном модуле было получено с помощью DC-DC преобразователей и делителя напряжения.

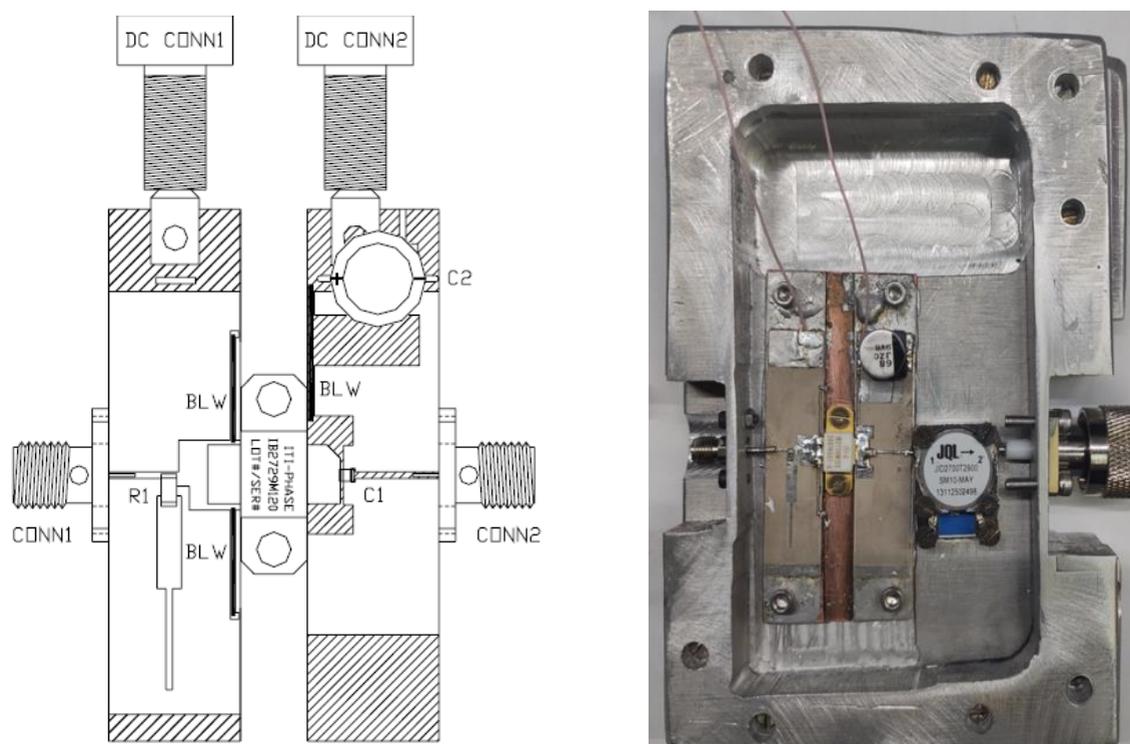


Рисунок 24.9 - Вид четвертого усилительного модуля

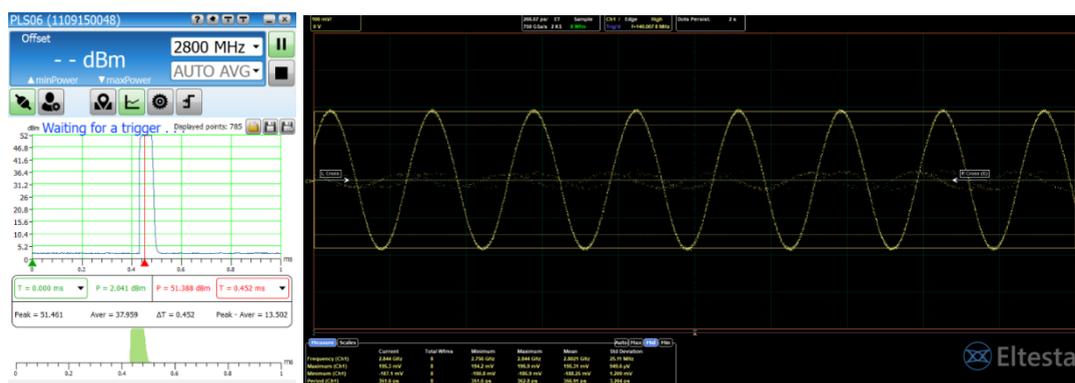


Рисунок 24.10 - Вид задающего генератора, собранного в корпусе

Модули соединены друг с другом с помощью SMA перемычек, для уменьшения потерь мощности в линиях передачи между модулями. Однако из конструктивных соображений некоторые из них были заменены короткими СВЧ кабелями. Все усилительные модули кроме первого помещены в собственные корпуса, которые не только являются радиаторами, но также не дают СВЧ мощности выходить за пределы корпуса.

Проведены испытания задающего генератора. По результатам измерений выходная мощность составила 51 Дбм, что соответствует 125 Вт (рисунок 24.11 (а)). Форма сигнала на выходе задающего генератора представлена на рисунке 24.11 (б). Нарисунке 24.12

представлена форма импульса огибающей сигнала. При этом измерения проводились с частотой следования импульсов 1 кГц и заполнении 5%. Таким образом, ширина импульса составляла 50 мкс.



(a) (б)

Рисунок 24.11 - Результаты измерения задающего генератора:

(а) – значение импульсной мощности; (б) – форма сигнала с задающего генератора

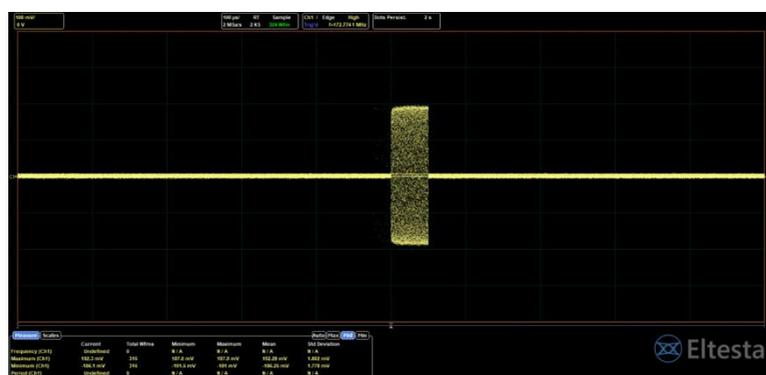


Рисунок 24.12 - Форма импульса огибающей сигнала

Выводы по результатам раздела.

Таким образом, в результате выполнения работ 3 очереди по модернизации и дооснащению учебной лаборатории «Микропроцессорные системы ускорителей» произведена разработка лабораторного задающего СВЧ генератора, способного выдавать до 125 Вт импульсной мощности на частоте $f = 2,8$ ГГц. При этом длительность импульсов составляет не менее $\tau = 8$ мкс, а частота их следования не менее $f_{\text{имп}} = 100$ Гц. Была разработана блок-схема усилителя и определена компонентная база ее основных составляющих. Был произведен расчет топологий плат для каждого усилительного модуля в схеме. Выполнены сборка и настройка модулей для их работы в расчетном режиме. Проведены испытания каждого модуля в отдельности и задающего генератора в целом, а также измерены их основные параметры. Полученные результаты свидетельствуют о создании мощного задающего СВЧ генератора для питания ускорителей с рабочей частотой $f = 2,8$ ГГц. Таким образом, задающий СВЧ генератор с усилительными модулями изготовлен, протестирован и готов к использованию при проведении лабораторных работ.

Подготовлены следующие отчетные документы: Акт о проведении модернизации.

Изложенные в данном разделе результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.3.3 Плана-графика.

25 Проведение школы для молодых ученых «Фундаментальная физика в лазерных полях экстремальной интенсивности»

Школа для молодых ученых «Фундаментальная физика в лазерных полях экстремальной интенсивности» была проведена на базе НИЯУ МИФИ с 23 по 25 декабря 2024г. Организаторами школы выступали Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН и Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН.

Тематика школы была посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям как в области лазерных источников синхротронного излучения и физики мощных лазеров в целом, так и другим вопросам теоретической физики сильных электромагнитных полей и их взаимодействия с атомными системами, элементарными частицами и плазмой, а также актуальным вопросам физики конденсированного состояния вещества.

Работа школы была организована в рамках четырех тематических секций:

- физика лазерной плазмы на сверхмощных установках;
- нелинейная атомная оптика и квантовая электродинамика в сверхсильных световых полях;
- оптические методы управления экситонными и поляритонными системами;
- доклады аспирантов и магистров кафедры теоретической ядерной физики НИЯУ МИФИ

Были представлены следующие лекции

1. Максим Седов

Объединенный институт физики высоких температур РАН

Генерация рентгеновского излучения в методе кильватерного ускорения электронов

Лекция посвящена обзору результатов численного моделирования процесса лазерного ускорения электронов и характеристик рентгеновского источника излучения, возникающего в процессе такого ускорения.

2. Мария Ракитина

Физический институт им П.Н. Лебедева РАН
Влияние преплазмы на ускорение заряженных частиц и вторичное излучение

Дан обзор расчетно-теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию влияния предплазмы, образующейся при лазерном разогреве мишеней, на процессы ускорения заряженных частиц и формирования потоков вторичного излучения.

3. Арсений Березин

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

Расчёт сигнала поляризации вакуума в сильных лазерных полях

Лекция посвящена обсуждению возможностей экспериментального наблюдения эффекта поляризации вакуума в сверхсильном электромагнитном поле через нелинейное рассеяние света на свете. Приведены расчеты выхода фотонов, возникающих за счет такого рассеяния, при параметрах лазерного излучения, которые планируется достигнуть на установке XCELS.

4. Егор Дмитриев

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

О поглощении момента импульса структурированной лазерной волны ансамблем заряженных частиц

Лекция посвящена обзору работ по проблеме поглощения орбитального момента лазерного излучения плазмой. Подробно рассматривается поглощение углового момента излучения Лагерр-Гауссова разреженным плазменным сгустком. Результаты, полученные численными методами обсуждаются в контексте предсказаний простых аналитических моделей.

5. Егор Пеганов, Евгений Гельфер, Татьяна Лисейкина

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

Extreme Light Infrastructure, Prague, Czech Republic

Институт вычислительной математики и математической геофизики Сибирского отделения РАН

Передача углового момента при взаимодействии петаваттного лазерного импульса с плотной структурированной мишенью

Рассмотрены механизмы передачи углового момента лазерного излучения петаваттной мощности плазме. Обсуждается возможность наблюдения эффекта возбуждения магнитного поля (обратного эффекта Фарадея) за счет работы силы радиационного трения при сверхвысоких интенсивности лазерного пучка и за счет геометрических эффектов в структурированных мишенях.

6. Анастасия Полетаева, Илья Цыгвинцев

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

Институт прикладной математики РАН им. М.В. Келдыша

О диагностике контраста фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности

Обсуждаются численные модели процесса взаимодействия лазерного излучения с плазменным слоем переменной плотностью и возможности использования такого взаимодействия для измерения контраста фемтосекундных лазерных импульсов.

Также в программу школы были включены

- отчетные выступления бакалавров четвертого года обучения и магистров второго года обучения кафедры теоретической ядерной физики МИФИ;
- награждение победителей физико-математической олимпиады МИФИ, проведенной кафедрой теоретической физики 8 декабря 2024г.



Открытие школы



Награждение победителей физико-математической олимпиады

Отчетные выступления магистров



В работе школы приняли участие более 50 аспирантов, студентов, научных сотрудников и преподавателей из Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, Физического института РАН, Объединенного института физики высоких температур РАН, Института прикладной физики РАН.

Выводы по результатам раздела.

Приведены результаты выполнения п. 4.3.4. «Проведение школы для молодых ученых “Fundamental physics at extreme laser intensities”».

Подготовлены следующие отчетные документы: Программа лекций школы.

Изложенные в данном разделе результаты и разработанные документы полностью соответствуют п.4.3.4 Плана-графика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном отчете представлены итоговые результаты выполнения всего объема работ по четвертому этапу проекта «Новые источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц» (соглашение № 075–15–2021–1361 от 07.10.2021 г. с Минобрнауки России).

В ходе выполнения четвертого этапа настоящего проекта все запланированные работы **были выполнены в полном объеме**. Мероприятия по проведению синхротронных и нейтронных исследований (разработок) в 2024 году включали расчетно-теоретические и экспериментальные исследования, направленные на развитие компактных источников рентгеновского излучения и нейтронов на основе лазерного и СВЧ воздействия на плазму. В ходе выполнения вышеуказанного проекта были получены результаты, обосновывающие перспективность использования фемтосекундных лазеров и гиротронов для создания источников рентгеновского, гамма- и нейтронного излучения высокой пиковой яркости. Были проведены все запланированные эксперименты на фемтосекундных лазерах тераваттной/мультитераваттной пиковой мощности и наносекундных лазерах с энергетикой в импульсе до 100 Дж, в ходе которых были исследованы различные режимы ускорения электронов и генерации вторичных излучений. С использованием современных вычислительных средств, включающих вычислительные центры РАН, ИПФ РАН, ФИАН, ННГУ, МГУ и Курчатовского института было проведено все запланированное численное моделирование процессов лазерно-плазменного взаимодействия, позволившее оптимизировать характеристики уже созданных лазерно-плазменных источников вторичного излучения и предсказать новые перспективные схемы таких источников. Были проведены эксперименты на специально разработанных плазменных нейтронных источниках на базе электронно-циклотронного разряда, поддерживаемого излучением мощного СВЧ источника миллиметрового диапазона частот – гиротрона и продемонстрирована их перспективность в задачах нейтронографии и бор-нейтронозахватной терапии.

Кратко суммируем и резюмируем результаты, представленные в настоящем отчете.

Существуют разные режимы лазерно-плазменного взаимодействия, наиболее часто использующихся для задач ускорения электронов и генерации вторичных излучений и отличающихся требуемыми соотношениями между параметрами лазерного импульса и мишени. Три таких режима изучались в рамках выполнения четвертого этапа настоящего проекта: (1) режим кильватерного ускорения электронов плазменной волной (LWFA – laser wakefield acceleration в англоязычной литературе), (2) режим релятивистского самозахвата света (РСЗ), (3) режим прямого лазерного ускорения электронов в плазменном кана-

ле (DLA – direct laser acceleration в англоязычной литературе). Для реализации этих режимов используются мишени с существенно отличающимися параметрами и создающимися существенно разными способами. В ходе работ было, в том числе, экспериментально исследовано взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с несколькими типами мишеней, в том числе: (1) с газовыми и кластерными струями, (2) с твердотельными мишенями, (3) с газонаполненными капсульными мишенями (оригинальная разработка в рамках настоящего проекта). Кроме того, в ходе четвертого этапа настоящего проекта было предложено оригинальное усовершенствование абляционных плазменных мишеней путем помещения абляционной плазмы в сильное (10 Тл и выше) внешнее магнитное поле, что существенно меняет геометрию плазмы и позволяет использовать полученные плазменные мишени для экспериментальной реализации такого специфического и накладывающего строгие ограничения на профиль мишени режима лазерно-плазменного взаимодействия, как режим релятивистского самозахвата света. Исследовались также режимы взаимодействия лазерного излучения с электронными пучками, как лазерно-ускоренными, так и создаваемыми конвекционными ускорителями.

Как уже отмечалось, каждый из рассмотренных режимов лазерно-плазменного ускорения электронов может использоваться для генерации различных типов вторичных излучений. Бетатронные осцилляции ускоряемого электронного сгустка в плазменном канале или полости приводят к генерации излучения синхротронного типа. Рассеяние электронного пучка на встречном лазерном пучке приводит к генерации комптоновского излучения. Вторжение лазерно-ускоренного электронного пучка в твердотельную мишень приводит к генерации тормозного излучения. При взаимодействии лазерного импульса с твердотельными и кластерными мишенями возможна и генерация характеристических линий атомов.

Кратко охарактеризуем основные результаты, полученные в 2024 году, с точки зрения использования различных механизмов генерации вторичных излучений.

Синхротронная генерация рентгеновского излучения на бетатронных колебаниях лазерно-ускоренных электронов. Бетатронные осцилляции электронов, происходящие в ходе их ускорения в плазменном канале или плазменной полости, приводят к генерации излучения синхротронного типа. Такого рода излучение формируется и в LWFA, и в DLA режимах ускорения, и в промежуточном режиме релятивистского самозахвата света.

В случае LWFA, короткий фемтосекундный лазерный импульс создает кильватерную плазменную волну, распространяющуюся с групповой скоростью лазерного импульса. За-

хват электронов в ускоряющую фазу плазменной волны происходит или путем внешней инжекции, или при опрокидывании плазменной волны. LWFA режим характеризуется обычно относительно низкими ($< 0,1$ нКл) зарядами ускоренных электронов, но позволяет достичь существенно больших энергий ускоренных электронов и достаточно высокой монохроматичности электронного пучка (для суб-петаваттных лазеров можно достичь энергии пучка порядка 1 ГэВ при энергетическом разбросе порядка процента).

В режиме DLA, который наблюдается в случае плотных мишеней, длительность лазерного импульса оказывается больше длины плазменной волны и в плазме формируется плазменный канал, из которого электроны вытеснены пондеромоторным давлением лазерного импульса. Электроны, совершающие бетатронные колебания в этом плазменном канале, могут попасть в синхронизм с лазерным полем, что приводит к эффективному набору энергии. Режим прямого лазерного ускорения характеризуется большим зарядом ускоренных электронов, однако эти ускоренные электроны имеют широкое распределение по энергиям с относительно низкой характерной энергией (от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ в зависимости от мощности лазера) и генерируемый электронный пучок имеет относительно большую расходимость.

Режим релятивистского самозахвата света представляет собой промежуточный режим между режимом прямого лазерного ускорения и режимом кильватерного ускорения и характеризуется чрезвычайно высокой эффективностью ускорения электронов. В этом режиме также формируется плазменная полость, но ее размер (и продольный, и поперечный) должен быть с высокой точностью согласован с размером лазерного импульса.

Бетатронное излучение является побочным результатом ускорения электронов во всех трех режимах лазерно-плазменного ускорения электронов. Результаты исследования вопросов, связанных с генерацией бетатронного излучения в LWFA режиме ускорения электронов, были представлены в **разделе 1** настоящего отчета. В частности, представлены результаты исследования важного вопроса о режиме LWFA ускорения для случая, когда перед основным фемтосекундным лазерным импульсом присутствует заметный фемтосекундный предимпульс. Такого рода временной профиль с фемтосекундным предимпульсом возникает в случае использования дополнительной нелинейной компрессии для укорочения фемтосекундных лазерных импульсов: лазерный импульс сжимается при прохождении нелинейного элемента и системы чирпирующих зеркал, но при этом в его профиле остаются фемтосекундные предвестники, которые, в случае сверх- и ультрамощных лазеров, могут заметно модифицировать плазму до прихода основного импульса и повлиять на процесс формирования плазменной волны основным импульсом. Следует отметить, что способ нелинейной компрессии и дальнейшей фокусировки нелинейно-

скомпрессированного лазерного импульса были предложены участниками настоящего проекта. Благодаря все более широкому распространению в мире систем нелинейной компрессии лазерных импульсов, актуальность исследования задач взаимодействия таких дополнительно скомпрессированных импульсов с плазмой все более возрастает. В ходе проведенных в 2024 году исследований была продемонстрирована возможность усиления лазерно-плазменного бетатронного источника рентгеновского излучения при наличии фемтосекундного предвестника у основного лазерного импульса. Показано, что наличие предвестника стабилизирует процесс распространения импульса в более плотной плазме, что приводит к увеличению энергии ускоренных электронов и их количества и, как следствие, к увеличению яркости бетатронного излучения.

Бетатронное излучение исследовалось и для случая DLA режима ускорения электронов. В **разделе 5** отчета были представлены измерения параметров DLA пучков электронов при взаимодействии суб-пикосекундного лазерного импульса интенсивностью 10^{19} Вт/см² с предварительно ионизированными полимерными пенами низкой плотности суб-миллиметровой толщины. Показано, что заряд направленной части электронного пучка (> 10 МэВ) может достигать очень больших величин, порядка 2–3 нКл на джоуль сфокусированной лазерной энергии. Для электронов, летящих вдоль оси лазера в пределах телесного угла 100–200 мср, измеренная эффективная температура достигает величины порядка 10–16 МэВ. Пиковая яркость бетатронного излучения достигает величины порядка 2×10^{20} фотонов/с/мм²/мрад²/(0,1% BW) при 10 кэВ, что уступает яркости бетатронных источников на основе LWFA режима ускорения, но продемонстрировано, что при этом DLA источник обеспечивает рекордное количество фотонов (с энергией 10 кэВ) на джоуль лазерной энергии: порядка 1.5×10^9 фотонов/кэВ/ср/Дж.

Тормозное излучение лазерно-ускоренного пучка электронов. Тормозное излучение генерируется, когда лазерно-ускоренные электронные пучки направляются в твердотельные конверторы (обычно с большим зарядом ядра). В результате конверсии энергии электронного пучка в тормозное излучение обычно формируется яркий поток гамма-квантов с характерной температурой порядка нескольких МэВ, по своим характеристикам приближающийся к возможности потенциальных применений в ядерной области, например, для производства медицинских изотопов, трансмутации ядерных отходов, генерации нейтронов и легких элементарных частиц, а также радиографии скрытых плотных объектов. В **разделе 2** были представлены результаты оптимизации тормозного источника, основанного на LWFA режиме ускорения электронов лазерным импульсом с ультрарелятивистской интенсивностью 10^{22} Вт/см². В частности, была определена плотность плазмы,

оптимальная для достижения максимального электронного заряда в области энергий 1 МэВ. Показано, что требуемая плотность плазмы составляет $3 \times 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Для случая максимального заряда пучка путем численного моделирования были определены оптимальные режимы конверсии в тормозное излучение. Показано, что оптимум достигается при использовании вольфрамового конвертера, помещенного в плазму в область около точки поглощения лазерного импульса. Например, при толщине конвертера 10 микрон суммарный коэффициент конверсии в фотоны с энергией $> 100 \text{ кэВ}$, летящие в переднюю полусферу составляет порядка 10^{-4} при длительности рентгеновского импульса около 150 фс.

Достаточно эффективный, но чрезвычайно простой в реализации источник тормозного излучения может быть реализован просто путем облучения поверхности твердотельной мишени сверхинтенсивным лазерным излучением. Из-за присутствия лазерного предимпульса, перед приходом основного лазерного импульса на поверхности мишени формируется слой плазмы, в котором в окрестности критической концентрации плазмы происходит эффективное поглощение основного лазерного импульса с передачей значительной части энергии быстрым электронам, значительная доля которых вторгается в твердотельную мишень. Таким образом, электроны, ускоренные на поверхности мишени, являются источниками жесткого тормозного рентгеновского или даже гамма-излучения с энергией фотонов до нескольких МэВ и выше. Результаты экспериментального исследования такого подхода были изложены в **разделе 10** отчета.

Комптовское излучение. В **разделе 1** была представлена модель, разработанная для вычисления спектров фотонов, генерируемых LWFA-ускоренными электронами в смешанном бетатронно-комптоновском режиме. Для этого режима, основанного на распространении ультракороткого лазерного импульса в прозрачной плазме с последующим его отражением от твердотельной пластинки в конце мишени, вычислены суммарные спектры генерируемых фотонов. Так, для 150 ТВт лазерного импульса продемонстрировано появление популяции «комптоновских» фотонов с энергиями до 10 МэВ при энергии отсечки бетатронных фотонов менее 100 кэВ.

Помимо изложенной выше «полностью лазерной» схемы комптоновской генерации, в рамках проекта рассматривалась и традиционная постановка задачи о комптоновской генерации, когда лазерное излучение взаимодействует с электронным пучком, ускоренным в традиционном ускорителе. Так, **разделе 3** были представлены результаты разработки программы для моделирования работы фотопушек, являющихся важнейшей составной частью традиционных ускорителей электронов. Построена математическая модель дрей-

фа-диффузии носителей заряда в полупроводниковой пленке катода, позволившая существенно улучшить понимание процессов, происходящих в полупроводнике, находящимся в сильном электромагнитном поле под действием лазерного излучения. На основе данной модели разработан алгоритм и составлена программа на языке Фортран, с помощью которой удалось описать процесс появления динамически изменяющегося положительного заряда на полупроводниковой пленке катода. Учет этого заряда позволяет существенно сблизить расчетные и экспериментальные эмиссионные кривые. В **разделе 6** была представлена теория, описывающая когерентную светимость двух сталкивающихся пучков с произвольной геометрией, и приведены расчеты для случая обратного комптоновского рассеяния. Показано, что при определенных углах поворота лучей область их геометрического перекрытия перемещается со сверхсветовой скоростью, что приводит к появлению интерференционных максимумов. Рассчитаны специальные углы поворота, при которых это направление совпадает с направлением комптоновского излучения, тем самым усиливая его.

Линейчатое излучение. В рамках выполнения данного этапа проекта проведены исследования генерации квазимонохроматического рентгеновского излучения. В частности, в **разделе 4** отчета были представлены результаты исследования процессов взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с кластерными мишенями. На основе физической модели для расчета рентгеновских спектров кластерных мишеней, облучаемых фемтосекундными лазерными импульсами, определены оптимальные значения параметров излучения и кластеров, позволяющие максимизировать линейчатое излучение аргоновых и CO₂ кластеров. Показано, что самая высокая интенсивность свечения получается для линии Ly_α. В спектральном диапазоне 3320-3325 эВ она может достигать значений $\sim 10^{23}$ эрг см⁻³ срад⁻¹ с⁻¹ для аргоновой плазмы с электронной плотностью 1.5×10^{22} см⁻³ и температурой 1.4 – 1.7 кэВ. В наиболее мягком диапазоне, соответствующем линии He_α, чуть меньшую интенсивность можно получить при заметно меньших температурах 0.9 – 1.2 кэВ.

Линейчатое излучение может быть получено и в простейшей постановке эксперимента – при облучении поверхности твердотельной мишени сверхинтенсивным лазерным излучением. Как отмечалось выше, из-за неидеального контраста лазерного излучения, на поверхности мишени возникает абляционная плазма, приводящая к эффективному поглощению лазерного излучения и генерации значительного числа ускоренных электронов. Ускоренные электроны отвечают за возбуждение линейчатой компоненты, в частности K_α линии молибдена, которая присутствует в спектре и имеет ряд интересных приложений,

связанных с задачей рентгенографии. Изучение зависимости потока К-альфа квантов молибдена от интенсивности и контраста показало достаточно тесную взаимосвязь с температурой горячих электронов и её зависимостью от контраста и интенсивности.

Генерация терагерцовых импульсов и сверхсильных магнитных полей. Фемтосекундные лазерные импульсы широко применяются для генерации терагерцового излучения короткой длительности, порядка нескольких осцилляций терагерцового поля. В случае лазерных полей сверхвысокой интенсивности такая генерация зачастую имеет двухстадийный характер. На первой стадии фемтосекундный лазерный импульс производит сгусток ускоренных электронов также фемтосекундной длительности, после чего, на второй стадии полученный короткоимпульсный пучок лазерно-ускоренных релятивистских электронов приводит к генерации широкополосного терагерцового излучения. Одним из наиболее эффективных путей такой генерации является переходное излучение электронного сгустка, когда последний пересекает проводящую поверхность (например, просто границу раздела плазмы, в которой происходит ускорение пучка, с вакуумом). Поскольку существуют режимы лазерно-плазменного взаимодействия, приводящие к генерации пучков электронов с высоким зарядом (например, режим релятивистского самозахвата света характеризуется рекордными значениями заряда высокоэнергетических пучков на Дж вложенной энергии), то и терагерцовые импульсы, производимые при вылете этого пучка электронов из плазменной мишени, имеют рекордные характеристики по энергии и амплитуде. В разделе 9 было продемонстрировано, что ультракороткие (10-30 фс) лазерные импульсы с энергией порядка единиц джоулей в режиме РСЗ производят электронные пучки с зарядами порядка 6-8 нКл при средней энергии электронов порядка 50-100 МэВ, что соответствует коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию улетающих электронов ~30%. Энергия терагерцового импульса, создаваемого таким электронным пучком при его выходе в вакуум, превышает 0.1 Дж, что отвечает эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения на уровне 6-8%. Было доказано преимущество переходной схемы генерации ТГц импульсов над ранее рассматриваемыми ТГц-лазерно-плазменными источниками. Отметим, что использованный в расчетах многотераваттный лазер в настоящее время не является чем-то необычным и может работать с частотой повторения импульсов около 10 Гц, что мотивирует проведение целенаправленных экспериментов по ускорению электронов в оптимальном режиме РСЗ и измерения ТГц-излучения. Для лазерных установок петаваттной мощности рассматриваемое лазерно-плазменное взаимодействие способно привести к генерации сверхвысокоэнергетических ТГц-импульсов субджоулевого уровня.

Генерация ТГц излучения не является единственным вариантом использования лазерных импульсов для формирования более низкочастотных электромагнитных полей. При использовании мишеней специальной формы возможна лазерная генерация достаточно длительных (десятки пс) магнитных полей экстремально высокой амплитуды. Примерами применения таких магнитных полей могут быть полностью лазерные системы управления лазерно-генерируемыми электронными пучками. Достигнутый к настоящему времени прогресс в лазерных технологиях позволяет создавать компактные оптические ускорители заряженных частиц, способные получать плотные потоки электронов и протонов с энергиями до нескольких десятков и даже сотен МэВ. При этом, вследствие малой области формирования, угловое распределение таких потоков оказывается существенно шире, чем в конвенциональных ускорителях. Проблему коллимации можно попытаться решить при помощи компактных устройств, обеспечивающих вблизи от оптического ускорителя область сильного управляющего электромагнитного поля. Величина такого поля для указанных энергий в несколько десятков или сотен МэВ должна быть чрезвычайно большой, превышающей уровень килотесла. В разделе 7 были представлены результаты, демонстрирующие возможность создания полностью оптической схемы управления пучками лазерно-ускоренных частиц на основе генерации сверхсильных магнитных полей с помощью взаимодействия достаточно мощных коротких лазерных импульсов с мишенями специальной формы. Была полностью промоделирована принципиальная схема оптической генерации коллимированных пучков быстрых протонов, состоящая из лазерно-плазменного источника заряженных частиц (протонов, ионов или электронов), с расположенной на небольшом расстоянии от неё коллимирующей системы в виде мишени типа «улитка», облучаемой дополнительным лазерным импульсом, внутри которой индуцируется сильное магнитное поле $\sim 10^5$ Тл. Рассмотрена возможность коллимации пучков с учетом разных возможных конфигураций магнитного поля и генерации полной системы электрических и магнитных полей в коллимирующей мишени. Доказана эффективность предложенной полностью оптической схемы коллимации лазерно-ускоренных пучков заряженных частиц в условиях реальных экспериментов.

Лазерно-плазменная генерация нейтронов. На современном уровне развития лазерной техники, методы лазерно-плазменного производства нейтронов сводятся, в первую очередь, к двум подходам: фотоядерная генерация нейтронов при облучении твердотельных мишеней (чаще из материалов с большим Z) гамма-излучением с энергией фотонов, близкой к гигантскому дипольному резонансу. Для получения таких гамма-квантов используются потоки лазерно-ускоренных электронов с энергиями несколько десятков –

сотни МэВ, которые могут конвертироваться в гамма-излучение как в той же мишени, которая используется для производства нейтронов, так и в дополнительном конверторе. Другая возможность лазерного производства нейтронов на современном уровне технологий связана с лазерно-плазменным ускорением протонов или дейтронов и облучением ими мишени (обычно из материалов с малым Z – например, дейтерий или литий) с инициацией ядерных реакций с испусканием нейтронов. В отчета представлены результаты исследований по обоим из этих направлений. В **разделе 19** отчета были приведены результаты моделирования нагрева микро-кластерной среды для диапазона интенсивностей лазерного импульса 2×10^{18} Вт/см² - 3.4×10^{19} Вт/см². Характеристики горячих дейтронов и термоядерных D-D нейтронов получены с использованием специально разработанного алгоритма для восстановления функции распределения дейтронов. Продемонстрировано, что в зависимости от интенсивности лазерного импульса можно подобрать оптимальным размер кластеров для нагрева среды и получения максимального выхода нейтронов. Так, если размер кластерной струи будет соответствовать длине остановки дейтронов с энергией 1.5-2 МэВ, то выход нейтронов может достигать $\approx 4 \times 10^6$ нейтронов/Дж. **Раздел 14** отчета был посвящен экспериментальному исследованию генерации нейтронов в результате фотоядерных реакций, инициируемых в свинцовых или вольфрамовых мишенях-конверторах пучками электронов, ускоренных при облучении газовой струи коротким лазерным импульсом.

Развитие мультитераваттных лазерных систем может привести к созданию эффективного источника гамма-излучения, основанного на взаимодействии лазерного излучения с веществом и покрывающего широкий диапазон энергий от МэВ-ного до ГэВ-ного уровня энергий гамма-фотонов. Реализация такого рода мультитераваттных лазерных проектов начинается в нескольких странах, в том числе и в России. В связи с этим, в рамках настоящего проекта внимание уделялось и исследованию взаимодействия ультраинтенсивного лазерного излучения 10^{24} - 10^{25} Вт см⁻² с веществом. В **разделе 11** представлены результаты численного моделирования облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами, фокусируемыми в форме дипольной волны, в зависимости от мощности лазерных импульсов, причем основное внимание уделялось анализу спектра генерируемого гамма-излучения в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу для исследования возможности эффективного производства нейтронов с помощью мультитераваттных лазерных систем. Были определены оптимальные режимы взаимодействия лазерных импульсов с плазменной мишенью, максимизирующие выход фотонов в диапазоне энергий, соответствующем гигантскому дипольному резонансу.

су, и проведена оценка количества нейтронов, которые можно получить за счет облучения мишени-конвертера гамма-излучением в оптимальном случае.

Компактный нейтронный генератор на основе ЭЦР разряда с использованием излучения непрерывного гиротрона для задач бор-нейтронзахватной терапии злокачественных новообразований.

Важным направлением работ по проекту являлась разработка компактного нейтронного генератора высокой пиковой яркости на основе электронно-циклотронного разряда с использованием современных мощных СВЧ генераторов миллиметрового диапазона частот – гиротронов. ИПФ РАН является ключевой организацией по разработке СВЧ приборов этого типа, благодаря чему является лидером в развитии ЭЦР плазменных комплексов с использованием гиротронов. Результаты использования разработанного в ИПФ РАН в рамках настоящего проекта нейтронного генератора для задач нейтронографии и бор-нейтронзахватной терапии представлены в **разделах 12, 13, 17 и 18**. В **разделе 12** представлены результаты использования созданного генератора нейтронов для построения нейтронографических изображений тестовых объектов путем регистрации нейтронного излучения с использованием рентгенографических пластинок. Суть этого оригинального метода заключается в регистрации вторичного рентгеновского излучения, порождаемого нейтронами, при этом для усиления сигнала на рентгенографической пластинке, непосредственно перед ней размещался тонкий слой водородсодержащего материала, например, пластика. В ходе эксперимента были определены характеристики нейтронного излучения и успешно построены рентгенографические изображения тестовых объектов.

В **разделах 13, 17 и 18** представлены результаты использования созданного нейтронного источника для задач бор-нейтронзахватная терапия (БНЗТ) онкологических заболеваний. 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}B и потоком нейтронов, обладающими энергией в диапазоне $5 \times 10^{-3} - 10^4$ эВ. Одной из наиболее существенных проблем, препятствующей широкому клиническому внедрению БНЗТ, является отсутствие компактных источников нейтронного излучения, которые могут быть инсталлированы непосредственно в радиотерапевтической клинике. С самого начала развития метода БНЗТ для получения пучков тепловых и эпитепловых нейтронов использовали ядерные реакторы. Пучки получали на основе самоподдерживающейся цепной ядерной реакции распада ^{235}U . Спектр таких нейтронов имеет энергию до 10 МэВ со средней энергией около 2 МэВ. Однако в настоящее время уже появились прототипы компактных ускорительных источни-

ков разных модификаций, которые позволяют получать пучки нейтронов с энергией, близкой к необходимой. Помимо этого, разработаны прототипы D-D нейтронных генераторов, позволяющие получать пучки нейтронов с рекордной для компактных систем плотностью. К числу последних и относится разработанный в ИПФ РАН нейтронный генератор на основе плазмы ЭЦР разряда в пучке СВЧ излучения миллиметрового диапазона, поддерживаемого излучением гиротрона в прямой магнитной ловушке. Нейтроны в созданном генераторе образовывались в ходе реакции $d(d,n)^3\text{He}$ при попадании пучка ионов дейтерия на водоохлаждаемую медную мишень, работающую в режиме автонасыщения. Ионный пучок извлекался из плазмы при помощи двухэлектродной системы экстракции и использовался для облучения тестовых биологических образцов **раздел 17**, в ходе которого уровень экспозиции составил $1.3 \cdot 10^{12}$ нейтронов. Путем проведения расчетов было установлено, что наибольшая среди различных образцов доза поглощенного излучения составила 1.5 мГр, а наименьшая – 0.6 мГр.

Поскольку разрабатываемый источник является принципиально новым, необходимо предварительное тестирование его эффективности *in vitro* на панели опухолевых и нормальных клеточных культур. В **разделе 13** представлены результаты изучения эффективности разрабатываемого нейтронного D-D генератора для следующих клеточных линий: MCF7 – рак молочной железы человека, U87 – глиобластома человека, а также для нормальных клеток организма на примере фибробластов кожи человека. Была проведена оценка биораспределения препарата L-борфенилаланин (L-BPA), разрешенного для клинического применения. Препарат представляет собой аминокислоту, которая способна относительно селективно накапливаться в опухоли. Определение содержания изотопа ^{10}B проводилось методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой. Оценка чувствительности клеток к ионизирующему облучению *in vitro* проводилась путем анализа колониеобразования, с помощью МТТ-теста и колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток. По итогам проведенных исследований эффективности нового D-D генератора нейтронов была показано его частичную эффективность в отношении опухолевых клеток и относительную безопасность в отношении нормальных клеток организма на примере фибробластов кожи человека. Хотя основной токсический эффект наблюдался за счет быстрых нейтронов и только в отношении клеточной линии U87 даже в тестовом режиме работы установки удалось зафиксировать токсический клад от тепловых/эпитепловых нейтронов.

В **разделе 18** приведены результаты исследований, направленных на сравнение эффективности нейтронного излучения и стандартных методов лучевой терапии. Проведено исследование по эффективности облучения трех клеточных линий MCF-7, U87 и huFB с

помощью рентгеновского облучения с помощью лабораторного рентгеновского облучателя MultiRad225 X-Ray system (Precision X-Ray, USA). Сравнение со стандартным методом лучевой терапии на примере рентгеновского облучения показало более эффективное воздействие нейтронного излучения даже в низких дозах, к тому же рентгеновское излучение оказалось наиболее токсичным в отношении нормальных, а не опухолевых клеток организма.

Помимо научных мероприятий, в рамках четвертого этапа реализации настоящего проекта были проведены мероприятия образовательной программы, направленные на подготовку специалистов в области синхротронных и нейтронных исследований; разработан и прочитан лекционный курс; проведены две школы для молодых ученых по тематике проекта, произведена модернизация профильной кафедры НИЯУ МИФИ.

Оценка полноты решения задач, поставленных в отчетном этапе.

Суммируя результаты, полученные в ходе выполнения четвертого этапа настоящего проекта, можно констатировать, что все задачи этапа **выполнены в полном объеме**:

- найдены оптимальные режимы передачи энергии от фемтосекундных лазерных импульсов в энергию ускоренных электронов и бетатронное излучение;
- предложены технические решения, позволяющие создать плазменные мишени для таких оптимальных режимов взаимодействия;
- предложены компактные полностью оптические схемы управления лазерно-ускоренными пучками электронов и протонов;
- предложены новые схемы широкополосных лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения;
- оптимизированы бетатронные и тормозные лазерно-плазменные источники для разных типов лазерных источников – от умеренно релятивистских до ультрарелятивистских;
- предложены новые схемы лазерно-плазменных вторичных источников рентгеновского излучения и нейтронов на основе кластерных/микрокапельных сред;
- продемонстрирована возможность использования DD источника нейтронов на базе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением непрерывного гиротрона, для задач нейтронографии и бор-нейтронозахватной терапии.

Оценка научно-технического уровня полученных результатов.

Полученные научные результаты соответствуют, а в некоторых случаях и превышают мировой уровень благодаря использованию самых современных лазерных и СВЧ источников излучения для проведения экспериментов в рамках проекта. Высокий уровень получен-

ных результатов подтверждается публикациями коллектива, значительная часть которых вышла в высокорейтинговых международных журналах, а также докладами участников проекта на уважаемых международных конференциях.

Вышеизложенное позволяет внести **предложения по использованию результатов проекта** при создании:

- перспективных компактных лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения для биомедицинских исследований. Действительно, благодаря высокой пиковой яркости бетатронных источников излучения рентгенографическое изображение можно получить за один выстрел лазера, что должно колоссально увеличить временное разрешение получающихся изображений по сравнению с традиционной радиографией и даже, возможно, по сравнению с синхротронными станциями. Благодаря же чрезвычайно малому размеру лазерно-плазменного источника рентгена, можно получать фазоконтрастные изображения, что существенно увеличивает пространственное разрешение и уменьшает требуемую дозу радиации;
- перспективных лазерно-плазменных источников гамма-излучения высокой пиковой яркости для задач гамма-радиографии для просвечивания плотных (в том числе потенциально опасных) объектов;
- перспективных ЭЦР нейтронных источников высокой пиковой яркости для проведения нейтронографических исследований плотных скрытых объектов и для потенциального использования в задачах бор-нейтронозахватной терапии.

Подводя итоги, можно отметить, что **цели исследовательской программы проекта**, связанные с разработкой методов создания источников рентгеновского, гамма- и нейтронного излучения высокой пиковой яркости, основанных на лазерно-плазменных схемах ускорения электронов, **достигнуты**.

Ссылка на официальный сайт, на котором размещены сведения о выполнении проекта:

[ИПФ РАН - Грант ФНТП СиН](https://ipfran.ru/institute/structure/422059/new-sources-of-synchrotron-radiation)

(<https://ipfran.ru/institute/structure/422059/new-sources-of-synchrotron-radiation>)

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Faure, J. et al. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // *Nature*. – 2004. – V. 431. – P. 541–544.
- 2 Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. X-ray generation in an ion channel // *Physics of Plasmas*. – 2003. – V. 10. – P. 4818–4828.
- 3 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика в 10 т. Том 2. Теория поля / под ред. Л. П. Питаевского. — 9-е изд., стер. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018. — 508 с.
- 4 Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime // *Physics of Plasmas*. – 2004. – V. 14. – P. 5256.
- 5 Lu W. et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime // *Physical Review STAB*. – 2007. – V. 10. – P. 061301.
- 6 Derouillat J. et al. Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation // *Computer Physics Communications*. – 2018. – V. 222. – P. 351–373.
- 7 Sladkov A. D., Korzhimanov A. V. Effect of a Femtosecond-Scale Temporal Structure of a Laser Driver on Generation of Betatron Radiation by Wakefield Accelerated Electrons // *Photonics*. – 2023. – V. 10. – P. 108.
- 8 Ginzburg V. et al. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression // *Optics Express*. – 2021. – V. 29. – P. 28297.
- 9 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.
- 10 Gonoskov A. et al. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments // *Physical Review E*. – 2015. – V. 92. – P. 023305.
- 11 Corde S. и др. Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2013. Т. 85, № 1. С. 1–48.
- 12 Gari M., Hebach H. Photonuclear reactions at intermediate energies ($40 \text{ MeV} < E_\gamma < 400 \text{ MeV}$) // *Phys. Rep.* 1981. Т. 72, № 1. С. 1–55.
- 13 Howell C.R. и др. International workshop on next generation gamma-ray source // *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* 2022. Т. 49, № 1. С. 010502.
- 14 Bostedt C. и др. Linac Coherent Light Source: The first five years // *Rev. Mod. Phys.* 2016. Т. 88, № 1. С. 015007.
- 15 Ковальчук М.В., Благов А.Е. Европейский Рентгеновский Лазер На Свободных Электронах // *Кристаллография*. 2022. Т. 67, № 5. С. 677–725.

- 16 Allen M. и др. High-gradient electron accelerator powered by a relativistic klystron // *Phys. Rev. Lett.* 1989. Т. 63, № 22. С. 2472–2475.
- 17 Bermel P. и др. Summary of the 2011 Dielectric Laser Accelerator Workshop // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 2014. Т. 734. С. 51–59.
- 18 Nakajima K. Recent progress on laser acceleration // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 2000. Т. 455, № 1. С. 140–147.
- 19 Malka V. и др. Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse // *Science*. 2002. Т. 298, № 5598. С. 1596–1600.
- 20 Modena A. и др. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves // *Nature*. 1995. Т. 377, № 6550. С. 606–608.
- 21 Aniculaesei C. и др. The acceleration of a high-charge electron bunch to 10 GeV in a 10-cm nanoparticle-assisted wakefield accelerator // *Matter Radiat. Extrem.* 2024. Т. 9, № 1.
- 22 Cicchitelli L. и др. Acceleration of Electrons to TeV Energy by Lasers in Vacuum // *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*. Boston, MA: Springer US, 1991. С. 467–493.
- 23 Pugacheva D.V., Andreev N.E. Laser-plasma acceleration of polarised electrons up to energies of several TeV // *Quantum Electron.* 2021. Т. 51, № 9. С. 826–832.
- 24 Nakamura T. и др. High-Power γ -Ray Flash Generation in Ultraintense Laser-Plasma Interactions // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Т. 108, № 19. С. 195001.
- 25 Ji L.L. и др. Energy partition, γ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electrodynamic regime of laser-plasma interaction // *Phys. Plasmas*. 2014. Т. 21, № 2. С. 023109.
- 26 Blackburn T.G. Radiation reaction in electron–beam interactions with high-intensity lasers // *Rev. Mod. Plasma Phys.* 2020. Т. 4, № 1. С. 5.
- 27 Chen Y.-Y. и др. X-Ray Beams with Large Orbital Angular Momentum via Nonlinear Compton Scattering with Radiation Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Т. 121, № 7. С. 074801.
- 28 Wang S. и др. X-Ray Emission from Betatron Motion in a Plasma Wiggler // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Т. 88, № 13. С. 135004.
- 29 Rousse A. и др. Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Т. 93, № 13. С. 135005.
- 30 Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X-ray Generation in Strongly Nonlinear Plasma Waves // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Т. 93, № 13. С. 135004.
- 31 Jansen O., Tückmantel T., Pukhov A. Scaling electron acceleration in the bubble regime for upcoming lasers // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2014. Т. 223, № 6. С. 1017–1030.

- 32 Esarey E. и др. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels // *Phys. Rev. E*. 2002. Т. 65, № 5. С. 056505.
- 33 Zhu X.-L. и др. Research progress of ultrabright γ -ray radiation and electron-positron pair production driven by extremely intense laser fields // *Acta Phys. Sin.* 2021. Т. 70, № 8. С. 085202.
- 34 Zhu X.-L. и др. Extremely brilliant GeV γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator // *Sci. Adv.* 2020. Т. 6, № 22.
- 35 Arutyunian F.R., Tumanian V.A. The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams // *Phys. Lett.* 1963. Т. 4, № 3. С. 176–178.
- 36 Sprangle P. и др. Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source // *J. Appl. Phys.* 1992. Т. 72, № 11. С. 5032–5038.
- 37 Esarey E., Ride S.K., Sprangle P. Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas // *Phys. Rev. E*. 1993. Т. 48, № 4. С. 3003–3021.
- 38 Gu Y.-J. и др. Brilliant gamma-ray beam and electron–positron pair production by enhanced attosecond pulses // *Commun. Phys.* 2018. Т. 1, № 1. С. 93.
- 39 Li H.-Z. и др. Ultra-bright γ -ray flashes and dense attosecond positron bunches from two counter-propagating laser pulses irradiating a micro-wire target // *Opt. Express*. 2017. Т. 25, № 18. С. 21583.
- 40 Та Phuoc К. и др. All-optical Compton gamma-ray source // *Nat. Photonics*. 2012. Т. 6, № 5. С. 308–311.
- 41 Thomas A.G.R. и др. Strong Radiation-Damping Effects in a Gamma-Ray Source Generated by the Interaction of a High-Intensity Laser with a Wakefield-Accelerated Electron Beam // *Phys. Rev. X*. 2012. Т. 2, № 4. С. 041004.
- 42 Edwards R.D. и др. Characterization of a gamma-ray source based on a laser-plasma accelerator with applications to radiography // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Т. 80, № 12. С. 2129–2131.
- 43 Zhidkov A. и др. Radiation Damping Effects on the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with an Overdense Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Т. 88, № 18. С. 185002.
- 44 Буланов С.В., Кирсанов В.И., Сахаров А.С. Возбуждение ультрарелятивистских ленгмюровских волн импульсом электромагнитного излучения // *Письма в ЖЭТФ*. 1989. Т. 50, № 4. С. 176–178.
- 45 Berezhiani V.I., Murusidze I.G. Relativistic wake-field generation by an intense laser pulse in a plasma // *Phys. Lett. A*. 1990. Т. 148, № 6–7. С. 338–340.
- 46 Dawson J., Oberman C. High-Frequency Conductivity and the Emission and Absorption Coefficients of a Fully Ionized Plasma // *Phys. Fluids*. 1962. Т. 5, № 5. С. 517–524.

- 47 Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Т. 81, № 3. С. 1229–1285.
- 48 Steinhauer L.C., Ahlstrom H.G. Propagation of Coherent Radiation in a Cylindrical Plasma Column // *Phys. Fluids.* 1971. Т. 14, № 6. С. 1109–1114.
- 49 Sun G.-Z. и др. Self-focusing of short intense pulses in plasmas // *Phys. Fluids.* 1987. Т. 30, № 2. С. 526–532.
- 50 Sprangle P., Esarey E., Ting A. Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions // *Phys. Rev. Lett.* 1990. Т. 64, № 17. С. 2011–2014.
- 51 Андреев Н.Е. и др. Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме // *Письма в ЖЭТФ.* 1992. Т. 55, № 10. С. 551–555.
- 52 Antonsen T.M., Mora P. Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Т. 69, № 15. С. 2204–2207.
- 53 Kovalev V.F., Bychenkov V.Y. Analytic theory of relativistic self-focusing for a Gaussian light beam entering a plasma: Renormalization-group approach // *Phys. Rev. E.* 2019. Т. 99, № 4. С. 043201.
- 54 Lobok M.G., Brantov A. V., Bychenkov V.Y. Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets // *Phys. Plasmas.* 2019. Т. 26, № 12.
- 55 Быченко В.Ю., Ковалёв В.Ф. Самозахват экстремального света // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 2020. Т. 63. С. 825.
- 56 Sakharov A.S., Kirsanov V.I. Theory of Raman scattering for a short ultrastrong laser pulse in a rarefied plasma // *Phys. Rev. E.* 1994. Т. 49, № 4. С. 3274–3282.
- 57 Andreev N.E. и др. The theory of laser self-resonant wake field excitation // *Phys. Scr.* 1994. Т. 49, № 1. С. 101–109.
- 58 Andreev N.E., Gorbunov L.M. Laser-plasma acceleration of electrons // *Uspekhi Fiz. Nauk.* 1999. Т. 169, № 1. С. 53.
- 59 Krall J. и др. Enhanced acceleration in a self-modulated-laser wake-field accelerator // *Phys. Rev. E.* 1993. Т. 48, № 3. С. 2157–2161.
- 60 Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2002. Т. 74, № 4–5. С. 355–361.
- 61 Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime // *Phys. Plasmas.* 2004. Т. 11, № 11. С. 5256–5264.
- 62 Gordienko S., Pukhov A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoeenergetic electrons // *Phys. Plasmas.* 2005. Т. 12, № 4. С. 043109.

- 63 Arber T.D. и др. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. Т. 57, № 11. С. 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. Т. 60, № 5. С. 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. Т. 53, № 1. С. 015009.
- 66 Elkina N. V. и др. QED cascades induced by circularly polarized laser fields // Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams. 2011. Т. 14, № 5. С. 054401.
- 67 Рашиков В.И. Расчет электромагнитных полей в структурах сложной геометрии // ВАНТ, Серия: Ядерно- физические исследования – 1990 № 10 (18), С. 50-53
- 68 Polozov S.M., Rashchikov V.I. Simulation studies on the radiofrequency gun saturated emission // Cybernetics and Physics. 2020. Vol. 9, № 2. P. 103–106.
- 69 Polozov S.M., Rashchikov V.I., Krasilnikov M. An Improved Model for Photoemission of Space Charge Dominated Picosecond Electron Bunches: Theory and Experiment // Proc. 12th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC'21. 2021. P. 2829–2832.
- 70 Krasilnikov M., Polozov S.M., Rashchikov V.I. Photoemission of Picosecond Electron Bunches with Large Charge in RF Guns // Phys. Atom. Nuclei. 2021. V. 84. P. 1881–1885.
- 71 Polozov S.M., Rashchikov V.I. Simulation of an Electron Bunch Formation in a Photogun // Physics of Atomic Nuclei. 2022. V.85. P.1665–1668.
- 72 Vladimirov M. V., Polozov S. M., Rashchikov V. I. Diffusion Model for Describing Relaxation Process in an Electron-Depleted Semiconductor Layer of a Photocathode //Physics of Atomic Nuclei. 2022. V. 85. P. 2032–2035.
- 73 Vladimirov M. V., Polozov S. M., Rashchikov V. I. An Approach to Describe the Filling of the Photocathode Semiconductor Layer by Conduction Electrons //Physics of Particles and Nuclei Letters. 2023 V. 20. P. 937–940.
- 74 Vladimirov M. V., Polozov S. M., Rashchikov V. I. Simulation of Charge Dynamics of a Photocathode Semiconductor Layer // Physics of Atomic Nuclei. 2023. V. 86, No. 11. P. 1–6.
- 75 Iliа A. Ashanin et al. Design of a Radio-Frequency Photogun for the Linac Injector of the Free-Electron Laser of the SYLA Ultimate Source of Synchrotron Radiation. 2024 JINST 19 P.10004

- 76 Владимиров М. В., Полозов С. М., Рашиков В. И. Semiconductor photocathode's charge in a high gradient RF photoinjector. JINST 19 P.02071 DOI 10.1088/1748-0221/19/02/C02071
- 77 Владимиров М. В., Полозов С. М., Рашиков В. И. Транспорт электронов в фотокатодах как отклик на индуцирующий фотоэффект лазерный импульс // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 120. – №. 6. – С. 444-450.
- 78 С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрикс, П. Мернадиер, О. Гоберт, Д. Норманд, А.Я. Фаенов, А.И. Магунов, Т.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, Н.Е. Андреев. Особенности рентгеновских спектров плазмы, образующейся при нагреве CO₂ кластеров высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами с $l = 0.8$ мкм и $l = 0.4$ мкм. Письма в ЖЭТФ, Т.68, С. 454-459 (1998)
- 79 Аугусте Т., П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, Дж. Абдаллах мл., А. Я. Фаенов, И.Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, О роли предимпульса при нагреве кластеров мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Письма в ЖЭТФ, Т.72 (2), С. 54-59 (2000)
- 80 Стенц К., В. Багно, Ф. Бласко, Ж.Р. Роше, Ф. Салин, А.Я. Фаенов, А.И. Магунов, Т.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, Рентгеновские эмиссионные спектры плазмы, создаваемой сверхкороткими лазерными импульсами в кластерных мишенях. Квантовая электроника, Т. 30, С. 721-725 (2000)
- 81 Андреев Н.Е., М.В. Чеготов, М.Е. Вейсман, П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, Ф.Б. Розмей, М.Ю. Романовский, Non adiabatic heating of the plasma produced by the ionization of a gas by a short intensive laser pulse. Письма в ЖЭТФ, 68, 566 (1998)
- 82 Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Т. 27. М.: ВИНТИ, 1980.
- 83 Hall I.M., Durmaz T., Mancini R.C., Bailey J.E., Rochau G.A., Golovkin I.E., MacFarlane J.J. Absorption spectroscopy of a laboratory photoionized plasma experiment at Z // Physics of Plasmas. 2014. № 3(21). DOI:10.1063/1.4865226.
- 84 Ditmire T., T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falkone, M.D. Perry, Phys. Rev. A, 53, 3379 (1996)
- 85 Smith R.A., J.W.G. Tisch, T. Ditmire, E. Springate, N. Hay, M.B. Mason, E.T. Gumbrell, A.J. Comley, L.C. Mountford, J.P. Marangos, M.H.R. Hutchinson, Physica Scripta, T80, 35 (1999)

- 86 Dyakin V.M., I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, M. Szczurek, *Quantum Electron.*, 27, 691 (1997)
- 87 Biemont E., P. Quinet, A.Ya. Faenov, I.Yu. Skobelev, J. Nilsen, V.M. Romanova, M. Scholz, L. Karpinski, A. Szydlowski, *Physica Scripta*, 61, 555 (2000)
- 88 Junkel-Vives G.C., J. Abdallah, Jr, F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T.A. Pikuz, I. Yu. Skobelev. Observation of H-like ions within Argon Clusters irradiated by 35 fs Laser via High-Resolution X-Ray Spectroscopy. *Phys. Rev. A*, v. 64, n8, 021201I (2001)
- 89 Ditmire T., P.K. Patel, R.A. Smith, J.S. Wark, S.J. Rose, D. Milathianaki, R.S. Marjoribanks, M.H.R. Hutchinson, *J. Phys. B*, 31, 2825 (1998)
- 90 Abdallah J. Jr., R.E.H. Clark, A.Ya. Faenov, L. Karpinski, S.A. Pikuz, V.M. Romanova, M. Sadowski, M. Scholz, A. Szydlowski, *JQSRT*, 62, 85 (1999)
- 91 Abdallah J. Jr., A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, M.D. Wilke, G.A. Kyrala, R.E.H. Clark, *JQSRT*, 62, 1 (1999)
- 92 Nickles P.V., V.N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnurer, I. Will, W. Sandner, *Phys. Rev. Letters*, 78, 2748 (1997)
- 93 Dunn J., A.L. Osterheld, V.N. Shlyaptsev, J.R. Hunter, R. Shepherd, R.E. Stewart, W.E. White, *Proceedings of Atomic Processes in Plasmas: Eleventh APS Topical Conference*, edited by E.Oks and M.S. Pindzola, CP443, American Institute of Physics, 106 (1998)
- 94 Dunn J., A.L. Osterheld, V.N. Shlyaptsev, Y. Li, J. Nilsen, R. Shepherd and L.B. Da Silva, *Proceedings of the 6th International Conference on X-Ray Lasers, Kyoto, Japan*, Edited by Y.Kato, H.Takuma, H. Daido, Institute of Physics, Conference Series Number 159, Bristol and Philadelphia, 51 (1998)
- 95 Dunn J., A.L. Osterheld, R. Shepherd, W.E. White, V.N. Shlyaptsev, R. Stewart, *Phys. Rev. Letters*, 80, 2825 (1998)
- 96 Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P., Evans R.G., Schmitz H., Bell A.R., Ridgers C.P. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. № 11(57). С. 113001. DOI:10.1088/0741-3335/57/11/113001.
- 97 Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М: Наука, 1979.
- 98 Крайнов В.П., Софронов А.В. ПРОЦЕССЫ РЕКОМБИНАЦИИ В АТОМАРНЫХ КЛАСТЕРАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СВЕРХСИЛЬНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ // *ЖЭТФ*. 2006. № 1(130). С. 43.

- 99 L.P. Pugachev, N.E. Andreev, P.R. Levashov, O.N. Rosmej, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 2016, 829, 88–93.
- 100 N.E. Andreev, V.S. Popov, O.N. Rosmej, A.A. Kuzmin, A.A. Shaykin, E.A. Khazanov, A.V. Kotov, N.G. Borisenko, M.V. Starodubtsev, A.A. Soloviev, Quantum Electronics, 2021, 51, 1019–1025.
- 101 X. F. Shen, A. Pukhov, O. N. Rosmej, N. E. Andreev, Phys. Rev. Applied, 2022, 18, 064091.
- 102 Rousse, A., Phuoc, K. T., Shah, R., Fitour, R. & Albert, F. Scaling of betatron X-ray radiation. Eur. Phys. J. D 45, 391–398. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00249-7> (2007).
- 103 Albert, F. et al. Observation of betatron X-ray radiation in a self-modulated laser wakefield accelerator driven with picosecond laser pulses. Phys. Rev. Lett. 118, 134801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.134801> (2017).
- 104 Albert, F. et al. Betatron x-ray radiation in the self-modulated laser wakefield acceleration regime: prospects for a novel probe at large scale laser facilities. Nucl. Fusion. 59, 032003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aad058> (2018).
- 105 Lemos, N. et al. Bremsstrahlung hard X-ray source driven by an electron beam from a self-modulated laser wakefield accelerator. Plasma Phys. Control. Fusion 60, 054008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab3b5> (2018).
- 106 Lemos, N. et al. X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator. Phys. Plasmas. 26, 083110. <https://doi.org/10.1063/1.5091798> (2019).
- 107 King, P. M. et al. X-ray analysis methods for sources from self-modulated laser wakefield acceleration driven by picosecond lasers. Rev. Sci. Instrum. 90, 033503 (2019).
- 108 Rosmej, O. N. et al. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research. Plasma Phys. Control. Fusion 62, 115024. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb24e> (2020).
- 109 Shen, X. F., Pukhov, A., Günther, M. M. & Rosmej, O. N. Bright betatron x-rays generation from picosecond laser interactions with long-scale near critical density plasmas. Appl. Phys. Lett. 118, 134102. <https://doi.org/10.1063/5.0042997> (2021).
- 110 Günther, M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science. Nat. Commun. 13, 170. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-27694-7> (2022).
- 111 Cikhardt, J. et al. Characterization of bright betatron radiation generated by direct laser acceleration of electrons in plasma of near critical density. Matter Radiat. Extremes 9, 027201. <https://doi.org/10.1063/5.0181119> (2024).

- 112 Esarey, E., Sprangle, P., Member, S., Krall, J. & Ting, A. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 24, 2. <https://doi.org/10.1109/27.509991> (1996).
- 113 Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Appl. Phys. B* 74, 355–361 (2002).
- 114 Esarey, E., Schroeder, C. B. & Leemans, W. P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.* 81, 1229 (2009).
- 115 Andreev, N. E., Gorbunov, L. M., Kirsanov, V. I., Pogosova, A. A. & Ramazashvili, R. R. The theory of laser self-resonant wakefield excitation. *Phys. Scr.* 49, 101–109. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/49/1/014> (1994).
- 116 Andreev, N. E., Gorbunov, L. M., Kirsanov, V. I. & Sakharov, A. S. Linear theory of resonance self-modulation of an intense laser pulse in homogeneous plasma and plasma channels. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 24, 363–368. <https://doi.org/10.1109/27.510000> (1996).
- 117 Modena, A. et al. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma-waves. *Nature* 377, 606–608 (1995).
- 118 Pukhov, A., Sheng, Z.-M. & Meyer-ter-Vehn, J. Particle acceleration in relativistic laser channels. *Phys. Plasmas* 6, 2847–2854. <https://doi.org/10.1063/1.873242> (1999).
- 119 Pukhov, A. Strong field interaction of laser radiation. *Rep. Prog. Phys.* 66, 47–101. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/66/1/202> (2003).
- 120 King, P. M. et al. Predominant contribution of direct laser acceleration to high-energy electron spectra in a low-density selfmodulated laser wakefield accelerator. *Phys. Rev. Accel. Beams* 24, 011302 (2021).
- 121 Willingale, L. et al. The unexpected role of evolving longitudinal electric fields in generating energetic electrons in relativistically transparent plasmas. *New J. Phys.* 20, 093024. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/aae034> (2018).
- 122 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 J. Phys.* 21, 043044. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab1047> (2019).
- 123 Bochkarev, S. G. et al. Stochastic electron acceleration in plasma waves driven by a high-power subpicosecond laser pulse. *Plasma Phys. Rep.* 40, 202–214 (2014).
- 124 Bagnoud, V. et al. Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. *Appl. Phys. B* 100, 137–150 (2010).

- 125 Borisenko, N. G. et al. Noisy low-density targets that worked as bright emitters under laser illumination. *J. Phys.: Conf. Ser.* 1692, 012026. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1692/1/012026> (2020).
- 126 Gus'kov, S. Y. & Yakhin, R. A. Nonstationary laser-supported ionization wave in layer of porous substance with subcritical density. *Matter Radiat. Extremes* 9, 016601. <https://doi.org/10.1063/5.0157904> (2024).
- 127 Gus'kov, SYu. et al. Absorption coefficient for nanosecond laser pulse in porous material. *Plasma Phys. Control. Fusion* 57, 125004. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/12/125004> (2015).
- 128 Cipriani, M. et al. Laser-supported hydrothermal wave in low-dense porous substance. *Laser Part. Beams* 36, 121–128. <https://doi.org/10.1017/S0263034618000022> (2018).
- 129 Gus'kov, SYu. & Yakhin, R. A. Equation of state of a partially homogenized plasma of low-dense porous matter. *Phys. Plasmas* 30, 062709. <https://doi.org/10.1063/5.0145385> (2023).
- 130 Pukhov, A. Particle-In-Cell Codes for Plasma-based Particle Acceleration. *Proceedings of the 2014 CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration*, 1. <https://doi.org/10.5170/CERN-2016-001.181> (2016).
- 131 O. N. Rosmej, M. Gyrdymov, N. E. Andreev, et al. High Power Laser Science and Engineering. in print (2024).
- 132 Gyrdymov, M., Cikhardt, J., Tavana, P. et al. High-brightness betatron emission from the interaction of a sub picosecond laser pulse with pre-ionized low-density polymer foam for ICF research. *Sci Rep* 14, 14785 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41598-024-65490-7>
- 133 Rosmej, O. N. et al. Bright betatron radiation from directlaser-accelerated electrons at moderate relativistic laser intensity. *Matter Radiat. Extremes*. 6, 048401. <https://doi.org/10.1063/5.0042315> (2021).
- 134 Esarey, E. et al. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels. *Phys. Rev. E* 65, 056505. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.056505> (2002).
- 135 Cipiccia, S. et al. Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake. *Nat. Physics* 7, 867–871 (2011).
- 136 G. Paternò, P. Cardarelli, M. Bianchini et al., Generation of primary photons through inverse Compton scattering using a Monte Carlo simulation code, *Phys. Rev. Accel. Beams* 25, 084601 (2022).
- 137 D. Seipt, S. G. Rykovanov, A. Surzhykov et al., Narrowband inverse Compton scattering x-ray sources at high laser intensities, *Phys. Rev. A* 91, 033402 (2015).

- 138 L. Serafini and V. Petrillo, From Compton scattering of photons on targets to inverse Compton scattering of electron and photon beams, *Phys. Rev. Accel. Beams* 27, 080701 (2024).
- 139 H. G. Rinderknecht, G. Bruhaug, V. Muşat, Electron-beam-based Compton scattering x-ray source for probing high-energy-density physics, *Phys. Rev. Accel. Beams* 27, 034701 (2024)
- 140 A. P. Potylitsyn, D. V. Gavrilenko, M. N. Strikhanov, A. A. Tishchenko, Crab crossing in inverse Compton scattering, *Phys. Rev. Accel. Beams* 26, 040701 (2023).
- 141 W. Herr and B. Muratori, Concept of luminosity, in the proceedings of the CERN Accelerator School and DESY Zeuthen: Accelerator Physics, Zeuthen Germany, September 15–26 (2003).
- 142 D. Yu. Sergeeva, A. A. Tishchenko, and M. N. Strikhanov, Conical diffraction effect in optical and x-ray Smith-Purcell radiation, *Phys. Rev. Accel. Beams* 18, 052801 (2015).
- 143 M. I. Bakunov, A. V. Maslov, and S. B. Bodrov, Cherenkov radiation of terahertz surface plasmon polaritons from a superluminal optical spot, *Phys. Rev. B* 72, 195336 (2005).
- 144 R. M. Arkhipov, I. Babushkin, M. K. Lebedev et al., Transient Cherenkov radiation from an inhomogeneous string excited by an ultrashort laser pulse at superluminal velocity, *Phys. Rev. A* 89, 043811 (2014).
- 145 Ehret M. et al. Kilotesla plasmoid formation by a trapped relativistic laser beam // *Physical Review E*. 2022. Vol. 106. No. 4. no. 045211.
- 146 Bukharskii N. D., Korneev P. A. Study of a highly magnetized relativistic plasma in the context of laboratory astrophysics and particle flow control // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2023. Vol. 50. No. 8. P. S869-S877.
- 147 Kostyukov I. Y. et al. International Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS): Laser System and Experiment Program // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2023. Vol. 50. No. 6. P. S635-S640.
- 148 Bukharskii N., Korneev P. All-optical compact setup for generation of collimated multi-MeV proton beams with a "snail" target // *arXiv preprint arXiv:2411.17302*. 2024.
- 149 Roth M., Schollmeier M. Ion acceleration-target normal sheath acceleration // *arXiv preprint arXiv:1705.10569*. 2017.
- 150 Boris J. P. et al. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas*. 1970. P. 3-67.
- 151 Borghesi M. et al. Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions // *Physical Review Letters*. 2004. Vol. 92. No. 5. no. 055003.

- 152 Kugland N. L. et al. Invited article: Relation between electric and magnetic field structures and their proton-beam images // Review of scientific instruments. 2012. Vol. 83. No. 10.
- 153 Hegelich B. M. et al. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams // Nature. 2006. Vol. 439. No. 7075. P. 441-444.
- 154 Schwoerer H. et al. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets // Nature. 2006. Vol. 439. No. 7075. P. 445-448.
- 155 Ter-Avetisyan S. et al. Quasimonoenergetic deuteron bursts produced by ultraintense laser pulses // Physical Review Letters. 2006. Vol. 96. No. 14. P. 145006.
- 156 Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators //Reviews of modern physics. – 2009. – T. 81. – №. 3. – C. 1229-1285.
- 157 Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime //Applied Physics B. – 2002. – T. 74. – C. 355-361.
- 158 Clayton C. E. et al. Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection //Physical review letters. – 2010. – T. 105. – №. 10. – C. 105003.
- 159 Wang X. et al. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV //Nature communications. – 2013. – T. 4. – №. 1. – C. 1988.
- 160 Pukhov A., Sheng Z. M., Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels //Physics of Plasmas. – 1999. – T. 6. – №. 7. – C. 2847-2854.
- 161 Gahn C. et al. Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels //Physical Review Letters. – 1999. – T. 83. – №. 23. – C. 4772.
- 162 Mangles S. P. D. et al. Electron acceleration in cavitated channels formed by a petawatt laser in low-density plasma //Physical review letters. – 2005. – T. 94. – №. 24. – C. 245001.
- 163 Rosmej O. N. et al. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – T. 62. – №. 11. – C. 115024.
- 164 Gordienko S., Pukhov A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons //Physics of Plasmas. – 2005. – T. 12. – №. 4.
- 165 Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets //Physics of Plasmas. – 2019. – T. 26. – №. 12.
- 166 Bychenkov V. Y. et al. Generation of high-charge electron beam in a subcritical-density plasma through laser pulse self-trapping //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – T. 61. – №. 12. – C. 124004.

- 167 Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. H. Self-trapping of optical beams //Physical review letters. – 1964. – Т. 13. – №. 15. – С. 479.
- 168 Таланов В. И. О самофокусировке электромагнитных волн в нелинейных средах //Изв. вузов. Радиофизика. – 1964. – Т. 7. – №. 5. – С. 564-565.
- 169 Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде //ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50. – №. 6. – С. 1537.
- 170 Lobok M. G. et al. Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma //Physical Review E. – 2021. – Т. 104. – №. 5. – С. L053201.
- 171 Lemos N. et al. Ultrabroad-band x-ray source using a picosecond, laser-driven plasma accelerator //Physical Review Research. – 2024. – Т. 6. – №. 3. – С. L032022.
- 172 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science //Nature Communications. – 2022. – Т. 13. – №. 1. – С. 170.
- 173 Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. Bremsstrahlung gamma-ray source and gamma radiography based on laser-triggered electron acceleration in the regime of relativistic self-trapping of light //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2023. – Т. 50. – №. Suppl 7. – С. S815-S820.
- 174 Chen H. et al. Making relativistic positrons using ultraintense short pulse lasers //Physics of Plasmas. – 2009. – Т. 16. – №. 12.
- 175 Ridgers C. P. et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 16. – С. 165006.
- 176 Vranic M. et al. Multi-GeV electron-positron beam generation from laser-electron scattering //Scientific reports. – 2018. – Т. 8. – №. 1. – С. 4702.
- 177 Lobok M. G., Bychenkov V. Y. Efficient Bremsstrahlung Positron Source Based on Wakefield-Accelerated Electrons //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2023. – Т. 50. – №. Suppl 7. – С. S782-S789.
- 178 Snavely R. A. et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids //Physical review letters. – 2000. – Т. 85. – №. 14. – С. 2945.
- 179 Wilks S. C. et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions //Physics of plasmas. – 2001. – Т. 8. – №. 2. – С. 542-549.
- 180 Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. Laser-based photonuclear production of medical isotopes and nuclear waste transmutation //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2022. – Т. 64. – №. 5. – С. 054002.

- 181 Khazanov E. A., Mironov S. Y., Mourou G. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach //Physics-Uspekhi. – 2019. – Т. 62. – №. 11. – С. 1096.
- 182 Ginzburg V. et al. Fivefold compression of 250-TW laser pulses //Physical Review A. – 2020. – Т. 101. – №. 1. – С. 013829.
- 183 Bleotu P. G. et al. Post-compression of high-energy, sub-picosecond laser pulses //High Power Laser Science and Engineering. – 2023. – Т. 11. – С. e30.
- 184 Vais O. E. et al. Efficient Acceleration of Electrons by Moderate-Power Femtosecond Laser Pulses //JETP Letters. – 2023. – Т. 118. – №. 12. – С. 875-880.
- 185 Lu W. et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime //Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. – 2007. – Т. 10. – №. 6. – С. 061301.
- 186 Masson-Laborde P. E. et al. Giga-electronvolt electrons due to a transition from laser wakefield acceleration to plasma wakefield acceleration //Physics of Plasmas. – 2014. – Т. 21. – №. 12. – С. 123113
- 187 Lobok M. G. et al. Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – Т. 60. – №. 8. – С. 084010.
- 188 Poder K. et al. Multi-GeV electron acceleration in wakefields strongly driven by oversized laser spots //Physical Review Letters. – 2024. – Т. 132. – №. 19. – С. 195001.
- 189 Комашко А. и др. О релятивистской самофокусировке в плазме //Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1995. – Т. 62. – №. 11. – С. 849-853.
- 190 Sarkisov G. S. et al. Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet //Physical Review E. – 1999. – Т. 59. – №. 6. – С. 7042.
- 191 Mangles S. P. D. An overview of recent progress in laser wakefield acceleration experiments //arXiv preprint arXiv:1705.10588. – 2017.
- 192 Быченков В. Ю., Ковалёв В. Ф. Самозахват экстремального света //Известия вузов. Радиофизика. – 2020. – Т. 63. – №. 9-10.
- 193 Sun G. Z. et al. Self-focusing of short intense pulses in plasmas //The Physics of fluids. – 1987. – Т. 30. – №. 2. – С. 526-532.
- 194 Kurki-Suonio T., Morrison P. J., Tajima T. Self-focusing of an optical beam in a plasma //Physical Review A. – 1989. – Т. 40. – №. 6. – С. 3230.
- 195 Borisov A. B. et al. Relativistic and charge-displacement self-channeling of intense ultra-short laser pulses in plasmas //Physical Review A. – 1992. – Т. 45. – №. 8. – С. 5830.

- 196 Kim A. et al. Axisymmetric relativistic self-channeling of laser light in plasmas //Physical Review E. – 2002. – T. 65. – №. 3. – C. 036416.
- 197 Cattani F. et al. Multifilament structures in relativistic self-focusing //Physical Review E. – 2001. – T. 64. – №. 1. – C. 016412.
- 198 Feit M. D. et al. Electron cavitation and relativistic self-focusing in underdense plasma //Physical Review E. – 1998. – T. 57. – №. 6. – C. 7122.
- 199 Sen S., Varshney M. A., Varshney D. Relativistic propagation of linearly/circularly polarized laser radiation in plasmas //International Scholarly Research Notices. – 2013. – T. 2013. – №. 1. – C. 642617.
- 200 Borisov A. B. et al. Stable relativistic/charge-displacement channels in ultrahigh power density (≈ 1021 W/cm³) plasmas //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 1998. – T. 95. – №. 14. – C. 7854-7859.
- 201 Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime //Physics of Plasmas. – 2004. – T. 11. – №. 11. – C. 5256-5264.
- 202 Wilks S. et al. Beam loading efficiency in plasma accelerators //Part. Accel. – 1987. – T. 22. – C. 81-99.
- 203 Jansen O., Tückmantel T., Pukhov A. Scaling electron acceleration in the bubble regime for upcoming lasers //The European Physical Journal Special Topics. – 2014. – T. 223. – №. 6. – C. 1017-1030.
- 204 Nieter C., Cary J. R. VORPAL: a versatile plasma simulation code //Journal of Computational Physics. – 2004. – T. 196. – №. 2. – C. 448-473.
- 205 Nerush E. N., Kostyukov I. Y. Carrier-Envelope Phase Effects in Plasma-Based Electron Acceleration with Few-Cycle Laser Pulses //Physical review letters. – 2009. – T. 103. – №. 3. – C. 035001.
- 206 Andreev N. E., Kirsanov V. I., Gorbunov L. M. Stimulated processes and self-modulation of a short intense laser pulse in the laser wake-field accelerator //Physics of Plasmas. – 1995. – T. 2. – №. 6. – C. 2573-2582.
- 207 Mangles S. P. D. et al. Self-injection threshold in self-guided laser wakefield accelerators //Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. – 2012. – T. 15. – №. 1. – C. 011302.
- 208 Faure J. et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams //Nature. – 2004. – T. 431. – №. 7008. – C. 541-544.
- 209 Nemeth K. et al. Laser-driven coherent betatron oscillation in a laser-wakefield cavity //Physical review letters. – 2008. – T. 100. – №. 9. – C. 095002.

- 210 Andreev N. E. et al. Linear theory of resonance self-modulation of an intense laser pulse in homogeneous plasma and plasma channels //IEEE transactions on plasma science. – 1996. – T. 24. – №. 2. – C. 363-369.
- 211 Perevalov S. E. et al. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – T. 62. – №. 9. – C. 094004.
- 212 Kostyukov I. et al. Electron self-injection in multidimensional relativistic-plasma wake fields //Physical review letters. – 2009. – T. 103. – №. 17. – C. 175003.
- 213 Albert F., Thomas A. G. R. Applications of laser wakefield accelerator-based light sources // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2016 – T. 58. – C. 103001.
- 214 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science //Nature Communications. – 2022. – T. 13. – №. 1. – C. 170.
- 215 Leemans W. P., et al. Observation of terahertz emission from a laser plasma- accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary // Phys. Rev. Lett. –2003. – T.91. – C. 074802; Leemans W. P., et al. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches // Phys. Plasmas. –2004. – T.11. – C. 2899.
- 216 Schroeder C. B., Esarey E., van Tilborg J., Leemans W. P. // Phys. Rev. E. –2004. – T. 69. – C. 016501.
- 217 Plateau G. R., et al. Optimization of THz Radiation Generation from a Laser Wakefield Accelerator // AIP Conference Proceedings. – 2009. – T. 1086. –C. 707.
- 218 Yang X., Brunetti E., Jaroszynski D. A. High-energy coherent terahertz radiation emitted by wide-angle electron beams from a laser-wakefield accelerator // New J. Phys. – 2018.– T. 20. – C. 043046.
- 219 Dechard J., et al. Terahertz Pulse Generation in Underdense Relativistic Plasmas: From Photoionization-Induced Radiation to Coherent Transition Radiation // Phys. Rev. Lett. – 2018.– T. 120. – C.144801.
- 220 Pak T., et al. Multi-millijoule terahertz emission from laser-wakefield-accelerated electrons // Light: Science Applications. – 2023.– T. 12. – C. 37.
- 221 Yang G., et al. Terahertz radiation enhanced by a laser-irradiating on a double-layer target // Eur. Phys. J. D. –2022. – T. 76. – C. 189.
- 222 Gorlova D., Tsymbalov I., Volkov R., Savel'ev A. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser-tape target interaction // Laser Phys. Lett. – 2022. – T. 19. – C. – 075401.

- 223 Gorlova D. A., Tsymbalov I. N, Tsygvintsev I. P., Savelev A. B. THz transition radiation of electron bunches laser-accelerated in long-scale near-critical-density plasmas// Laser Phys. Lett. –2024. –Т. 21. –С. 035001.
- 224 [Salen P., et al. Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology // Phys. Rep. – 2019. – Т. 836-837. – С. 1.
- 225 Kuratov A. S., et al. Powerful laser-produced quasi-half-cycle THz pulses // Phys Rev. E –Т. 106. – С. 035201.
- 226 Rezaei-Pandari M., et al. // AIP Advances. – 2024. – Т. 14. – С. 025347.
- 227 Koulouklidis A. D., et al. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments // Nat Commun. – 2020. – Т. 11. – С. 292.
- 228 Vicario C., et al Generation of 0.9-mJ THz Pulses in DSTMS Pumped by a CrMg₂SiO₄ Laser // Opt. Lett. – 2014. – Т. 39. – С. 6632.
- 229 Liao G.-Q., et al. // Phys. Rev. X. – 2020. – Т. 10. – С. 031062.
- 230 Lobok M. G., et al. Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma // Phys. Rev. E – 2021. – Т. 104. –С. L053201.
- 231 Lobok M. G., Brantov A. V., Gozhev D. A., Bychenkov V. Yu. Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets // Plasma Phys. Control. Fusion. –Т. 60. – С. 084010.
- 232 Bychenkov V. Yu., Lobok M., Kovalev V. F., Brantov A. V. Generation of high-charge electron beam in a subcritical-density plasma through laser pulse self-trapping // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2019. – Т. 61. – С. 124004.
- 233 Быченков В. Ю., Ковалёв В. Ф. Самозахват экстремального света // Известия вузов. Радиофизика. – 2020. – Т. 63. – С. 825.
- 234 Быченков В. Ю., Лобок М. Г. Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме // Письма в ЖЭТФ. – 2021. – Т. 114 – С. 650.
- 235 Gao Y., Drake T., Chen Zh., DeCamp M. F., Half-cycle-pulse terahertz emission from an ultrafast laser plasma in a solid target // Opt. Lett. – 2008. – Т. 33. – С. 2776.
- 236 Lei H.-Y. et al. Highly efficient generation of GV/m-level terahertz pulses from intense femtosecond laser-foil interactions // iScience. – 2022. – Т. 25. – С. 104336.
- 237 Ding W. J., Sheng Z. M., Koh W. S. High-field half-cycle terahertz radiation from relativistic laser interaction with thin solid targets // Appl. Phys. Lett. –2013. – Т.103. – С. 204107.
- 238 Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser Wake Field Acceleration The Highly Non-Linear Broken-Wave Regime // Appl. Phys. B: Lasers Opt. – 2002. – Т.74. – 355.

- 239 Куратов А.С., Брантов А. В., Алиев Ю. М., Быченков В. Ю. Терагерцовое излучение при лазерно-инициируемом разделении зарядов в облучаемой плазменной мишени // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – С. 1023.
- 240 Sentoku Y., et al. High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma // Appl. Phys. B. –2002. – Т. 74. – С. 207.
- 241 Crow J. E., Auer P. L., Allen J. E. The expansion of a plasma into a vacuum // J. Plasma Phys. – 1975. – Т.14. – С. 65.
- 242 Denoual E., Berge L., Davoine X., Gremillet L. Modeling terahertz emissions from energetic electrons and ions in foil targets irradiated by ultraintense femtosecond laser pulses // Phys. Rev. E. – 2023. – Т. 108. – С. 065211.
- 243 Nieter C., Cary J. R. VORPAL: a versatile plasma simulation code //Journal of Computational Physics. – 2004. – Т. 196. – №. 2. – С. 448-473.
- 244 Ракитина М. А., Брантов А. В., Глазырин С. И. Расчет разлета мишени для задач оптимизации лазерного ускорения ионов // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131. – С. 191.
- 245 Khazanov E. A., Mironov S. Y., Mourou G. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach // Physics-Uspekhi. – 2019. – Т. 62. – №. 11. – С. 1096.
- 246 van Tilborg J., et al. Temporal characterization of femtosecond laser-plasma-accelerated electron bunches using terahertz radiation // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Т.96. – С. 014801.
- 247 Glinec Y., et al Observation of Fine Structures in Laser-Driven Electron Beams Using Coherent Transition Radiation // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Т. 98. – С. 194801.
- 248 Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1695.
- 249 Wilks S. C., et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions // Phys. Plasmas. – 2001. – Т. 8. – С. 542.
- 250 Vais O. E., Lobok M. G., Bychenkov V. Yu. Compression of high-power laser pulse leads to increase of electron acceleration efficiency // arXiv. – 2024. – С. 2409.02671 <https://arxiv.org/abs/2409.02671>
- 251 Potylitsyn A. P., Rezaev R. O. Focusing of transition radiation and diffraction radiation from concave targets // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2006. – Т. 252. – С. 44.
- 252 Sukhikh L. G., et al. Observation of focusing effect in optical transition and diffraction radiation generated from a spherical target // Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams. – 2009. –Т. 12. –С. 071001.

- 253 Potylitsyn A. P., et al. On the Effect of Focusing of Coherent Diffraction Radiation by a Semi-Parabolic Target // *Phys. Part. Nuclei Lett.* – 2024. – Т. 21. – С. 140.
- 254 Kostyukov, I. Yu., Khazanov, E. A., Shaikin, A. A., Litvak, A. G., Sergeev, A. M. International Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS): Laser System and Experiment Program // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* – 2023. – Т. 50. – С. 635
- 255 Batani, K., Batani, D., He, X. T., Shigemori, K. Recent progress in matter in extreme states created by laser // *Matter Radiat. Extremes.* – 2021. – Т. 7. – С. 013001
- 256 Burdonov К. и др. Laboratory evidence for an asymmetric accretion structure upon slanted matter impact in young stars // *A&A.* – 2020. – Т. 642. – С. A38.
- 257 Ain Q. и др. Generation of GeV Electron Beam From a Laser-Plasma Accelerator and Its Prospect as a Desktop Source of Energetic Positrons and Gamma Rays For Applications // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2018. – Т. 65. – № 10. – С. 2671
- 258 Brantov A. V., Bychenkov V. Yu. Nonlocal transport in hot plasma. Part I // *Plasma Phys. Rep.* – 2013. – Т. 39. – № 9. – С. 698.
- 259 Barbato F. и др. Quantitative phase contrast imaging of a shock-wave with a laser-plasma based X-ray source // *Sci Rep.* – 2019. – Т. 9. – № 1. – С.18805
- 260 Gibbon P., Förster E. Short-pulse laser - plasma interactions // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 1996. – Т. 38. – № 6. – С. 769
- 261 Singh S. и др. Bremsstrahlung emission and plasma characterization driven by moderately relativistic laser-plasma interactions // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2021. – Т. 63. – № 3. – С. 035004.
- 262 Yi S. Z. и др. Simultaneous high-resolution x-ray backlighting and self-emission imaging for laser-produced plasma diagnostics using a two-energy multilayer Kirkpatrick-Baez microscope // *Matter and Radiation at Extremes.* – 2021. – Т. 7. – № 1. – С.015902
- 263 Dorchie F., Та Phuoc K., Lecherbourg L. Nonequilibrium warm dense matter investigated with laser-plasma-based XANES down to the femtosecond // *Structural Dynamics.* – 2023. – Т. 10. – № 5. – С.054301
- 264 Ter-Avetisyan S. и др. Ion diagnostics for laser plasma experiments // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* – 2010. – Т. 623. – № 2. – С. 709
- 265 Harilal S. S. и др. Erratum: Optical diagnostics of laser-produced plasmas [Rev. Mod. Phys. 94 , 035002 (2022)] // *Rev. Mod. Phys.* – 2024. – Т. 96. – С. 035002
- 266 Rusby D. R. и др. Novel scintillator-based x-ray spectrometer for use on high repetition laser plasma interaction experiments // *Review of Scientific Instruments.* – 2018. – Т. 89. – № 7. – С.073502.

- 267 Ivanov K. A. и др. X-Ray Diagnostics of Ultrashort Laser-Driven Plasma: Experiment and Simulations // *Contrib. Plasma Phys.* – 2013. – Т. 53. – № 2. – С. 116
- 268 Llopart X. и др. Timerpix4, a large area pixel detector readout chip which can be tiled on 4 sides providing sub-200 ps timestamp binning // *J. Inst.* – 2022. – Т. 17. – № 01. – С. C01044.
- 269 Sakhatskyi K. и др. Stable perovskite single-crystal X-ray imaging detectors with single-photon sensitivity // *Nat. Photon.* – 2023. – Т. 17. – № 6. – С. 510
- 270 Ivanov K. A. и др. Measurement of Femtosecond Laser Plasma X-ray Spectra Using a Medipix Detector // *Phys. Part. Nuclei.* – 2018. – Т. 49. – № 4. – С. 581
- 271 Jullien A. и др. 10^{10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation // *Opt. Lett.* – 2005. – Т. 30. – № 8. – С. 920.
- 272 Kologrivov A. A., Rupasov A. A., Sklizkov G. V. Reconstruction of continuous soft X-ray spectra from spectrograms recorded using a transmission diffraction grating // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* – 2019. – Т. 916. – С. 313
- 273 Zavorotnyi A., Savel'ev A. Real time reconstruction of the fast electron spectrum from high intensity laser plasma interaction using gamma counting technique // *J. Inst.* – 2023. – Т. 18. – № 03. – С. P03042
- 274 Ivanov K. A. и др. Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime // *Physics of Plasmas.* – 2017. – Т. 24. – № 6.
- 275 Schnürer M. и др. On the distribution of hot electrons produced in short-pulse laser - plasma interaction // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 1997. – Т. 30. – № 20. – С. 4653
- 276 Giulietti D., Gizzi L. A. X-ray emission from laser-produced plasmas // *Riv. Nuovo Cim.* – 1998. – Т. 21. – № 10. – С. 1
- 277 Lisowski W. и др. Composition and thickness of surface layer on molybdenum tips for scanning tunnelling microscopy (STM) studied by SEM/AES/(AR)XPS // *Surface & Interface Analysis.* – 1992. – Т. 19. – С. 93
- 278 McCall G. H. Calculation of X-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a Maxwellian electron distribution // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1982. – Т. 15. – № 5. – С. 823
- 279 Zulick C. и др. High resolution bremsstrahlung and fast electron characterization in ultrafast intense laser–solid interactions // *New J. Phys.* – 2013. – Т. 15. – № 12. – С. 123038.

- 280 Batani D., Morace A. Measurement of the fast electron distribution in laser-plasma experiments in the context of the “fast ignition” approach to inertial confinement fusion // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2010. – Т. 623. – № 2. – С. 699
- 281 Gordienko V. M. и др. Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2002. – Т. 44. – № 12. – С. 2555
- 282 Murnane M. M., Kapteyn H. C., Falcone R. W. Murnane, Kapteyn, and Falcone reply // Phys. Rev. Lett. – 1989. – Т. 63. – № 3. – С. 339
- 283 Reich Ch. и др. Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Т. 84. – № 21. – С. 4846
- 284 Azamoum Y. и др. Impact of the pulse contrast ratio on molybdenum $K\alpha$ generation by ultrahigh intensity femtosecond laser solid interaction // Sci Rep. – 2018. – Т. 8. – С.4119
- 285 Chen L. M. и др. Study of X-Ray Emission Enhancement via a High-Contrast Femtosecond Laser Interacting with a Solid Foil // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Т. 100. – С.045004
- 286 Bychenkov V. Yu. и др. Nonlocal Electron Transport in a Plasma // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Т. 75. – № 24. – С. 4405
- 287 Sherlock M. и др. Non-Spitzer return currents in intense laser-plasma interactions // Physics of Plasmas. – 2007. – Т. 14. – № 10. – С.102708
- 288 Rozmus W., Tikhonchuk V. T. Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas // Phys. Rev. A. – 1990. – Т. 42. – № 12. – С. 7401
- 289 Murnane M. M., Kapteyn H. C., Falcone R. W. Generation of efficient ultrafast laser-plasma x-ray sources // Physics of Fluids B: Plasma Physics. – 1991. – Т. 3. – № 8. – С. 2409
- 290 Drouin D. и др. CASINO V2.42—A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users // Scanning. – 2007. – Т. 29. – № 3. – С. 92
- 291 Higashiguchi T. и др. Efficient soft x-ray emission source at 13.5 nm by use of a femtosecond-laser-produced Li-based microplasma // Applied Physics Letters. – 2005. – Т. 86. – № 23. – С.231502.
- 292 Wachulak P. W. и др. “Water window” compact, table-top laser plasma soft X-ray sources based on a gas puff target // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2010. – Т. 268. – № 10. – С. 1692

- 293 Arai G. и др. Intense water-window soft x-ray emission by spectral control using dual laser pulses // *Opt. Express*. – 2018. – Т. 26. – № 21. – С. 27748.
- 294 Ridgers C. P. et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids // *Physical review letters*. – 2012. – Т. 108. – №. 16. – С. 165006.
- 295 Nakamura T. et al. High-power γ -ray flash generation in ultraintense laser-plasma interactions // *Physical review letters*. – 2012. – Т. 108. – №. 19. – С. 195001.
- 296 Bashinov A. V., Kim A. V. On the electrodynamic model of ultra-relativistic laser-plasma interactions caused by radiation reaction effects // *Physics of Plasmas*. – 2013. – Т. 20. – №. 11.
- 297 Chang H. X. et al. Brilliant petawatt gamma-ray pulse generation in quantum electrodynamic laser-plasma interaction // *Scientific reports*. – 2017. – Т. 7. – №. 1. – С. 45031.
- 298 Gonoskov A. et al. Ultrabright GeV photon source via controlled electromagnetic cascades in laser-dipole waves // *Physical Review X*. – 2017. – Т. 7. – №. 4. – С. 041003.
- 299 Попруженко С. В., Федотов А. М. Динамика и излучение заряженных частиц в лазерных полях экстремальной интенсивности // *Успехи физических наук*. – 2023. – Т. 193. – №. 5. – С. 491-527.
- 300 Blackburn T. G. Radiation reaction in electron-beam interactions with high-intensity lasers // *Reviews of Modern Plasma Physics*. – 2020. – Т. 4. – №. 1. – С. 5.
- 301 Gonoskov A. et al. Charged particle motion and radiation in strong electromagnetic fields // *Reviews of Modern Physics*. – 2022. – Т. 94. – №. 4. – С. 045001.
- 302 Bell A. R., Kirk J. G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers // *Physical review letters*. – 2008. – Т. 101. – №. 20. – С. 200403.
- 303 Fedotov A. M. et al. Limitations on the attainable intensity of high power lasers // *Physical review letters*. – 2010. – Т. 105. – №. 8. – С. 080402.
- 304 Nerush E. N. et al. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma // *Physical review letters*. – 2011. – Т. 106. – №. 3. – С. 035001.
- 305 Jirka M. et al. QED cascade with 10 PW-class lasers // *Scientific Reports*. – 2017. – Т. 7. – №. 1. – С. 15302.
- 306 Ефименко Е. С. и др. Источник гамма-фотонов в мультипетаваттных многопучковых системах электродипольной конфигурации // *Квантовая электроника*. – 2023. – Т. 53. – №. 2. – С. 145-149.
- 307 Ефименко Е. С. и др. Формирование пучков заряженных частиц в многопучковых системах электродипольной конфигурации мультипетаваттного уровня мощности // *Квантовая электроника*. – 2023. – Т. 53. – №. 2. – С. 150-156.

- 308 Günther M. M. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science //Nature Communications. – 2022. – Т. 13. – №. 1. – С. 170.
- 309 Kleinschmidt A. et al. Intense, directed neutron beams from a laser-driven neutron source at PHELIX //Physics of Plasmas. – 2018. – Т. 25. – №. 5. – С. 053101
- 310 Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Y. Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets //Physics of Plasmas. – 2019. – Т. 26. – №. 12.
- 311 Chen S. N. et al. Extreme brightness laser-based neutron pulses as a pathway for investigating nucleosynthesis in the laboratory //Matter and Radiation at Extremes. – 2019. – Т. 4. – №. 5.
- 312 Gonoskov I. et al. Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from 4π focused laser pulses //Physical Review A. – 2012. – Т. 86. – №. 5. – С. 053836.
- 313 Gonoskov A. et al. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity //Physical review letters. – 2014. – Т. 113. – №. 1. – С. 014801
- 314 Efimenko E. S. et al. Extreme plasma states in laser-governed vacuum breakdown //Scientific reports. – 2018. – Т. 8. – С. 2329.
- 315 Bashinov A. V. et al. Towards attosecond-scale highly directed GeV gamma-ray sources with multipetawatt-class lasers //Journal of Optics. – 2017. – Т. 19. – №. 11. – С. 114012.
- 316 <https://geant4.org/>
- 317 <https://hpc-education.unn.ru/ru/исследования/основные-направления/моделирование-плазмы>
- 318 Панова Е.А и др. Разработка генератора многопучковых конфигураций электромагнитного поля // математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии Труды XXI Международной конференции. Нижний Новгород, 2021. Издательство: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (Нижний Новгород). – 2021. – С. 257-261.
- 319 Volokitin V. et al. Optimized event generator for strong-field QED simulations within the hi- χ framework //Journal of Computational Science. – 2023. – Т. 74. – С. 102170.
- 320 Muraviev A. et al. Strategies for particle resampling in PIC simulations //Computer Physics Communications. – 2021. – Т. 262. – С. 107826.
- 321 Efimenko E. S. et al. Laser-driven plasma pinching in $e^- e^+$ cascade //Physical review E. – 2019. – Т. 99. – С. 031201(R).
- 322 Таскаев С.Ю. Бор-нейтронозахватная терапия. / С.Ю. Таскаев, В.В. Каныгин. — Новосибирск: Издательство СО РАН, 2016. — 216 с.

- 323 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.
- 324 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.
- 325 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.
- 326 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.
- 327 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.
- 328 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.
- 329 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.
- 330 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.
- 331 Kashino G. A simple and rapid method for measurement of ¹⁰B-para-boronophenylalanine in the blood for boron neutron capture therapy using fluorescence spectrophotometry / G. Kashino, S. Fukutani, M. Suzuki, Y. Liu, K. Nagata, S. Masunaga, A. Maruhashi, H.

- Tanaka, Y. Sakurai, Y. Kinashi, N. Fujii, K. Ono // *J Radiat Res.* — 2009. — Vol. 4, № 50. — P. 377–382.
- 332 González-Campo A. A versatile methodology for the controlled synthesis of photoluminescent high-boron-content dendrimers / A. González-Campo, A. Ferrer-Ugalde, C. Viñas, F. Teixidor, R. Sillanpää, J. Rodríguez-Romero, R. Santillan, N. Farfán, R. Núñez // *Chemistry.* — 2013. — Vol. 20, № 19. — P. 6299–6312.
- 333 Hiramatsu R. Tetrakis(p-carboranylthio-tetrafluorophenyl)chlorin (TPFC): application for photodynamic therapy and boron neutron capture therapy / R. Hiramatsu, S. Kawabata, H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, K. Ono, S. Miyatake, T. Kuroiwa, E. Hao, M.G. Vicente // *J Pharm Sci.* — 2015. — Vol. 3, № 104. — P. 962–970.
- 334 Volovetsky A.B. Pharmacokinetics of Chlorin e6-Cobalt Bis(Dicarbollide) Conjugate in Balb/c Mice with Engrafted Carcinoma / A.B. Volovetsky, V.S. Sukhov, I.V. Balalaeva, V.V. Dudenkova, N.Yu. Shilyagina, A.V. Feofanov, A.V. Efremenko, M.A. Grin, A.F. Mironov, I.B. Sivaev, V.I. Bregadze, A.V. Maslennikova // *Int J Mol Sci.* — 2017. — Vol. 12, №18. — P. 2556.
- 335 Taylor H.J. Detection of Nuclear Disintegration in a Photographic Emulsion / H.J. Taylor, M. Goldhaber // *Nature.* — 1935. — № 135. — P. 341-348.
- 336 Locher G.L. Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons // *Am J Roentgenol Radium Ther.* — 1936. — № 36. — P. 1–13.
- 337 Kruger P. Some biological effects of nuclear disintegration product on neoplastic tissue // *Proc Natl Acad Sci USA.* — 1940. — Vol. 3, № 26. — P. 181–192.
- 338 Sweet W. The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor // *Nucl Engl Journ Med.* — 1951. — № 245. — P. 875–878.
- 339 Farr L.E. Neutron capture therapy with boron in the treatment of glioblastoma multiforme / L.E. Farr, W.H. Sweet, J.S. Robertson, C.G. Foster, H.B. Locksley, D.L. Sutherland, M.L. Mendelsohn, E.E. Stickley // *Am J Roentgenol Radium Ther Nucl Med.* — 1954. — Vol. 2, №71. — P. 279–293.
- 340 Hatanaka H. Clinical results of boron neutron capture therapy // *Basic Life Sci.* — 1990. — № 54. — P. 15–21.
- 341 Tsukamoto T. A phantom experiment for the evaluation of whole body exposure during BNCT using cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS) / T. Tsukamoto, H. Tanaka, H. Yoshinaga, T. Mitsumoto, A. Maruhashi, K. Ono, Y. Sakurai // *Appl Radiat Isot.* — 2011. — Vol. 12, 69. — P. 1830–1833.
- 342 Верещако Г.Г. Радиобиология: термины и понятия. / Г.Г. Верещако, А.М. Ходосовская. — Минск: Бел. Наука, 2016. — 340 с.

- 343 Заиди Л. Система формирования пучка нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии / Л. Заиди, Е.А. Кашаева, С.И. Лежнин, Г.Н. Малышкин, С.И. Самарин, Т.В. Сычева, С.Ю. Таскаев, С.А. Фролов // *Ядерная физика*. — 2017. — Т. 1, № 80. — С. 63–69.
- 344 Franken N. A. P. et al. Clonogenic assay of cells in vitro // *Nature protocols*. — 2006. — Vol. 1. — №. 5. — P. 2315-2319.
- 345 Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. — Москва: Советская энциклопедия, 1984. — 320 с.
- 346 Ke G. The study of physics and thermal characteristics for in-hospital neutron irradiator (IHNI) / G. Ke, Z. Sun, F. Shen, T. Liu, Y. Li, Y. Zhou // *Appl Radiat Isot*. — 2009. — Vol. 7-8 Suppl., № 67. — P. 234–237.
- 347 Gonsalves A. J. и др. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Physical Review Letters*. — 2019. — Т. 8 — № 122. — С. 084801.
- 348 Aniculaesei C. и др. The acceleration of a high-charge electron bunch to 10 GeV in a 10-cm nanoparticle-assisted wakefield accelerator // *Matter and Radiation at Extremes*. — 2024. — Т. 1 — № 9.
- 349 Macchi A., Borghesi M., Passoni M. Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction // *Reviews of Modern Physics*. — 2013. — Т. 2 — № 85. — С. 751–793.
- 350 Yogo A. и др. Laser-Driven Neutron Generation Realizing Single-Shot Resonance Spectroscopy // *Physical Review X*. — 2023. — Т. 1 — № 13. — С. 011011.
- 351 Kleinschmidt A. и др. Intense, directed neutron beams from a laser-driven neutron source at PHELIX // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Т. 5 — № 25.
- 352 Zimmer M. и др. Demonstration of non-destructive and isotope-sensitive material analysis using a short-pulsed laser-driven epi-thermal neutron source // *Nature Communications*. — 2022. — Т. 1 — № 13. — С. 1173.
- 353 Alejo A. и др. High flux, beamed neutron sources employing deuteron-rich ion beams from D 2 O-ice layered targets // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2017. — Т. 6 — № 59. — С. 064004.
- 354 Günther M. M. и др. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science // *Nature Communications*. — 2022. — Т. 1 — № 13. — С. 170.
- 355 Feng J. и др. High-efficiency neutron source generation from photonuclear reactions driven by laser plasma accelerator // *High Energy Density Physics*. — 2020. — Т. February — № 36. — С. 100753.

- 356 Li Y. и др. Micro-size picosecond-duration fast neutron source driven by a laser–plasma wakefield electron accelerator // High Power Laser Science and Engineering. – 2022. – № 10. – С. e33.
- 357 Arikawa Y. и др. Demonstration of efficient relativistic electron acceleration by surface plasmonics with sequential target processing using high repetition lasers // Physical Review Research. – 2023. – Т. 1 – № 5. – С. 013062.
- 358 Pomerantz I. и др. Ultrashort Pulsed Neutron Source // Physical Review Letters. – 2014. – Т. 18 – № 113. – С. 184801.
- 359 Goers A. J. и др. Multi-MeV Electron Acceleration by Subterawatt Laser Pulses // Physical Review Letters. – 2015. – Т. 19 – № 115. – С. 194802.
- 360 Tsymbalov I. и др. Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – Т. 7 – № 61. – С. 075016.
- 361 Tsymbalov I. и др. All-optical blast wave control of laser wakefield acceleration in near critical plasma [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/2403.19828>.
- 362 Salehi F. и др. Laser-Accelerated, Low-Divergence 15-MeV Quasimonoenergetic Electron Bunches at 1 kHz // Physical Review X. 2021. – Т. 2 – № 11. – С. 021055.
- 363 Belyaev V. S. и др. Promising lines of research in the realms of laboratory nuclear astrophysics by means of powerful lasers // Physics of Atomic Nuclei. – 2016. – Т. 5 – № 79. – С. 648–665.
- 364 Zilges A. и др. Photonuclear reactions—From basic research to applications // Progress in Particle and Nuclear Physics. – 2022. – № 122. – С. 103903.
- 365 Hara K. Y. и др. Measurements of the $^{152}\text{Sm}(\gamma, n)$ Cross Section with Laser-Compton Scattering γ Rays and the Photon Difference Method // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2007. – Т. 7 – № 44. – С. 938–945.
- 366 Shizuma T. и др. Photodisintegration cross section measurements on ^{186}W , ^{187}Re , and ^{188}Os : Implications for the Re-Os cosmochronology // Physical Review C. – 2005. – Т. 2 – № 72. – С. 025808.
- 367 Hajima R. Status and Perspectives of Compton Sources // Physics Procedia. – 2016. – Т. July – № 84. – С. 35–39.
- 368 Tsymbalov I. N. и др. Investigation of the reaction $D(\gamma, n)H$ near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation // Physics of Atomic Nuclei. – 2017. – Т. 3 – № 80. – С. 397–401.

- 369 Mori T. и др. Direct evaluation of high neutron density environment using $(n, 2n)$ reaction induced by laser-driven neutron source // *Physical Review C*. – 2021. – Т. 1 – № 104. – С. 015808.
- 370 Meigo S. I. и др. Development of Current Mode Time-of-Flight Technique for Measurement of Thermal Neutron Spectrum // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2000. – № 37. – С. 789–793.
- 371 Mirfayzi S. R. и др. Calibration of time of flight detectors using laser-driven neutron source // *Review of Scientific Instruments*. – 2015. – Т. 7 – № 86.
- 372 Капитонов И. М. Введение в физику ядра и частиц / И. М. Капитонов, М.: КомКнига, – 2006. 328 с.
- 373 Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Троцкий С. Ю. Фоторасщепление изотопов свинца // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. – 2011. – № 2. – С. 31–36.
- 374 Otuka N. и др. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC) // *Nuclear Data Sheets*. – 2014. – № 120. – С. 272–276.
- 375 Горлова Д. А. и др. Создание нейтронного источника с использованием реакций (γ, n) на лазерно-плазменном ускорителе и его использование для диагностики параметров электронного пучка // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2023. – Т. 8. – С. 22–31.
- 376 А.В. Водопьянов, С.А. Гарахин, И.Г. Забродин и др., *Квантовая электроника*, 51(8), 700 (2021). [A.V. Vodop'yanov, S.A. Garakhin, I.G. Zabrodin et al., *Quantum Electron.*, 51 (8), 700 (2021). DOI: 10.1070/QEL17598]
- 377 П.Н. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер и др., *Квантовая электроника*, 42(10), 943 (2012). [P.N. Aruev, M.M. Barysheva, B.Ya. Ber et al., *Quantum Electron.*, 42(10), 943 (2012). DOI: 10.1070/QE2012v042n10ABEH014901]
- 378 А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Н. Нечай и др., *Журнал технической физики*, 94(7), 1323 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58560.142-24
- 379 E.G. Rasmussen, B. Wilthan, B. Simonds, Report from the Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography Working Group Meeting: Current State, Needs, and Path Forward. (National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO), NIST Series 1500 (SP) NIST SP1500-208 (2023). DOI: 10.6028/NIST.SP.1500-208
- 380 R.M. Smertin, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov et al., *Opt. Express* 30, 46749 (2022). DOI: 10.1364/OE.475079
- 381 <http://xray-optics.org/products/software-multifitting/>

- 382 С.А. Гарахин, Е.С. Антюшин, М.М. Барышева и др. Журнал технической физики, 94(8), 1250 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58552.162-24
- 383 Н.И. Чхало, С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин и др., Журнал технической физики, 93(7), 1002 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55760.60-23
- 384 Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime //Physics of Plasmas. – 2004. – Т. 11. – №. 11. – С. 5256-5264.
- 385 Pukhov A., Gordienko S. Bubble regime of wake field acceleration: similarity theory and optimal scalings //Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2006. – Т. 364. – №. 1840. – С. 623-633.
- 386 Leemans W. P. et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator //Nature physics. – 2006. – Т. 2. – №. 10. – С. 696-699.
- 387 Gonsalves A. J. et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide //Physical review letters. – 2019. – Т. 122. – №. 8. – С. 084801.
- 388 Vais O. E. et al. Efficient Acceleration of Electrons by Moderate-Power Femtosecond Laser Pulses //JETP Letters. – 2023. – Т. 118. – №. 12. – С. 875-880.
- 389 Bychenkov V. Y. et al. Generation of high-charge electron beam in a subcritical-density plasma through laser pulse self-trapping //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – Т. 61. – №. 12. – С. 124004.
- 390 Быченков В. Ю., Лобок М. Г. Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 114. – №. 10. – С. 650-656.
- 391 Borisenko N. G. et al. Plastic aerogel targets and optical transparency of undercritical microheterogeneous plasma //Fusion science and technology. – 2007. – Т. 51. – №. 4. – С. 655-664
- 392 Lei Z. et al. Modular supersonic nozzle for the stable laser-driven electron acceleration //Review of Scientific Instruments. – 2024. – Т. 95. – №. 1.
- 393 Lin M. W. et al. Programmable fabrication of spatial structures in a gas jet by laser machining with a spatial light modulator //Physics of plasmas. – 2006. – Т. 13. – №. 11.
- 394 Faure J. et al. Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel //Physics of Plasmas. – 2010. – Т. 17. – №. 8.
- 395 Guo B. et al. Enhancement of laser-driven betatron X-rays by a density-depressed plasma structure //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – Т. 61. – №. 3. – С. 035003.

- 396 Soloviev A. A. et al. Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser //Uspekhi Fizicheskikh Nauk. – 2024. – Т. 194. – №. 3. – С. 313-335.
- 397 Fryxell B. et al. FLASH: An adaptive mesh hydrodynamics code for modeling astrophysical thermonuclear flashes //The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2000. – Т. 131. – №. 1. – С. 273.
- 398 Luchinin A. G. et al. Pulsed magnetic field generation system for laser-plasma research //Review of Scientific Instruments. – 2021. – Т. 92. – №. 12.
- 399 Hipp M. et al. Application of interferometric fringe evaluation software at Technical University Graz //Interferometry'99: Applications. – SPIE, 1999. – Т. 3745. – С. 281-292.
- 400 Curtis A. et al. Micro-scale fusion in dense relativistic nanowire array plasmas //Nature communications. – 2018. – Т. 9. – №. 1. – С. 1077.
- 401 Faenov A. Y. et al. Generation of Quantum Beams in Large Clusters Irradiated by Super-Intense, High-Contrast Femtosecond Laser Pulses //Contributions to Plasma Physics. – 2013. – Т. 53. – №. 2. – С. 148-160.
- 402 Bang W. et al. Optimum laser intensity for the production of energetic deuterium ions from laser-cluster interaction //Physics of Plasmas. – 2013. – Т. 20. – №. 9.
- 403 Ter-Avetisyan S. et al. Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray //Physics of Plasmas. – 2005. – Т. 12. – №. 1. – С. 012702-012702-5.
- 404 Higginbotham A. P. et al. Generation of Mie size microdroplet aerosols with applications in laser-driven fusion experiments //Review of Scientific Instruments. – 2009. – Т. 80. – №. 6.
- 405 Semenov T. A. et al. Fusion neutrons from femtosecond relativistic laser-irradiated sub-micron aggregates in a rapid expanding jet of supercritical CO₂+ CD₃OD mixture //Laser Physics Letters. – 2022. – Т. 19. – №. 9. – С. 095401.
- 406 Гожев Д. А. и др. Импульсный источник заряженных частиц и нейтронов на основе 10-петаваттной лазерной системы, облучающей микрокластерную среду //Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 3. – С. 217-223.
- 407 Krása J., Klír D. Scaling of Laser Fusion Experiments for DD-Neutron Yield //Frontiers in Physics. – 2020. – Т. 8. – С. 310.
- 408 Yogo A. et al. Advances in laser-driven neutron sources and applications //The European Physical Journal A. – 2023. – Т. 59. – №. 8. – С. 191.
- 409 Gozhev D. A., Bochkarev S. G., Bychenkov V. Y. Electron heating of the cluster plasma by an ultrashort laser pulse //JETP Letters. – 2021. – Т. 114. – С. 200-207.

- 410 Gozhev D. A. et al. Optimized laser production of thermonuclear neutrons from plasma of submicron-sized clusters //Physics of Plasmas. – 2024. – Т. 31. – №. 7.
- 411 Andreev A. A., Litvinov L. A., Platonov K. Y. Increased nuclear reaction yields in cluster targets irradiated with circularly polarized, short and intense laser pulses //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2024. – Т. 51. – №. Suppl 7. – С. S543-S556.
- 412 Romanov D. V. et al. Self-Organization of a Plasma due to 3D Evolution of the Weibel Instability //Physical review letters. – 2004. – Т. 93. – №. 21. – С. 215004.
- 413 Agostinelli S. GEANT4-a simulation tool kit Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2003 //A506. – С. 250-303.
- 414 Быченков В. Ю., Тихончук В. Т., Толоконников С. В. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами //ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115. – №. 6. – С. 2080.
- 415 Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин - Аперiodические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018. — 136 с. — ISBN 978-5-9221-1786 9.