

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Ракитина Мария Александровна

**РОЛЬ ПРЕПЛАЗМЫ МИШЕНИ В ЗАДАЧАХ АНОМАЛЬНОГО
ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ
ЧАСТИЦ**

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Брантов Андрей Владимирович

Москва – 2026

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза | 16 |
| 1.1 Порог ионно-звуковой неустойчивости и аномальное поглощение в плазме с одним сортом ионов | 18 |
| 1.1.1 Дисперсионное уравнение для звуковых волн в плазме с одним сортом ионов | 19 |
| 1.1.2 Ионно-звуковая неустойчивость и порог ее возникновения | 21 |
| 1.1.3 Аномальное поглощение, возникающее из-за развития ионно-звуковой неустойчивости | 27 |
| 1.1.4 Выводы | 34 |
| 1.2 Ионно-звуковая неустойчивость в плазме с двумя сортами ионов . | 35 |
| 1.2.1 Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов | 36 |
| 1.2.2 Порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов. | 40 |
| 1.2.3 Сравнение декрементов раскачки ионно-звуковой неустойчивости с упрощенными моделями среднего и эффективного иона. | 43 |
| 1.2.4 Выводы | 44 |
| 1.3 Основные результаты главы | 45 |
| Глава 2. Моделирование преплазмы с целью улучшения ускорения заряженных частиц | 47 |
| 2.1 Разлет мишени под действием наносекундного лазерного импульса | 48 |
| 2.1.1 Постановка задачи | 48 |
| 2.1.2 Основные результаты моделирования | 51 |

| | | |
|---|---|-----------|
| 2.1.3 | Выводы | 61 |
| 2.2 | Ускорение электронов | 62 |
| 2.2.1 | Ускорение электронов лазерным импульсом миллиджоуль- ного уровня | 62 |
| 2.2.2 | Ускорение электронов лазерным импульсом релятивист- ской интенсивности | 68 |
| 2.2.3 | Выводы | 72 |
| 2.3 | Ускорение протонов | 73 |
| 2.3.1 | Ускорение протонов лазерным импульсом для параметров установки XCELS | 74 |
| 2.3.2 | Ускорение протонов лазерным импульсом с энергией в несколь- ко джоулей | 79 |
| 2.3.3 | Выводы | 89 |
| 2.4 | Основные результаты главы | 90 |
| Заключение | | 91 |
| Список публикаций автора по теме диссертации | | 93 |
| Список литературы | | 95 |

Введение

Актуальность темы

Физика плазменной короны является важной частью как задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), так и задач, связанных с лазерным ускорением частиц. Именно преплазма (плазменная корона) определяет долю поглощенной энергии падающего лазерного излучения, от которой зависят как эффективность сжатия термоядерной мишени, так и эффективность лазерного ускорения заряженных частиц. При этом существует множество различных каналов поглощения лазерного излучения, вклад от которых в общее поглощение излучения сильно зависит от характерных параметров преплазмы и до сих пор не до конца изучен. Одной из важных задач в этой области является проблема определения поглощения лазерного излучения в короне мишени ЛТС (на что оказывают влияние возникающие неустойчивости в плазме) и преплазме мишени, облучаемой мощным коротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности.

Использование лазеров для осуществления управляемой термоядерной реакции считается одним из наиболее перспективных методов зажигания. Впервые идея использования лазеров была высказана еще в 1960-х годах Н.Г. Басовым и О.Н. Крохином [1]. Тогда же и были проведены первые эксперименты по сжатию мишени лазерным импульсом в Физическом институте им. П.Н. Лебедева [2, 3]. Данный метод основан на способности лазера концентрировать энергию за короткие промежутки времени в малых объемах вещества. В этом случае термоядерная реакция протекает в виде взрыва умеренной мощности. Для ее осуществления нужно не только нагреть мишень, но и сжать ее до больших плотностей. Для этого необходимо воздействовать на сферическую мишень одновременно и симметрично в разных направлениях излучением лазера. Термоядерный синтез достигается при помощи достаточно быстрого нагревания и сжатия мишени с высокой плотностью вещества.

Со времени появления идеи инерциального удержания плазмы было предложено два подхода для зажигания термоядерного топлива. Схема прямого сжатия заключается в облучении мишени симметрично со всех сторон пучками лазерного импульса. Для осуществления термоядерного синтеза на основе этой схемы требуются достаточно жесткие параметры для мишени, чтобы минимизировать неустойчивости, развивающиеся из-за отклонений от симметрии. В схеме непрямого сжатия воздействие на мишень осуществляется рентгеновским излучением, которое получают с помощью конвертера лазерного излучения в рентгеновское. Для этого мишень помещается в оболочку из металла с большим атомным номером. Через отверстия этой оболочки внутрь проникают лучи лазера и нагревают стенки, на которых образуется рентгеновское излучение, впоследствии действующее на мишень. Преимущество непрямого сжатия заключается в том, что рентгеновское излучение позволяет более симметрично сжимать мишень, чем в случае прямого сжатия, что может исключить проблему неоднородности мишени.

Современное состояние исследований ЛТС указывает на то, что лазеры с энергией в несколько мегаджоулей способны привести к зажиганию мишени с положительным КПД, что достигнуто недавно в Ливерморской национальной лаборатории США на установке NIF, в схеме непрямого сжатия мишени [4, 5]. Если в 2014-2015 гг. выход термоядерной реакции находился на уровне 17-18 кДж [4, 6, 7], что соответствовало горению только центральной части вещества, без распространения на основную массу DT-топлива, то к началу 2022 года энерговыход термоядерной реакции составил уже 1.37 МДж, что с учетом вложенной энергии, равной 1.92 МДж, дает величину прироста энергии 0.72 [8], а уже в конце 2022 года было сообщено о первом успешном зажигании термоядерного топлива, при котором выход энергии превысил вложенную энергию лазерного излучения. При вложенной энергии, равной 2.05 МДж, было произведено в ходе термоядерной реакции 3.1 МДж энергии [9], таким образом, величина прироста энергии составила 1.5. Успешные эксперименты показали перспективность данного подхода и возможность осуществления термоядерной реакции. Таким образом, в настоящее время встает вопрос о дальнейшем повышении эффективности преобразования энергии лазера в энерговыход термоядерной реакции и практическом использовании управляемого термоядерного синтеза. В частности, рассматривается возможность перехода к первоначально

предложенной схеме прямого сжатия мишени, поскольку в схеме непрямого облучения на мишень попадает только 8-10% полной энергии лазерного импульса.

В схеме прямого облучения мишени и на ее поверхности (или испаряемой оболочке - аблаторе) образуется плазменная корона, имеющая температуру порядка нескольких кэВ. Лазерное излучение проникает в мишень только до глубины, соответствующей критической плотности электронов (например, для лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм критическая плотность электронов $n_{cr} \sim 10^{21}$ см⁻³, а размер плазменной короны составляет сотни микрон), частично отражается и поглощается электронами плазмы в результате обратного тормозного поглощения. Однако, такая упрощенная гидродинамическая модель зачастую не позволяет полностью описать процесс формирования плазменной короны, требующей учета кинетики лазерно-плазменного взаимодействия. Эта проблема представляет целый ряд задач, связанных с описанием различных механизмов поглощения лазерного импульса, возникновением неустойчивостей, самовозбуждением полей, процессами переноса и генерацией быстрых частиц, которые становятся наиболее актуальными именно для схемы прямого сжатия мишени [10], рассматриваемой в качестве основной схемы на строящейся Российской мегаджоульной лазерной установке [4]. Одна из возможных неустойчивостей, приводящих к аномальному поглощению (в данной диссертации аномальным поглощением считается дополнительное поглощение холодными электронами лазерного излучения в области неустойчивости) электронами излучения, ионно-звуковая неустойчивость обратного тока, связана с возникновением в плазме больших градиентов температуры. Развитие этой неустойчивости приводит к ионно-звуковой турбулентности.

Турбулентный нагрев в плазме был впервые рассмотрен в начале 60-х годов, после чего взаимодействия частиц в плазме с током стали предметом обсуждений и исследований. Первые представления о турбулентном нагреве плазме, относящиеся к теории простейшей плазмы с одним сортом ионов, были сформулированы в работах Кадомцева и Петвиашвили [11,12]. Неустойчивость понимается как рассеяние электронов и ионно-звуковых волн на ионах или как механизм насыщения неустойчивости из-за захвата частиц и расширения Чerenковского резонанса. В то же время, численное моделирование, считавшееся одним из самых надежных способов исследования токовых неустойчивостей, давало результаты, существенно отличающиеся от теоретических расчетов. При срав-

нении численного моделирования и теоретических расчетов становится видно, что теория имеет весьма ограниченную область применения, но на ее основе можно развить численные расчеты (которые были недостаточно точными для того времени) для вычисления ионно-звуковой неустойчивости. Кроме того, существовал ряд работ [13, 14], предсказывающих аномально большое дополнительное поглощение из-за развития этой неустойчивости. К настоящему времени теория ионно-звуковой турбулентности развита достаточно хорошо [15] и имеется теоретическая модель, описывающая дополнительное аномальное поглощение в результате развития этой неустойчивости [16]. Однако самосогласованных расчетов сферического разлета мишени ЛТС с описанием влияния этого аномального поглощения и учетом точных порогов возникновения ионно-звуковой неустойчивости все еще не было проведено. Кроме того, испаряющая оболочка мишени ЛТС обычно состоит из пластика, в состав которого входит несколько разных типов ионов, что требует отдельного рассмотрения для задач возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

В начале девяностых годов для плазмы, содержащей два сорта ионов, было обнаружено существенное увеличение эффективности рассеяния ионно-звуковых волн на ионах [15], в результате чего квазистационарный спектр ионно-звуковой турбулентности оказался существенно ниже, чем в случае плазмы с одним сортом ионов. Стоит отметить, что поляризумость плазмы в данных работах, как и в работах [11, 12], считалась статической. Впервые внимание к необходимости учета динамической поляризумости при описании ионно-звуковой турбулентности было привлечено в работе [17]. Рассеяние быстрых ионно-звуковых волн в плазме с двумя сортами ионов было рассмотрено в работе [18]. Однако, как правило, в предшествующих работах, рассматривались приближенные решения дисперсионного уравнения для плазмы с двумя сортами ионов, область использования которых сильно ограничена и зачастую не отвечает реальным параметрам разлетающейся короны мишени ЛТС. В данной работе условия возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов рассчитаны с использованием точного решения дисперсионного уравнения.

С ростом интенсивности ультракоротких лазерных импульсов все большую актуальность приобретают источники лазерно-ускоренных заряженных частиц и вторичного излучения. Благодаря технологии усиления чирпированных лазерных импульсов [19], были созданы мощные короткие лазерные импульсы

(вплоть до петаваттной пиковой мощности [20]), способные создавать при взаимодействии с веществом огромные плазменные поля, приводя к эффективному ускорению электронов и ионов. В настоящее время доминирующее количество исследований по взаимодействию мощного лазерного излучения с мишенями направлено на генерацию высокоэнергетичных частиц. Это связано в первую очередь с большим числом возможных приложений относительно компактного лазерного источника таких частиц. Ускорение частиц зачастую происходит благодаря некоторым механизмам одновременно, что приводит к получению высокоэнергетичных частиц с различными характеристиками. Детальное исследование задачи лазерного ускорения частиц может обеспечить возможность получения пучков с заданными характеристиками, требующимися для тех или иных задач. Данное исследование требует комплексного гидродинамико-кинетического многомерного моделирования с условиями, максимально приближенными к экспериментальным. Таким образом, можно оптимизировать взаимодействие лазерного излучения с мишенями и найти условия получения высокоэнергетичных частиц с заданными характеристиками пучка, а также интерпретировать экспериментальные результаты и предсказывать пути повышения эффективности ускорения частиц.

На базе фемтосекундных лазерных импульсов возможно создавать рентгеновские источники с небольшой глубиной проникновения излучения. Наиболее перспективной здесь кажется методика фазового контраста, с ее помощью была реализована микротомография биологического образца [21]. Однако проблема создания коммерческого источника рентгеновского излучения на базе фемтосекундных лазеров заключается в низкой эффективности преобразования энергии лазера в рентгеновское излучение, которая обычно составляет $\sim 10^{-4}$. Для увеличения эффективности необходим поиск наиболее перспективных мишеней и схем взаимодействия с лазерным импульсом, позволяющих получение как можно большего числа ускоренных электронов высоких энергий.

Плотности мишеней, используемых в лазерном ускорении частиц, варьируются от плотностей разреженного газа до твердотельной плотности. При этом также используются различные материалы и конфигурации мишеней, такие, как газовые [21] и кластерные [22] среды, массивные [23–25] и тонкие [26] плотные твердотельные и жидкие мишени и микро- и нано-структурные мишени [27–29].

Для получения энергий электронов в диапазоне ГэВ и выше были предложены два подхода: работа в изначально однородной плазме [30, 31] с лазерами петаваттного масштаба и большими размерами лазерного пятна, или управление параметрами пучка на сантиметровом масштабе (например, самофокусировка лазерного импульса или предварительно сформированный канал) [32, 33]. Получение энергий электронов масштаба ГэВ без управления параметрами увеличивает требуемую мощность лазера, что может привести к нежелательному увеличению эмиттанса электронного пучка. Значительные результаты достигнуты при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с газовыми мишениями и капиллярной плазмой [34–36], включая генерацию моноэнергетических пучков [37]. Однако заряды пучков электронов оказываются на уровне десятых долей нКл. Эффективный способ повышения количества электронов высоких энергий заключается в использовании мишеней с плотностями порядка критической (например, для длины волны 1 мкм критическая плотность составляет $1.1 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$). С помощью подобных мишеней возможно достижение рекордных значений конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов [38, 39]. Возможность получения таких мишеней в результате разлета твердотельных фольг является одной из задач данной работы.

С момента первой демонстрации эффективного ускорения протонов до энергий в десятки МэВ [40] ведутся многочисленные работы по оптимизации лазерных и мишенных условий для достижения более высоких максимальных энергий ионов. Изучение ускорения ионов с помощью релятивистско-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов направлено на получение пучков, которые представляют интерес для множества приложений, включая инициирование ядерных реакций [41, 42], получение нейtronов [43, 44], адронную терапию [45, 46], ядерную фармакологию [47–49], протонную радиографию [50, 51] и лабораторную астрофизику [52]. Для разных приложений требуются пучки ионов с разными параметрами. Так, если для адронной терапии необходимы пучки протонов с высокими энергиями (порядка 200 МэВ), то для ядерной фармакологии необходимо по возможности увеличить число протонов с умеренными энергиями порядка 10 МэВ. Для большинства приложений необходимы хорошо направленные пучки протонов [53–55]. Для получения пучков протонов с максимальными энергиями предлагается использование ультратонких фольг оптимальной толщины, которая составляет десятки нм в зависимости от интен-

сивности лазерного излучения [56, 57].

Особенности ускорения ионов (в первую очередь протонов, которые наиболее эффективно ускоряются практически из любой мишени из заднего слоя органического загрязнения) зависят не только от параметров лазерного импульса, но также от материала мишени и состояния её поверхности. В работах [58–60] описаны эксперименты по получению пучков протонов из тонких фольг, в которых подтверждается влияние преплазмы на ускорение протонов. Для наиболее эффективного ускорения протонов важно избегать разрушения задней стенки мишени, вследствие чего толщина мишени должна выбираться так, чтобы мишень не была разрушена до прихода основного импульса [61], однако при этом достаточно большая толщина мишени может привести к снижению максимальной энергии протонов [62]. Таким образом, контроль плазмы, сформированной под действием предимпульса, позволит избежать случаев разрушения мишени, обеспечивая при этом эффективное ускорение протонов.

Для контроля профилей плотности разлетающейся под действием лазерного импульса мишени необходимо гидродинамическое моделирование. Несмотря на значительное количество работ, посвященных ускорению частиц, все еще остаются нерешенными некоторые вопросы, связанные с нахождением оптимальных параметров лазерной установки или оптимальных мишеней для получения пучков протонов и электронов с желаемыми характеристиками. Гидродинамическое моделирование проводится во многих задачах, связанных с ускорением частиц из мишеней, однако большинство расчетов проводилось с использованием упрощенной одномерной геометрии (как, например, в работах [63–66]) либо расчеты проводились под конкретные эксперименты (как, например, в работах [67–70]), либо в расчетах использовались искусственные модели преплазмы (как, например, в работах [71, 72]). В данной работе проведено самосогласованное трехмерное гидродинамико-кинетическое моделирование для фемтосекундных лазерных установок с пиковой интенсивностью $10^{19} – 10^{22}$ Вт/см² и наносекундным предимпульсом с длительностью 3–5 нс интенсивностью от 10¹¹ Вт/см² до 10¹³ Вт/см².

Таким образом, корректные гидродинамические расчеты формирования короны и сжатия мишеней лазерного термоядерного синтеза требуют включения кинетических эффектов, связанных, например, с развитием неустойчивостей в плазменной короне. С другой стороны кинетическое моделирование ускорения

частиц фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности должно включать предварительные гидродинамические расчеты, описывающие воздействие на мишени наносекундного предимпульса.

В этой связи **целью работы** является исследование особенностей формирования плазменной короны (преплазмы) для задач лазерного термоядерного синтеза (с учетом влияния кинетических эффектов, связанных с развитием ионно-звуковой неустойчивости обратного тока) и задач лазерного ускорения заряженных частиц.

Для достижения этой цели ставятся следующие **задачи**:

- Получить выражение для порога ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в зависимости от параметров плазмы с одним сортом ионов, пригодное для внедрения в гидродинамический код, и провести расчеты влияния аномального поглощения, возникающего вследствие развития этой неустойчивости, на динамику короны мишени ЛТС.
- Рассчитать порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов.
- Провести гидродинамические расчеты формирования преплазмы мишени под действием предимпульса наносекундной длительности (3-5 нс) с интенсивностью от 10^{11} Вт/см² до 10^{13} Вт/см² для определения характерных масштабов возникающей преплазмы и модификации мишени.
- С использованием полученных в гидродинамических расчетах профилей плотности преплазмы исследовать ускорение электронов и протонов короткими лазерными импульсами релятивистской интенсивности.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней:

- Предложено выражение для порогового градиента температуры, при котором возникает ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза.
- Показано, что в плазме с двумя сортами ионов возможно возникновение ионно-звуковой неустойчивости даже в случае изотермической плазмы за счет возбуждения колебаний медленного звука.
- Расчетно-теоретически показано, что сдвиг точки фокусировки лазерного импульса влияет на эффективность ускорения электронов и протонов. Наиболее эффективное ускорение наблюдается при выполнении условий

самозахвата лазерного импульса в точке фокусировки лазерного импульса на растущий профиль плотности преплазмы.

Практическая значимость

Диссертационная работа имеет расчетно-теоретический характер и может быть полезна при планировании экспериментов и анализе их результатов. Исследование ионно-звуковой неустойчивости обратного тока представляет интерес для задачи лазерного термоядерного синтеза в схеме с прямым облучением мишени.

Результаты моделирования взаимодействия коротких лазерных импульсов с твердотельными мишениями могут использоваться для планирования экспериментов или оценки их результатов, а также позволяют подобрать параметры оптимальных мишеней на основе тонких твердотельных фольг для эффективной генерации высокоэнергетических протонов и электронов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Предложенная аналитическая формула для порогового градиента температуры ионно-звуковой неустойчивости позволяет корректно учесть аномальное поглощение в гидродинамическом моделировании нагрева термоядерной мишени, которое приводит к увеличению поглощения на 10%.

2. Наличие ветви медленных звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов может приводить к возбуждению ионно-звуковой неустойчивости обратного тока даже в изотермической плазме при резком градиенте температуры.

3. Правильный выбор точки фокусировки на профиль преплазмы (отвечающей условию релятивистского самозахвата лазерного импульса) позволяет повысить эффективность ускорения электронов и протонов при условии острой фокусировки импульса.

4. Наличие преплазмы на фронте ультратонкой фольги позволяет повысить максимальную энергию протонов до 50% по сравнению с ультратонкой фольгой без преплазмы, за исключением мишени оптимальной толщины, составляющей десятки нанометров (для которой преплазма приводит к падению максимальной энергии на 5%).

Достоверность результатов исследования обеспечивается надёжно-

стью применяющихся теоретических методов, использованием проверенных численных кодов и совпадением полученных результатов по ускорению протонов с экспериментальными данными.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты выполнены лично автором или при его непосредственном участии. Автором лично проведены аналитические расчеты возникновения ионно-звуковой неустойчивости, выполнены гидродинамические расчеты, включая их обработку и последующий анализ, и проведены кинетические расчеты ускорения частиц из мишени с преплазмой.

Также автором осуществлялись: написание научных статей, подготовка и представление докладов на научных конференциях. Постановка задач исследования, интерпретация результатов и написание статей проводились совместно с научным руководителем.

Автор не принимал участия в экспериментальной части работы [A9], результаты которой приведены для сравнения с теоретическими расчетами, и моделировании генерации нейтронов в мишени ЛТС в работе [A3], которое не входит в диссертацию.

Апробация работы

Результаты, изложенные в диссертации, были представлены автором в виде устных докладов на следующих международных и российских научных конференциях:

1. *Порог ионно-звуковой неустойчивости и аномальное поглощение* /Ракитина М.А., Глазырин С.И., Брантов А.В., Быченков В.Ю // VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии (ЛаПлаз) - 2020», 2020 (Москва, Россия);
2. *Порог ионно-звуковой неустойчивости и аномальное поглощение* /Ракитина М.А., Глазырин С.И., Брантов А.В., Быченков В.Ю // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2020», 2020 (Москва, Россия);

3. *Ионно-звуковая неустойчивость в плазме с двумя сортами ионов* /Ракитина М.А., Брантов А.В // VII Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии (ЛаПлаз) - 2021», 2021 (Москва, Россия);
4. *Порог ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов* /Ракитина М.А., Брантов А.В // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021», 2021 (Москва, Россия);
5. *Разлет мишени под действием наносекундного лазерного импульса* /Ракитина М.А., Глазырин С.И., Брантов А.В.// VIII Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии (ЛаПлаз) - 2022», 2022 (Москва, Россия);
6. *Разлет мишени под действием наносекундного лазерного импульса.* /Ракитина М.А., Глазырин С.И., Брантов А.В.// Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022», 2022 (Москва, Россия);
7. *Hydrodynamic simulation of target expansion to obtain optimum preplasma for laser triggered ion acceleration* /M.A. Rakitina, S.I. Glazyrin, A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov// VI International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2022», 2022 (Москва, Россия);
8. *Hydrodynamic simulation of target modifications due to pre-pulse* /M.A. Rakitina, S.I. Glazyrin, A.V. Brantov// VII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2023», 2023 (Москва, Россия);
9. *Гидродинамический расчет разлета мишени под действием наносекундного лазерного импульса* /Ракитина М.А., Глазырин С.И., Брантов А.В // Всероссийская конференция «Невская Фотоника - 2023», 2023 (Санкт-Петербург, Россия);
10. *Simulation of plasma expansion under the action of a pre-pulse for effective acceleration of charged particles* /M.A. Rakitina, A.V. Brantov, S.I. Glazyrin// XXXIX международная конференция «Уравнения состояния материи» (ЭЛЬБРУС 2024), 2024 (Кабардино-Балкария, Россия);

11. *Laser acceleration of charged particles from preplasma* /M.A. Rakitina, A.V. Brantov, S.I. Glazyrin// 21st International Conference Laser Optics «ICLO - 2024», 2024 (Санкт-Петербург, Россия);
12. *Acceleration of particles from targets with controlled preplasma* /M.A. Rakitina, A.V. Brantov, S.I. Glazyrin// 8th International Conference "Frontiers of Nonlinear Physics 2024 (Москва, Россия);
13. *Investigation of the preplasm of a solid-state target for problems of laser acceleration of electrons and ions* /M.A. Rakitina, A.V. Brantov, S.I. Glazyrin// Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением «CSCPIER-2025», 2025 (Москва, Россия);
14. *Preplasma formation and ion acceleration from ultrathin foils* /M.A. Rakitina, A.V. Brantov, S.I. Glazyrin// IX International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2025», 2025 (Москва, Россия);

Публикации

По материалам диссертации было опубликовано 10 печатных работ в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus: [A1-A10]

Объем и структура работы

Диссертационная работа состоит из введения, включающего обзор литературы, двух оригинальных глав и заключения. Полный объем работы составляет 106 страниц с 42 рисунками. Список литературы содержит 119 наименований.

Глава 1

Ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза

Современные схемы инерциального термоядерного синтеза предполагают использование лазеров мегаджоульного уровня энергии для сжатия и нагрева специально разработанных мишеней. Хотя динамика термоядерных топливных мишеней описывается гидродинамикой с ударными волнами, распространяющимися к ядру мишени, процессы в лазерной короне (для схем с прямым облучением) и хольрауме (для схем с непрямым облучением) могут оказывать существенное влияние на зажигание мишени. После демонстрации принципиальной возможности успешного осуществления лазерного термоядерного синтеза в схеме непрямого облучения мишени [9], дальнейшие исследования ЛТС должны быть посвящены разработке альтернативных схем прямого облучения или ударного зажигания для повышения эффективности преобразования энергии в лазерную мишень и повышения вероятности практического использования ЛТС. В этой связи понимание процессов поглощения в плазменной короне становится чрезвычайно важным. Эффективность поглощения лазерного излучения напрямую влияет на параметры ударных волн и их синхронизацию, которые, в свою очередь, определяют эффективность сжатия и зажигания мишени. Помимо линейных процессов поглощения, таких как обратное тормозное и резонансное поглощение, различные нелинейные (аномальные) механизмы поглощения могут вносить значительный вклад. С начала 1980-х годов [13] и в течение трех десятилетий [73] обсуждался вопрос о том, может ли поглощение лазерного излучения быть значительно изменено ионно-звуковой турбулентностью, возуждае-

мой неустойчивостью обратного тока, вызванной тепловым потоком [74]. Хотя прошло много лет с момента первых обсуждений возможности значительного аномального поглощения [13, 14], последующие исследования [73, 75], продолжающиеся вплоть до недавнего времени [16] все еще не дали однозначного ответа на вопрос о важности этого поглощения в условиях ЛТС. Это связано в том числе со сложностью целенаправленных экспериментов по прямому обнаружению ионно-звуковой неустойчивости и последующей ионно-звуковой турбулентности в плазменной короне с плотностью, близкой к критической. Стоит также отметить, что до сих пор отсутствовало даже гидродинамическое моделирование, которые описывало бы пространственные области развития неустойчивости и корректно учитывало аномальную скорость поглощения. Именно на восполнение этого пробела направлена первая глава диссертации.

Данное исследование дополняет довольно широкий круг современных задач взаимодействия лазера с плазмой ЛТС, где обсуждаются, например, перекачка энергии между пучками посредством ионно-звуковых волн [76], [77], и нелинейное резонансное поглощение широкополосного лазерного излучения [78], полоса пропускания которого может охватывать ионно-звуковую частоту. Низкочастотные флуктуации плотности, например, ионно-звукового типа, в лазерной плазме могут задать начальный уровень шума для роста и насыщения неустойчивостей, таких как вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна или филаментационная неустойчивость, что может приводить к увеличению углового рассеяния лазерного луча (рассеяние заданным шумом) [79]. Ионно-звуковые возмущения, возникающие из-за развития неустойчивости обратного тока, также могут влиять на эти процессы, и поэтому выявление областей короны, где возникает эта неустойчивость, представляет собой безусловный интерес. Одна из целей данного исследования — предложить простую процедуру для включения кинетического эффекта «аномального» поглощения в гидродинамическое моделирование с использованием соответствующей теории ионно-звуковой турбулентности, которая аналогична моделированию эффектов параметрических неустойчивостей [80].

Таким образом, данная глава посвящена теоретическому анализу ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в горячей плазме, моделирующей условия лазерного термоядерного синтеза. Для плазмы с одним сортом ионов было найдено условие возникновения неустойчивости в виде аналитической зави-

симости порогового градиента температуры от плазменных параметров. Этот уточненный критерий был интегрирован в гидродинамический код в качестве условия возникновения аномального поглощения. Также была решена задача о порогах возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов.

1.1 Порог ионно-звуковой неустойчивости и аномальное поглощение в плазме с одним сортом ионов

Обычно в качестве вещества аблятора (испаряемой оболочки) в установках ЛТС используют пластик, состоящий из углерода и водорода, что приводит к необходимости изучения плазмы с двумя сортами ионов. Однако, прежде чем переходить с исследованию неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов, рассмотрим, как возникает раскачка ионно-звуковых волн в плазме с одним сортом ионов. В качестве исследуемых ионов рассмотрены ионы углерода с $Z = 6$.

Ионно-звуковая неустойчивость возникает в плазме с большим градиентом температур, когда тепловой поток переносится из области горячей плазмы в холодную область быстрыми электронами. Поскольку плазма квазинейтральна, возникает обратный ток «холодных» электронов. Вследствие взаимодействия двух противоположных токов от горячих и холодных электронов возникают ионно-звуковые колебания и происходит раскачка этих колебаний [74]. Особенностью этой неустойчивости является взаимодействие двух потоков заряженных частиц через возбуждаемые ионно-звуковые волны. Возникновение неустойчивости приводит к ионно-звуковой турбулентности, которая может являться причиной дополнительного аномального поглощения падающего лазерного импульса, приводя к изменению профиля температуры короны плазмы. Поскольку неустойчивость имеет пороговый характер, определение точных условий ее возникновения является необходимым, например, для включения аномального поглощения в моделирование процессов ЛТС.

1.1.1 Дисперсионное уравнение для звуковых волн в плазме с одним сортом ионов

Рассмотрим закон дисперсии и коэффициент затухания ионно-звуковых волн в плазме с одним сортом ионов как решение дисперсионного уравнения $\epsilon = 0$. В случае плазмы с одним сортом ионов, дисперсионное уравнение будет иметь вид:

$$\varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{\omega_{Li}^2}{k^2 v_{Ti}^2} W \left(\frac{\omega}{kv_{Ti}} \right) = 0. \quad (1.1)$$

Где $W(x) = 1 - J_+(x) = 1 - xe^{-x^2/2} \int_{i\infty}^x d\tau e^{\tau^2/2}$ [81], $\lambda_{De} = v_{Te}/\omega_{pe}$ - дебаевский радиус экранирования, $\omega_{Li} = \sqrt{4\pi Ze^2 n_e / m_e}$ - ионная ленгмюровская (плазменная) частота, $v_{Ti} = \sqrt{T_i/M_i}$ - тепловая скорость ионов с температурой T_i и использовано стандартное приближение для электронов, отвечающее пределу $\omega \ll kv_{Te}$.

Численное решение уравнения (1.1) определяет закон дисперсии $Re[\omega] = \omega(k)$ и ионный вклад в декремент затухания $Im[\omega] = -\gamma_i$ ионно-звуковой волны.

Точное выражение для частоты ионно-звуковой волны можно интерполировать следующим образом [82]:

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{Li}} = \frac{k\lambda_{De}}{\sqrt{g}} \sqrt{r + G(r)}, \quad G(r) = \frac{3r^3 + 11r^2 + 12}{r^3 + 7r}. \quad (1.2)$$

Здесь введены следующие параметры: $r = g/(1 + (k\lambda_{De})^2)$, $g = ZT_e/T_i$.

Декремент затухания в этом случае будет описываться следующей формулой:

$$\tilde{\gamma}_i = \frac{\gamma_i}{\omega_{Li}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\tilde{\omega}^4}{(k\lambda_{De})^3} \left(\frac{ZT_e}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{ZT_e}{2T_i} \frac{\tilde{\omega}^2}{(k\lambda_{De})^2} \right). \quad (1.3)$$

На Рис. 1.1 приведены сравнения формул (1.2)-(1.3) с точным решением дисперсионного уравнения (1.1). Предложенная интерполяция, как видно из графиков, довольно хорошо описывает численное решение. В дальнейшем при исследовании порогового значения ионно-звуковой неустойчивости мы будем пользоваться введенными формулами (1.2)-(1.3).

При вычислении частоты и коэффициента затухания волн можно воспользово-

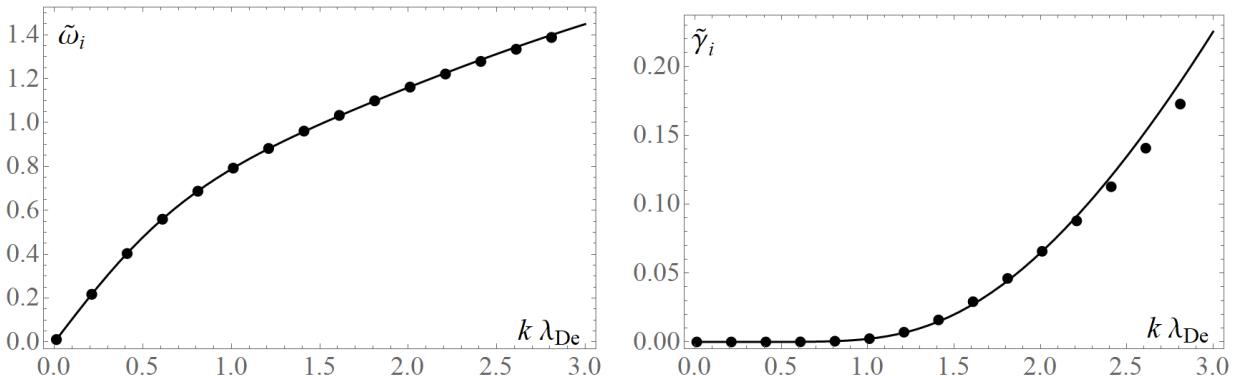


Рисунок 1.1: Зависимость закона дисперсии ($\tilde{\omega}$) и ионного вклада в коэффициент затухания ($\tilde{\gamma}_i$) от волнового числа для $ZT_e/T_i = 30$. Сплошные кривые отвечают формулам (1.2)-(1.3), точками обозначено численное решение дисперсионного уравнения (1.1).

ваться приближением, в котором электроны рассматриваются как бесстолкновительные, $k\lambda_{ei} \gg 1$, что для описания звуковых колебаний является оправданным, поскольку характерное значение волновых чисел, приводящее к раскачке неустойчивости, порядка обратного дебаевского радиуса электронов, $k \sim 1/\lambda_{De}$, и условие применимости фактически означает $\lambda_{ei} \gg \lambda_{De}$. Данное условие хорошо выполняется для плотной горячей плазмы короны в ЛТС. В то же время, в условиях задачи может возникнуть ситуация, когда длина свободного пробега ионов оказывается много меньше длины свободного пробега электронов, вклад ион-ионных столкновений может оказаться существенным для описания затухания ионно-звуковых волн. В этом случае столкновения важны в той области, где достаточно мало соотношение $\lambda_{ii}/\lambda_{ei} \simeq \sqrt{2}/g^2 \ll 1$.

Далее учтем влияние ион-ионных столкновений на частоту и коэффициент затухания ионно-звуковых волн.

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{Li}} = \frac{k\lambda_{De}}{\sqrt{g}} \sqrt{r + \frac{5}{3} + Q(r,k) \left(G(r) - \frac{5}{3} \right)} \quad (1.4)$$

$$Q(r,k) = \frac{r^{3/2}(k\lambda_{ii})^2 + k\lambda_{ii}\sqrt{r}}{r^{3/2}(k\lambda_{ii})^2 + 3k\lambda_{ii}\sqrt{r} + 10}.$$

В плазме с горячими ионами с учетом столкновений ионный вклад в коэффициент затухания можно описать при помощи выражения $\gamma_i = \gamma_i^H + R(k,r)\gamma_i^L$ [83]. Здесь γ_i^H - слагаемое, учитывающее ион-ионные столкновения, γ_i^L - затуха-

ние Ландау, описанное выше для случая без столкновений, $R(k,r)$ - феноменологическая функция, описывающая плавный переход между случаями плазмы без столкновений и плазмы со столкновениями, которую можно описать выражением $R(k,r)^{-1} = 1 + [r(k\lambda_{ii})^2(0.05r + 0.04)]^{-1}$ Слагаемое, отвечающее за учет ион-ионных столкновений, можно описать следующей формулой:

$$\gamma_i^H = \tilde{\lambda}_{ii}(k\lambda_{De}) \frac{r + 3.02}{r + 1.67} \frac{0.8r(k\lambda_{De})^2\tilde{\lambda}_{ii}^2 + 1.49}{r^2(k\lambda_{De})^4\tilde{\lambda}_{ii}^4 + 4.05r(k\lambda_{De})^2\tilde{\lambda}_{ii}^2 + 2.33}. \quad (1.5)$$

В этом случае возникает новый параметр - $\tilde{\lambda}_{ii} = \lambda_{ii}/\lambda_{De}$ ($\lambda_{ii} = v_{Ti}/\nu_i$), отвечающий за ион-ионные столкновения.

1.1.2 Ионно-звуковая неустойчивость и порог ее возникновения

Воспользуемся подходом малых возмущений, при помощи которой электронный вклад в коэффициент затухания может быть описан в первом приближении. Функцию распределения электронов можно представить в виде $f_e = f_0 + f_1(x, v)\cos\alpha$, где f_0 - Максвелловская функция распределения, f_1 - первая поправка к анизотропной части, α - угол между направлением скорости электронов v и направлением градиента температуры (осью X).

Электронный вклад в коэффициент затухания можно записать в следующем виде:

$$\gamma_e(\mathbf{k}) = \frac{2\pi^2 e^2 \omega^3}{m_e k^2 \omega_{Li}^2} \int d\mathbf{v} \delta(\omega - \mathbf{kv}) \left(\mathbf{k} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} \right). \quad (1.6)$$

В результате после подстановки в это выражение функции распределения электронов и интегрирования полученного выражения по углам, имеем:

$$\gamma_e = \gamma_0(-1 + p_T), \quad (1.7)$$

Здесь $\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{k^3 c_s^3} \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}}$,
 $p_T = \frac{kv_{Te}}{\omega} \cos\theta \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}} v_{Te}^2}{n_e} \int_0^\infty f_1(v) dv.$

Где c_s - скорость звука, $\omega_{Le}^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$ - ленгмюровская (плазменная) частота колебаний для электронов, p_T - добавка, возникающая из-за анизотропной части в функции распределения, $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ - тепловая скорость электро-

нов, n_e - концентрация электронов.

В выражении (1.7) первое слагаемое отвечает бесстолкновительному пределу электронного затухания в ионно-звуковой волне, а второе связано с раскачкой ионно-звуковой неустойчивости вследствие наличия неоднородного градиента температуры.

Первую поправку к анизотропной части функции распределения, f_1 , можно найти, воспользовавшись кинетическим уравнением (см. например, [84]) и условием квазинейтральности плазмы, при котором ток ($j = \int v^3 f_1 dv$) отсутствует.

$$v \frac{\partial F_0}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v} = -\nu_{ei} f_1. \quad (1.8)$$

Здесь $F_0 = n_e \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{mv^2}{2T} \right\}$ - функция распределения Максвелла, E - электрическое поле, $\nu_{ei} = \alpha(v_{Te}/v)^3 = \sqrt{9\pi/2} \lambda_{ei}/v_{Te} (v_{Te}/v)^3$ - частота электрон-ионных столкновений. Исходя из формулы для тока и условия квазинейтральности плазмы, можно найти зависимость электрического тока от градиента электронной температуры, подставив в интеграл выражение:

$$f_1 = -\frac{F_0}{\alpha v_{Te}^3} v^4 \left[\left(-\frac{3}{2T} + \frac{mv^2}{2T^2} \right) \frac{dT}{dx} + \frac{eE}{T} \right]. \quad (1.9)$$

Зависимость электрического поля от градиента температуры получается равной $eE = -\frac{5}{2} \frac{dT}{dx}$. Далее, с учетом найденных значений, можно определить выражение для анизотропной добавки f_1 к функции распределения электронов и найти значение коэффициента p_T , отвечающего за раскачку ионно-звуковой неустойчивости.

$$f_1 = \frac{F_0 v^4}{T \alpha v_{Te}^3} \left(4 - \frac{mv^2}{2T} \right) \frac{dT}{dx}, \quad (1.10)$$

$$p_T = \frac{3}{2} \frac{k \lambda_{ei}}{\omega} \cos(\theta) v_{Te} \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}. \quad (1.11)$$

Данные вычисления проведены в приближении $Z \gg 1$, когда вклад электрон-электронных столкновений мал по сравнению с электрон-ионными. Полученные выражения хорошо описывают раскачку ионно-звуковых колебаний и в случае с произвольным зарядом ионов, если ввести эмпирическую функцию, учитывающую влияние электрон-электронных столкновений $\xi = (Z+0.5)/(Z+2.12)$ [85], т.е. $p_T = \xi p_{T0}$.

Обозначим δ_T безразмерное значение градиента температуры, тогда форму-

лу для анизотропной добавки p_T можно переписать в следующем виде:

$$p_T = \frac{k\lambda_{De}}{\tilde{\omega}} \sqrt{\frac{m_i}{Zm_e}} \delta_T, \quad \delta_T = \xi_\gamma \lambda_{ei} \frac{d \ln T_e}{dx}.$$

Далее в работе вычислим пороговые значения градиента температуры δ_T , при которых возникает ионно-звуковая неустойчивость. Условием возникновения неустойчивости является условие на коэффициент затухания, из которого и можно найти пороговое значение градиента температуры. На Рис.1.2 приведен пример коэффициента затухания в случае возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

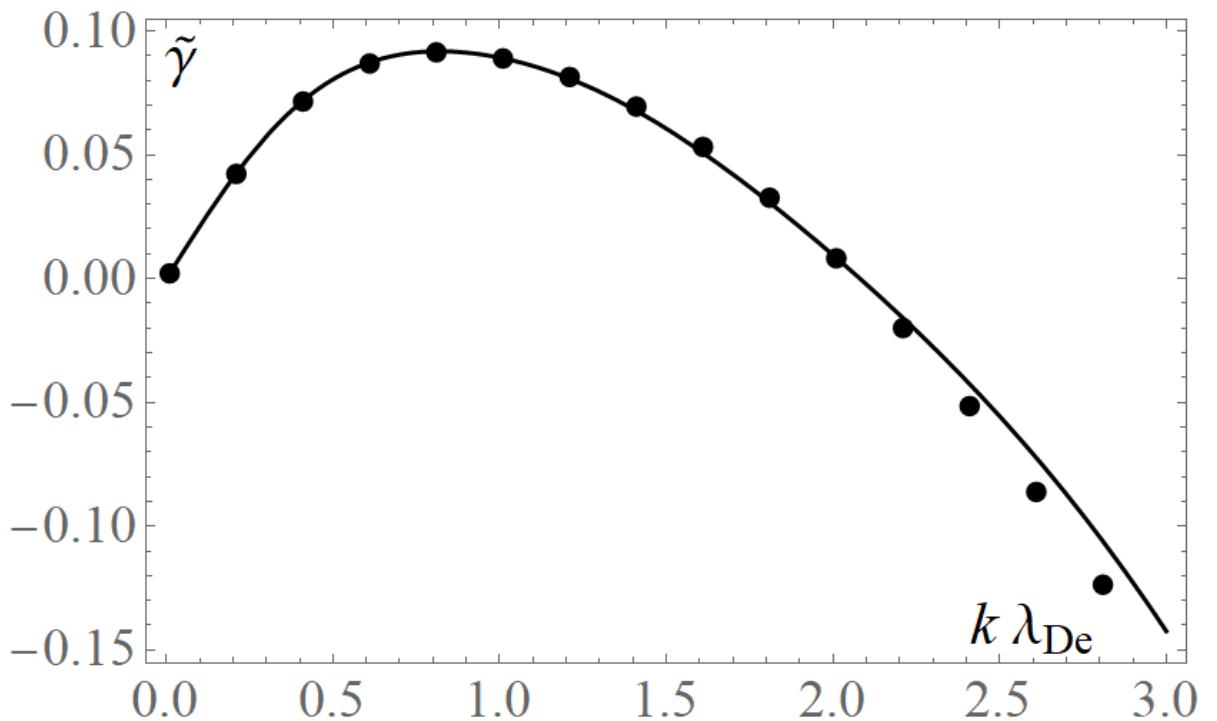


Рисунок 1.2: Зависимость коэффициента затухания ($\tilde{\gamma}$) ионно-звуковой волны от волнового числа для параметров $ZT_e/T_i = 30$ и $\delta_T = 0.2$. Сплошные кривые отвечают вычислению коэффициента затухания при помощи формул (1.2)-(1.3), точками обозначено численное решение.

Пороговое значение градиента температуры, при котором возникает неустойчивость, δ_T , вычисляется из условий:

$$\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}_e - \tilde{\gamma}_i > 0; \quad \frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial k} = 0. \quad (1.12)$$

При помощи следующей функции можно аналитически описать получаемые

пороговые значения градиента температуры:

$$\delta_T = \begin{cases} \frac{0.5}{(g-3)^{0.8}} \frac{1}{2.4 + \sqrt{\mu}} \frac{\tilde{\lambda}_{ii} + 3}{\tilde{\lambda}_{ii} + 1} & \text{for } 6 < g < 21\mu^{0.05} \\ \frac{0.2}{\sqrt{g}} \frac{1}{2 + \sqrt{\mu}} \frac{\tilde{\lambda}_{ii} + 3}{\tilde{\lambda}_{ii} + 1} & \text{for } 21\mu^{0.05} \leq g < 100 \end{cases} \quad (1.13)$$

Где $\mu = Zm_i/m_p$, $\tilde{\lambda}_{ii} = v_{Ti}/\nu_i\lambda_{De}$, $g = ZT_e/T_i$.

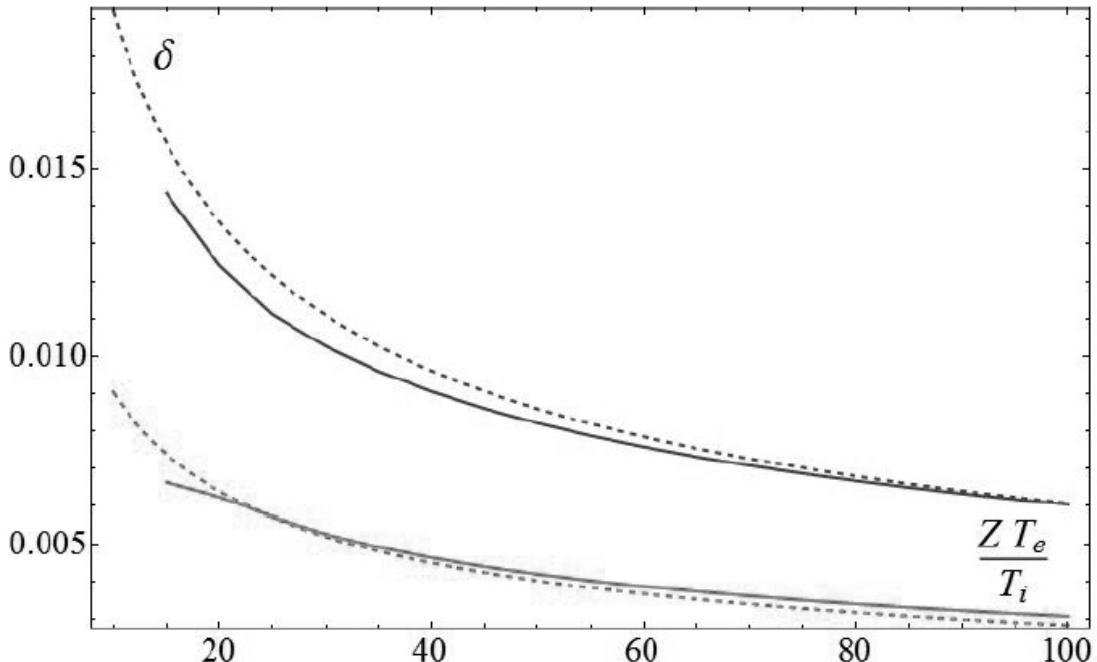


Рисунок 1.3: Зависимость порогового значения градиента температуры δ_T (в случае без учета столкновений) от отношения температуры электронов к температуре ионов. Серым цветом обозначена функция для $\mu = 2$, а черным - для $\mu = 8$

Данный график на Рис.1.3 показывает снижение необходимого для развития неустойчивости порогового значения градиента температуры δ_T с ростом отношения температур, а так же на графике наблюдается снижение порогового значения δ_T в случае плазмы с более тяжелыми ионами (с ростом μ).

На Рис. 1.4 представлены сравнения порогового значения градиента температуры δ_T численного решения с предложенной в формуле (1.13) аппроксимацией. Аппроксимация при помощи формулы (1.13), введенная для упрощения расчетов, обеспечивает необходимую точность для вычисления значения δ_T . В дальнейшем эта аппроксимация будет использована в качестве критерия для

учета аномального поглощения.

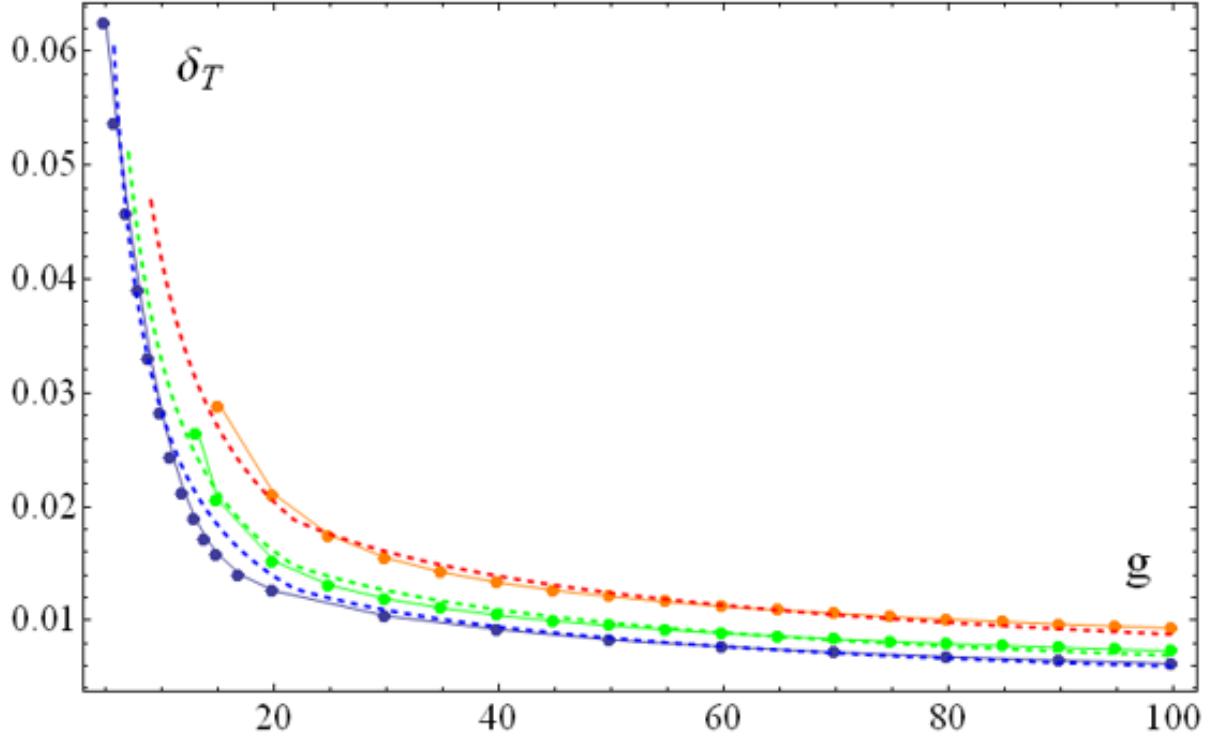


Рисунок 1.4: Зависимость порогового значения градиента температуры δ_T от отношения температуры электронов к температуре ионов (параметра $g = ZT_e/T_i$) С-плазмы ($\mu = 2$). Синим цветом обозначена функция для $\tilde{\lambda}_{ii} = 100$ (случай без столкновений), зеленым - для $\tilde{\lambda}_{ii} = 10$ и оранжевым для $\tilde{\lambda}_{ii} = 3$

Критерий (1.13) для порогового значения градиента температуры действителен и в случае нелокального теплопереноса, если представить δ_T следующим образом [86]:

$$\delta_T = \int \frac{dk}{\pi} \frac{e^{ikx} \Gamma^T(k)}{3\xi_\gamma} \frac{\lambda_{ei}}{T_e} \left(\frac{dT_e}{dx} \right)_k, \quad (1.14)$$

$$\Gamma^T = \frac{3\xi_\gamma}{2} \left(\frac{2}{3 + 30\xi_\gamma^3 k} + \frac{1}{3 + \xi_\gamma(4.5k^{0.35} + 0.18k)} \right).$$

Такое представление градиента температуры может быть важно в случае плазмы с сильными ион-ионными столкновениями или в случае плазмы с относительно небольшим значением параметра ZT_e/T_i ($g < 20$). В этих случаях ионно-звуковая неустойчивость развивается при более резких градиентах температуры, для которых локальное приближение неприменимо.

Рассмотрим характерный масштаб изменения градиента температуры, L_T , отвечающий порогу возникновения ионно-звуковой неустойчивости для угле-

родной плазмы с концентрациями, близкими к критической. Выразим из найденных значений порогового значения градиента температуры δ_T характерный масштаб изменения температуры:

$$L_T = \left(\frac{d \ln T}{dx} \right)^{-1} = \frac{Z + 0.5}{Z + 2.12} \frac{\lambda_{ei}}{\delta_T}. \quad (1.15)$$

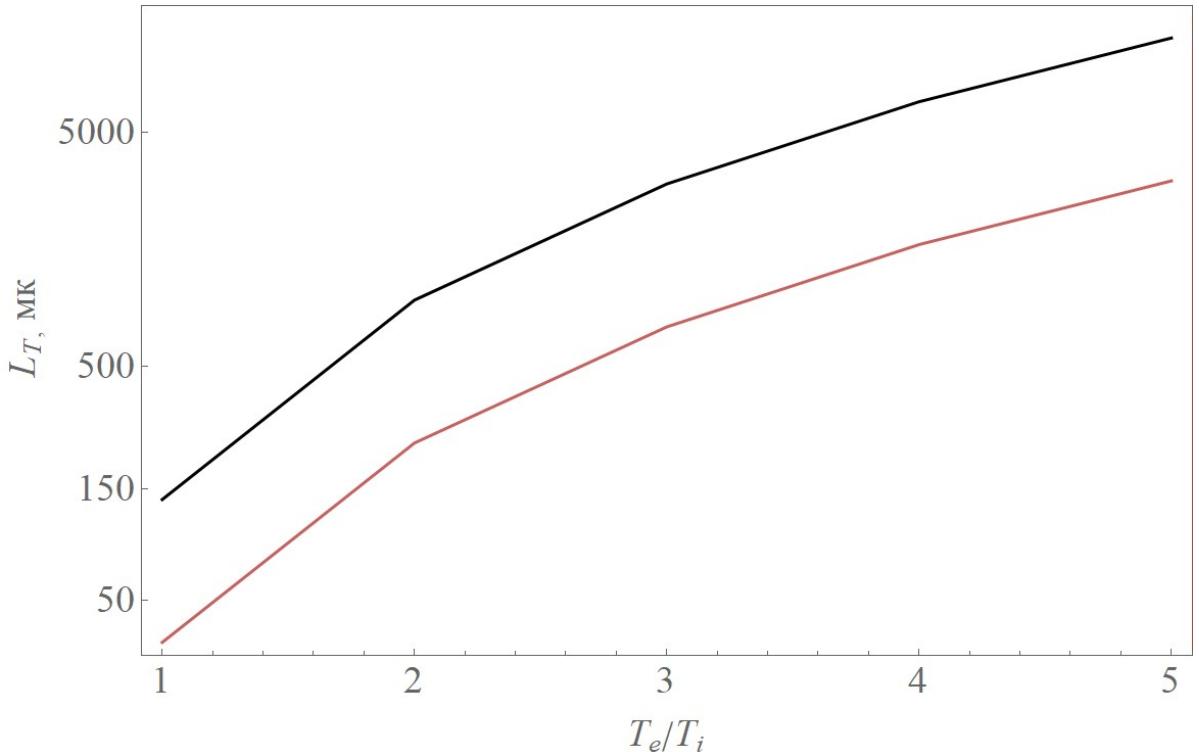


Рисунок 1.5: Зависимость характерного масштаба изменения градиента температуры, L_T , от отношения температуры электронов к ионам, T_e/T_i , для С-плазмы (логарифмический масштаб) для концентраций электронов $n_e = 5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (красная кривая) и $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (черная кривая)

Как видно из графика на Рис. 1.5, в случае изотермической плазмы (когда температуры электронов и ионов равны) для раскачки ионно-звуковой неустойчивости требуются довольно резкие градиенты температуры (т.к. характерный масштаб изменения градиента температуры порядка 50 микрон). При росте температуры электронов в несколько раз характерный масштаб изменения градиента температуры увеличивается на несколько порядков ($L_T \sim 5 \text{ мм}$ при $T_e/T_i = 5$).

В следующем разделе представлено моделирование с использованием полученных в данной главе критериев порога возникновения неустойчивости обратного тока для изучения эффекта аномального нагрева из-за развития ионно-

звуковой турбулентности.

1.1.3 Аномальное поглощение, возникающее из-за развития ионно-звуковой неустойчивости

Моделирование плазменной короны проводилось в сферически-симметричной геометрии при помощи гидродинамического кода FRONT [87], который включает в себя основные необходимые физические параметры: двухтемпературные уравнения гидродинамики, лазерный нагрев, электрон-ионные столкновения и электрическую теплопроводность. Для задач лазерной плазмы решается система уравнений двухтемпературной гидродинамики:

$$\partial_t \rho + \partial_j (\rho v_j) = 0, \quad (1.16)$$

$$\partial_t (\rho v_k) + \partial_j (\rho v_k v_j) + \partial_k (p_e + p_i) = 0, \quad (1.17)$$

$$\partial_t (\rho e_e) + \partial_j (\rho v_j e_e) + p_e \partial_j v_j = Q_{\text{las}} + Q_{\text{ei}} - \partial_j q_j^{(e)}, \quad (1.18)$$

$$\partial_t (\rho e_i) + \partial_j (\rho v_j e_i) + p_i \partial_j v_j = -Q_{\text{ei}}, \quad (1.19)$$

$$\partial_t (\rho X_\alpha) + \partial_j (\rho v_j X_\alpha) = 0. \quad (1.20)$$

Здесь ρ – плотность среды, v – её скорость, $p_{e,i}$ – давление электронов и ионов, соответственно, $e_{e,i}$ – внутренняя энергия, X – массовая доля компонент плазмы (ионов в схеме ионизации). Q_{las} – лазерное энерговыделение, Q_{ei} – электрон–ионный столкновительный обмен энергией, $q^{(e)}$ – электронный тепловой поток.

Тепловой поток вычисляется в рамках модели Спитцера–Харма с ограничением потока:

$$\frac{1}{q_e} = \frac{1}{q_{\text{SH}}} + \frac{1}{q_{\text{lim}}}, \quad (1.21)$$

$$q_{\text{SH}} = -\kappa_{\text{SH}} \nabla T_e, \quad q_{\text{lim}} = f n_e v_{Te} k_B T_e. \quad (1.22)$$

В моделировании крайне важен правильный выбор теплового потока, поскольку изменение абсолютного значения теплового потока (а также изменение модели теплового потока) сильно влияет на распределение температуры, в частности на значение градиента температуры вблизи критической плотности. Включение в моделирование только классического потока по Спитцер–Харму приводит к переоцениванию поглощения за счет быстрого перераспределения энергии, тогда как ограничитель потока на уровне $f = 0.05$ приводит к обрат-

ной ситуации и сильному повышению температуры в околокритической области, что значительно снижает значение частоты столкновений и эффективности поглощения. Нелокальная модель, описанная в данной работе, предсказывает значение ограничителя на уровне $f = 0.15 - 0.20$, что хорошо совпадает как по эффективности поглощения, так и по профилям температуры. В расчётах используется величина коэффициента ограничения $f = 0.15$.

Обмен энергии определяется как

$$Q_{ei} = -3 \frac{m_e n_e}{m_i \tau_{ei}} k_B (T_e - T_i). \quad (1.23)$$

Здесь $m_i = Am_u$ – масса среднего иона, тогда электронная концентрация определяется как $n_e = Zn_i = Z\rho/m_i$, v_{Te} – тепловая скорость электронов, τ_{ei} – время электрон–ионных столкновений.

Массовая доля каждого для иона $X_\alpha = \rho_\alpha/\rho$ определяется с помощью модели равновесной ионизации Саха. Уравнение (1.20) описывает перенос ионов вместе с течением.

Для расчёта взаимодействия лазерного излучения с веществом используется одномерная модель, в которой на каждый момент времени решается уравнение на интенсивность:

$$\frac{1}{x^\alpha} \frac{d(x^\alpha I)}{dx} = -kI. \quad (1.24)$$

Здесь α определяет геометрию (0 – плоская, 1 – цилиндрическая, 2 – сферическая). Механизм лазерного поглощения определяется коэффициентом поглощения k (размерность $[k] = \text{см}^{-1}$).

Данное уравнение интегрируется от границы расчётной области x_{in} , через которую излучение попадает в неё, и на которой задано граничное условие на входящую лазерную интенсивность $I_0(x_{in})$. Интегрирование проводится в направлении противоположной границы области и луч либо достигает её, либо отражается (x_r – точка отражения), если на пути впервые встречается точка с критической электронной концентрацией:

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda_l^2}. \quad (1.25)$$

Здесь λ_l – длина волны лазерного излучения, e , m_e – заряд и масса электрона.

Коэффициент поглощения для обратнотормозного механизма (IB) определяется диэлектрической проницаемостью плазмы. Для столкновительной плазмы:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\nu_{ei} \omega_{pe}^2}{\omega^3}. \quad (1.26)$$

Где $\nu_{ei} = 1/\tau_{ei}$, ω_{pe} – электронная плазменная частота. Коэффициент поглощения (ω_l – частота лазерного излучения)

$$k = 2 \frac{\omega_l}{c} \text{Im} \sqrt{\varepsilon}. \quad (1.27)$$

В результате имеем:

$$k_{IB} = \sqrt{2} \frac{\omega_l}{c} \left[\left(\left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^2 + \left(\frac{\nu_{ei} n_e}{\omega_l n_c} \right)^2 \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right) \right]^{1/2}. \quad (1.28)$$

Необходимо отметить, что данное выражение является точным для диэлектрической проницаемости (1.26). Оно не имеет сингулярностей и может быть проинтегрировано до точки с n_c .

Уравнение (1.24) решается совместно с уравнениями гидродинамической модели, то есть на каждом численном шаге по времени проводится интегрирование интенсивности по текущим профилям плотности (электронной концентрации) и температуры. Лазерное энерговыделение в уравнении (1.18):

$$Q_{\text{las}}(x) = k(x) I(x). \quad (1.29)$$

Обмен энергии определяется как

$$Q_{ei} = -3 \frac{m_e n_e}{m_i \tau_{ei}} k_B (T_e - T_i). \quad (1.30)$$

Здесь τ_{ei} – время электрон–ионных столкновений.

Для коэффициента поглощения обратно-тормозного излучения было использовано следующее выражение:

$$k_{IB} = \frac{\nu_{ei} \omega_{Le}^2}{c \omega_l^2} \left(1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_l^2} \right)^{-1/2}. \quad (1.31)$$

Энергия лазера в основном поглощается вблизи критической плотности электронов.

tronov плазмы. Перераспределение поглощенной энергии происходит только за счет теплового потока электронов, который контролирует температуру плазмы вблизи точки поглощения.

В тех точках, где выполняется критерий на градиент температуры, при котором возникает ионно-звуковая неустойчивость, добавляется дополнительное аномальное поглощение, коэффициент которого можно вычислить по формуле:

$$k_{anom} = \frac{1}{c} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_l^2} \nu_{anom}. \quad (1.32)$$

Где ν_{anom} - частота столкновений при аномальном поглощении, зависящая от спектров ионного звука. Через плазменные параметры ν_{anom} может быть записана следующим образом [16]:

$$\nu_{anom} = \omega_{Li} \frac{ZT_e}{T_i} (0.12 + G) (\mu_{\parallel} (e_o \cdot n)^2 + \mu_{\perp} [e_0 \times n]). \quad (1.33)$$

Где

$$\mu_{\parallel} = \frac{0.7}{\ln(K_N + 2.4/K_N)} + 1.1 \sqrt{K_N}, \quad \mu_{\perp} = \left(\frac{2.4}{K_N} + \frac{2.1}{\sqrt{K_N}} \right)^{-1}. \quad (1.34)$$

G в уравнении 1.33 - безразмерная частота, определенная вблизи критической плотности, K_N - число Кнудсена.

$$G = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{12y^2(1+y^2)^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1+y^2}{y^2} - \frac{1}{2(1+y^2)} - \frac{1}{4(1+y^2)^2} \right), \quad (1.35)$$

$$y = \sqrt{\frac{n_c/n_e - 1}{3}},$$

$$K_N = \frac{6\pi\omega_{Le}^2\lambda_{Di}^2 R}{\omega_{Li}^2\lambda_{De}n_e T_e}. \quad (1.36)$$

Управляющий параметр для ионно-звуковой неустойчивости, R , в уравнении 1.36 слабо зависит от K_N и может быть записан в виде: $R = (0.64 + 0.86K_N^2/(K_N^2 + 1))n_e \nabla T_e$. Коэффициент пропорциональности, таким образом, меняется от 0.64 для $K_N \ll 1$ до 1.5 для $K_N \gg 1$.

Оценку величины аномального поглощения можно получить при помощи явного вида для ν_{ei} и ν_{anom} :

$$\frac{k_{anom}}{k} \sim \left(\frac{Zm_e}{M_i} \right)^{1/2} \frac{T_e}{T_i} \frac{n_e \lambda_{De}^3}{\Lambda}. \quad (1.37)$$

Вклад аномального поглощения пропорционален количеству электронов в дебаевской сфере ($n_e \lambda_{De}^3$). Обычно для горячей плазмы короны это число велико, поэтому аномальное поглощение представляется значительным.

Как известно, на сегодняшний день нет универсальной модели нелокального теплопереноса. В гидродинамическом коде реализована модель, основанная на решении линеаризованного кинетического уравнения для электронов [88]:

$$q_{nonlocal} = \int G(x - x') q_{SH} dx'. \quad (1.38)$$

Где $G(x - x')$ - ядро, явный вид которого:

$$G(x - x') = \frac{\xi(\eta)}{\pi a \lambda_{ei}}, \quad \eta = \frac{|x - x'|}{a \lambda_{ei}}, \quad \xi(\eta) = \int \frac{\cos(\eta p) dp}{1 + p^{0.9}}.$$

Здесь постоянная $a = 10 (Z + 5) / (Z + 12)$ учитывает влияние ионизации плазмы на теплопроводность.

В моделировании использовалась плоская углеродная мишень ($Z=6$), облученная лазерным импульсом зеленого цвета на второй гармонике ($\lambda = 0.53$ мкм). Интенсивность лазера постепенно увеличивается за время τ_{las} по экспоненциальному закону $I = I_0(1 - \exp(t_0 - t)/\tau_{las})$ для момента времени $t < t_0$ и остается постоянной, когда $t > t_0$. Максимальное значение интенсивности варьировалось от значения $I_0 = 3 \times 10^{14}$ Вт/см² до $I_0 = 5 \times 10^{15}$ Вт/см². Такие интенсивности лазерного излучения можно ожидать на мишени в экспериментах с прямым способом зажигания из-за перекрытия большого числа лазерных импульсов. Например, в планируемой Российской мегаджоульной установке на мишени перекрываются 30 пучков, и интенсивность в максимуме может достигать значений $I_0 \gtrsim 10^{15}$ Вт/см².

Увеличение максимальной интенсивности лазерного импульса на мишени приводит к увеличению градиента температуры в области оклокритической плотности. При достижении интенсивности лазерного импульса значения $I_0 = 7 \times 10^{14}$ Вт/см², длина масштаба градиента достигает $L = T_e / (dT_e / dx) \sim 100\lambda$

(здесь $\delta_T \sim 0.1$) на первоначальной стадии формирования плазменной короны (для времени взаимодействия $t \leq 15$ нс) и затем быстро сглаживается до значения $L \sim 500\lambda$ (где $\delta_T \sim 0.03$). Такое значение градиента температуры достаточно велико, чтобы вызвать ионно-звуковую неустойчивость. Таким образом, ионно-звуковая неустойчивость возникает при лазерных импульсах $I_0 \geq 7 \times 10^{14}$ Вт/см². Как уже было упомянуто, аномальное поглощение возникает только в тех пространственных областях, где выполняется условие на возникновение ионно-звуковой неустойчивости 1.12. Эта область находится вблизи критической плотности и крайне мала по сравнению с масштабом мишени.

Доли поглощенной и отраженной энергии за время t равны:

$$E_{in} = \int_0^t I_{in}(t') dt', \quad E_{out} = \int_0^t I_{out}(t') dt'. \quad (1.39)$$

Доля поглощенной энергии, равная $1 - \frac{E_{out}}{E_{in}}$, изображена на Рис. 1.6. Хотя локально скорость поглощения велика, доля поглощенной энергии увеличивается примерно на 10% при учете аномального поглощения. Увеличение доли поглощенной энергии мало зависит от интенсивности лазерного импульса и остается практически одинаковым в гидродинамическом моделировании.

Как видно из рис. 1.7 (слева), учет аномального поглощения увеличивает значения температуры как в случае модели с ограничителем, так и в случае модели с нелокальным теплопереносом. Однако, заметных различий в температуре плазмы (как и в величине поглощения) можно ожидать только на первой стадии формирования короны, когда сильный градиент плазмы приводит к неустойчивости обратного тока в близкой к критической области. Для большего времени неустойчивость обратного тока все еще сохраняется, но разница в температуре падает до меньших значений (см. рис. 1.7, справа). На практике эффект аномального поглощения может быть меньше из-за наклонно падающих на мишень лазерных лучей, и найденный вклад аномального поглощения - максимальная оценка верхнего предела. Однако стоит также отметить, что эффект пондеромоторной силы (который не включен в текущее моделирование) приводит к некоторому увеличению концентрации электронов около критической области, что может усилить эффекты аномального поглощения.

Несмотря на то, что аномальное поглощение в данной схеме является положительным эффектом, некоторая часть дополнительного поглощения может

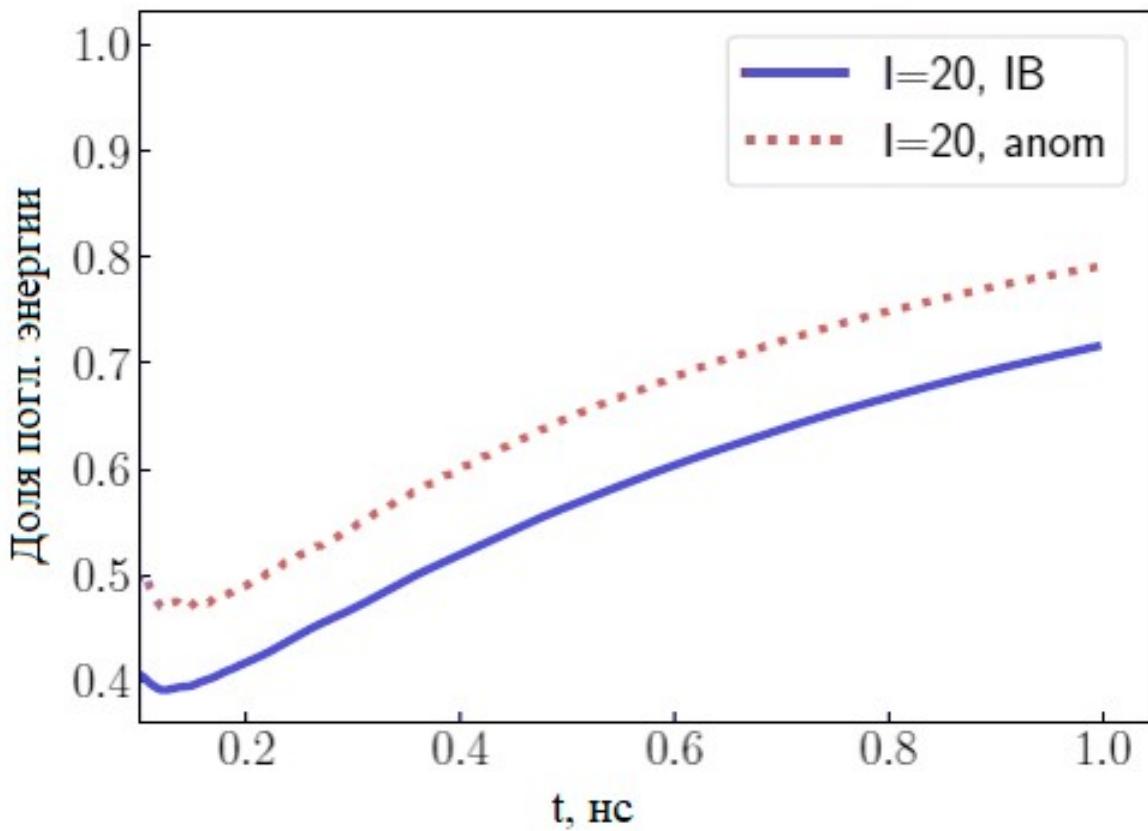


Рисунок 1.6: Доля поглощенной энергии в зависимости от времени для $I = 2 \times 10^{15}$ Вт/см² с учетом (anom) и без учета (IB) аномального поглощения

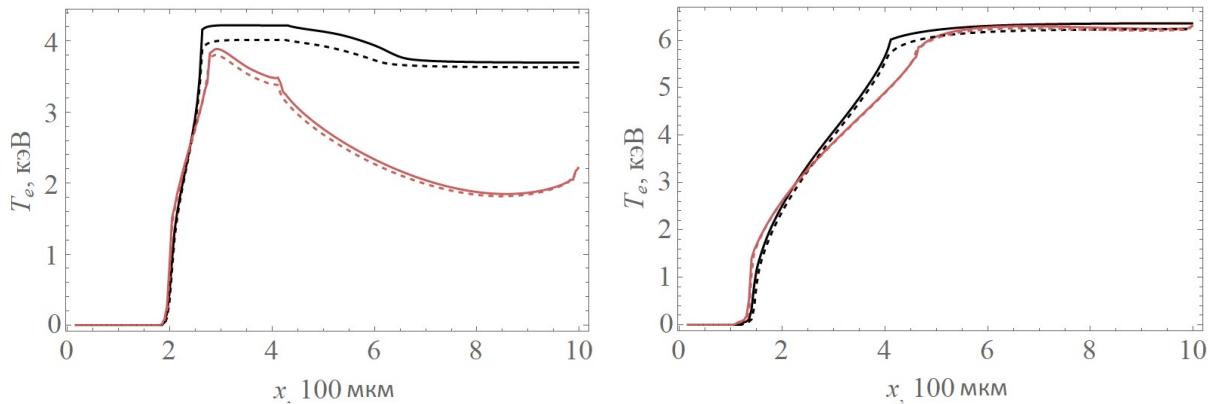


Рисунок 1.7: Профили температуры для модели с ограничителем f (черные кривые) и модели с учетом нелокального теплопереноса (красные кривые) для интенсивности лазерного излучения $I = 2 \times 10^{15}$ Вт/см² в момент времени $\tau = 0.2$ нс (слева) и $\tau = 0.7$ нс (справа). Пунктиром обозначены модели без использования аномального поглощения, сплошными линиями - с аномальным поглощением.

передаваться горячим электронам [89], что может привести к нежелательному предварительному перегреву мишени.

Так, можно показать [A3], что предварительный нагрев мишени горячими электронами может негативно сказаться на динамике зажигания термоядерной мишени в схеме прямого облучения. В частности, в условиях конвертации в горячие электроны порядка 2 % энергии лазерного импульса и их изотропного распределения только малая их доля поглощается внутренними слоями мишени, что приводит к ее незначительному предпрогреву и 10 % падению выхода нейтронов. Если же предположить, что все сгенерированные электроны распространяются в сторону центра, то предпрогрев центральных областей мишени становится значительным, что приводит к ~ 3 -х кратному падению выхода нейтронов из горячей области. В ситуации, когда мишень находится на пороге зажигания, такое падение выхода нейтронов может оказаться решающим.

1.1.4 Выводы

В рамках исследования ионно-звуковой волны было получено практическое и простое в использовании выражение для порога возникновения неустойчивости, которое использовалось в гидродинамическом исследовании короны углеродной плазмы в упрощенной одномерной геометрии с ограничением эффектов взаимодействия с плазмой для выделения эффекта аномального поглощения. Моделирование показало, что использование интенсивности лазерного импульса, превышающей порог возникновения неустойчивости ($I > 7 \times 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$), приводит к повышению температуры плазменной короны из-за аномального поглощения. Также моделирование показало, что аномальное поглощение является самоподдерживающимся в течение всего времени нагрева из-за самосогласованного градиента температуры. Этот эффект наиболее заметен при плотностях, близких к критической, где градиент температуры оказывается наибольшим. Вклад ионно-звуковой неустойчивости в поглощение короны составляет $\sim 10\%$. Ожидается, что в схеме прямого сжатия (например, для российской лазерной установки [4]) и в схеме зажигания ударной волной интенсивность лазерного импульса будет превышать пороговое значение возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

Также моделирование показало, что неустойчивость обратного тока проявляется только в области с плотностью, близкой к критической, и вносит небольшой вклад в общее поглощение, в отличие от ранее опубликованных рассуждений [13, 14, 90–93], которые предполагали широкие области плотности, где может

существовать ионно-звуковая неустойчивость, например, $n_e > 0.3n_c$ [14, 90–92], а также высокий вклад ионно-звуковой неустойчивости, например, до дополнительного вклада 50%, в общее поглощение [93].

1.2 Ионно-звуковая неустойчивость в плазме с двумя сортами ионов

Часто для моделирования эксперимента возникает необходимость рассмотрения сложного состава плазмы, например, плазмы с двумя сортами ионов. Как правило, вещества аблатора (испаряемой оболочки, используемой в ЛТС) не состоит из ионов одного сорта. В качестве испаряемой оболочки мишени ЛТС в основном рассматривается пластик (состоящий из атомов углерода и водорода).

В случае плазмы с двумя сортами ионов несколько меняется закон дисперсии, а следовательно, и частота, и коэффициент затухания ионно-звуковых волн. Стоит отметить, что описание плазмы с двумя сортами ионов осложняется существованием двух веток колебаний, называемых медленным и быстрым звуком [17, 84, 94–96], которое было доказано экспериментально [97]. Сведение задачи к рассмотренному выше случаю с одним сортом ионов не дает нужной точности для описания ионно-звуковой неустойчивости, что было продемонстрировано при помощи сравнения численного решения с моделями среднего и эффективного ионов.

Данная глава посвящена количественному описанию условий возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов. Как и в случае плазмы с одним сортом ионов, электронный вклад в затухание ионно-звуковой волны определяется при помощи подхода малых возмущений и представлении функции распределения электронов в виде $f_e = f_0 + f_1(x, v) \cos \alpha$. Уравнение для коэффициента затухания $\gamma_e = \gamma_0(-1 + p_T)$ такое же, как и в случае с одним сортом ионов, но γ_0 определяется с учетом ионов обоих сортов:

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_{L1}^2 + \omega_{L2}^2}. \quad (1.40)$$

Для вычисления добавки p_T (определения f_1) воспользуемся проекцией приближенного кинетического уравнения на ось X, выбранную вдоль направления

неоднородности температуры:

$$v_x \frac{\partial F_0}{\partial x} - \frac{eE_x}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v_x} = -(\nu_{ei1} + \nu_{ei2})f_1 = -\nu_{eff}f_1. \quad (1.41)$$

Где эффективная частота электрон-ионных столкновений, ν_{eff} , представляющая собой сумму частот столкновений электронов с ионами первого сорта, ν_{ei1} , и ионами второго сорта ν_{ei2} , записана с использованием эффективного заряда для рассматриваемого случая двух сортов ионов:

$$\nu_{eff}(v) = \frac{4\pi Z_{eff} n_e e^2 \ln \Lambda}{m_e^2 v^3}, \quad Z_{eff} = \frac{Z_1^2 n_1 + Z_2^2 n_2}{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}. \quad (1.42)$$

Где $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм, определяемый температурой и плотностью горячих электронов, $\ln \Lambda = 24 - \ln(n_e^{1/2}/T_e)$ [81].

Введенная эффективная частота (1.42) фактически сводит вычисления к хорошо изученному случаю одного сорта ионов:

$$p_T = \frac{3}{2} \frac{k \lambda_{ei}}{\omega} \cos(\theta) v_{Te} \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dx}, \quad \lambda_{ei} = \sqrt{\frac{9\pi}{2}} \frac{v_{Te}}{\nu_{eff}(v_{Te})}. \quad (1.43)$$

Вместе с тем, для вычисления инкремента неустойчивости необходимо знание точного закона дисперсии в плазме с двумя сортами ионов, чему посвящен следующий раздел диссертации.

1.2.1 Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов

Рассмотрим дисперсионное уравнение, $\varepsilon = 0$. В случае для бесстолкновительной плазмы с двумя сортами ионов оно будет иметь вид:

$$\varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 r_{De}^2} + \frac{\omega_1^2}{k^2 v_{T1}^2} W\left(\frac{\omega}{kv_{T1}}\right) + \frac{\omega_2^2}{k^2 v_{T2}^2} W\left(\frac{\omega}{kv_{T2}}\right) = 0. \quad (1.44)$$

Где $v_{T(1,2)} = \sqrt{T_{(1,2)}/M_{(1,2)}}$ - тепловая скорость ионов 1-го и 2-го сортов с температурами $T_{1,2}$ и использовано стандартное приближение для электронов, отвечающее пределу $\omega \ll kv_{Te}$.

Частота звуковой волны зависит от соотношения двух параметров $\mu = n_2 Z_2^2 T_1 / n_1 Z_1^2 T_2$ и $a = T_1 M_2 / T_2 M_1$. Обычно если $T_1 \sim T_2$, $n_1 \sim n_2$, то оба па-

раметры малы, $a, \mu < 1$. Численные решения уравнения (1.44), отвечающие наименьшей по абсолютной величине мнимой части ω , определяют закон дисперсии, $\text{Re}[\omega] = \omega_{f,s}(k)$ и декремент затухания, $\gamma_{f,s} = -\text{Im}[\omega]$, быстрой и медленной звуковых волн [84, 95]. В отличие от предыдущего случая с одним сортом ионов, в дисперсионном уравнении для плазмы с двумя сортами ионов возникают два решения (в области, где $\gamma_{f,s} \ll \omega_{f,s}$). Эти два решения - быстрая и медленная ветви звуковых колебаний - зависят от условий, накладываемых на частоту колебаний.

Аналитическое выражение для частоты быстрой волны, отвечающее пределу холодных тяжелых ионов обоих сортов, $\omega_f \gg kv_{T_{1,2}}$, можно записать в виде [94]

$$\frac{\omega_f}{kv_{T_1}} = \tilde{\omega}_f = \sqrt{r_1 \left(1 + \frac{\mu}{a}\right) + \frac{3(a^2 + \mu)}{a(a + \mu)}}, \quad (1.45)$$

$$r_1 = \frac{Z_1^2 n_1 T_e}{n_e T_1 (1 + k^2 \lambda_{De}^2)}.$$

В этом пределе бесстолкновительное затухание Ландау имеет вид:

$$\frac{\gamma_i^f}{kv_{T_1}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{a \tilde{\omega}_f^4}{\mu + a} \left(\exp \left[-\frac{\tilde{\omega}_f^2}{2} \right] + \mu \sqrt{a} \exp \left[-\frac{a \tilde{\omega}_f^2}{2} \right] \right). \quad (1.46)$$

Данное приближение реализуется для $r_1 \gg 1/a$.

Для другого предельного случая, когда массы (температуры) ионов сильно отличаются друг от друга, $kv_{T_1} \ll \omega_s \ll kv_{T_2}$, возможно возбуждение медленной волны, для которых легкие ионы играют роль схожую с электронами [94]:

$$\frac{\omega_s}{kv_{T_1}} = \tilde{\omega}_s = \sqrt{\frac{r_1}{1 + r_1 \mu} + 3}, \quad (1.47)$$

$$\frac{\gamma_i^s}{kv_{T_1}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tilde{\omega}_s^4 \left(\mu \sqrt{a} + \exp \left[-\frac{\tilde{\omega}_s^2}{2} \right] \right).$$

Фактически, приведенные выше приближенные выражения (1.45 - 1.47) могут использоваться для описания звуковых волн в плазме с двумя сортами ионов только для очень узкого диапазона параметров плазмы, как правило, трудно реализуемого на практике, что приводит к необходимости использования численного решения дисперсионного уравнения. Это демонстрируется ниже

для нескольких конкретных примеров путем сравнения приближенных выражений (1.45 - 1.47) с результатами точного расчета (численного решения уравнения (1.44)). В качестве нескольких первых примеров рассмотрим плазму, образован-

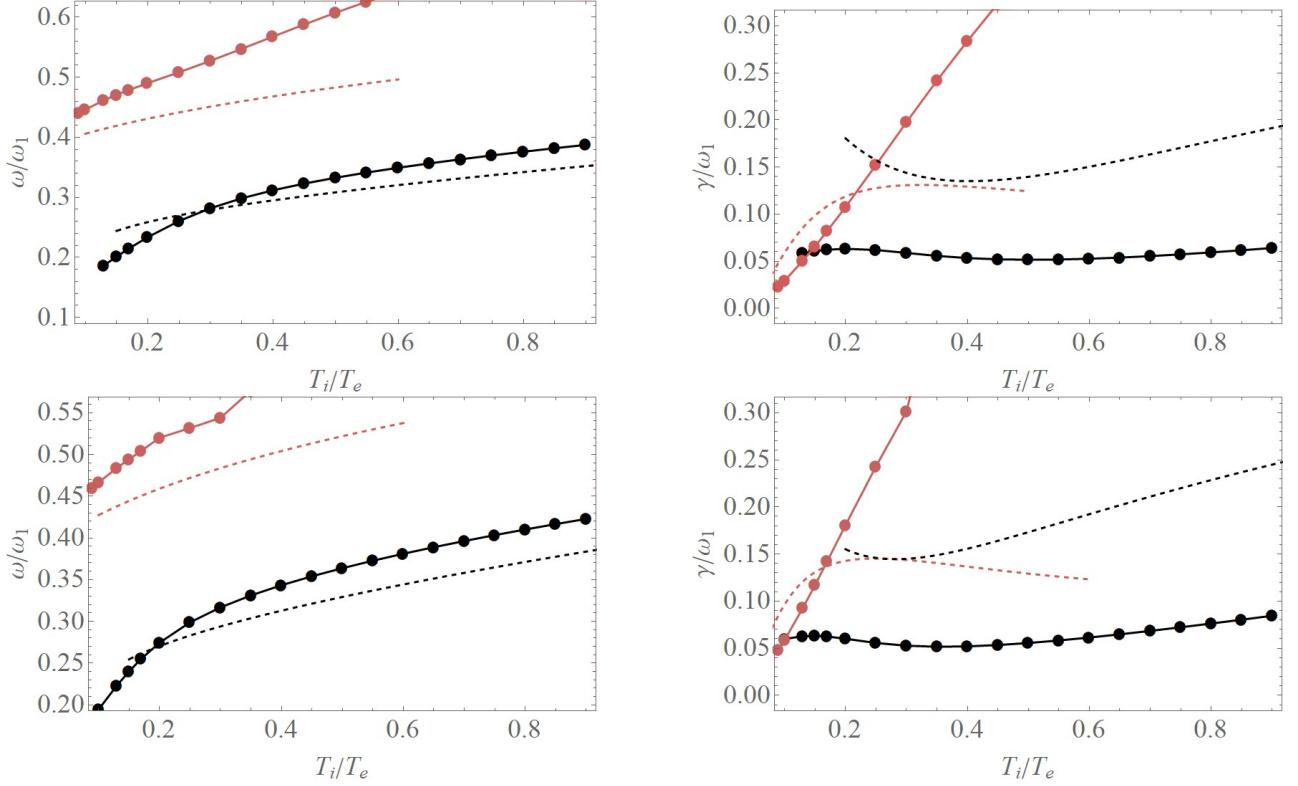


Рисунок 1.8: Зависимость частоты (а, в) и коэффициента затухания (б, г) быстрой (красные кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для CH_2 -плазмы с $Z_1 = 6$ (а, б) и CH -плазмы с $Z_1 = 4$ (в, г) для $k\lambda_{De} = 0.3$. Пунктирные кривые отвечают приближенным формулам (1.45)-(1.47).

ную в результате ионизации пластиковых CH - и CH_2 -мишеней. Во всех случаях предполагалась одинаковая температура двух сортов ионов, $T_1 = T_2 = T_i$, что приводило к значению $a = 1/12$. Рассматривалась как полностью ионизованная плазма $Z_1 = 6$, так и плазма с ионизацией ионов углерода до $Z_1 = 4$. Для CH -плазмы с одинаковой концентрацией ионов водорода и углерода введенные выше управляющие параметры имеют следующие значения: $\mu = 1/36$ ($Z_1 = 6$) и $\mu = 1/16$ ($Z_1 = 4$), а для CH_2 -плазмы: $\mu = 1/18$ ($Z_1 = 6$) и $\mu = 1/12$ ($Z_1 = 4$). На рис. 1.8 приведены зависимости частоты и коэффициента затухания обоих веток звука в сравнении с приближенными формулами. Видно, что отличие CH_2 -плазмы с $Z_1 = 6$ и CH -плазмы с $Z_1 = 4$ не очень велико, что связано с близкими значениями параметра μ .

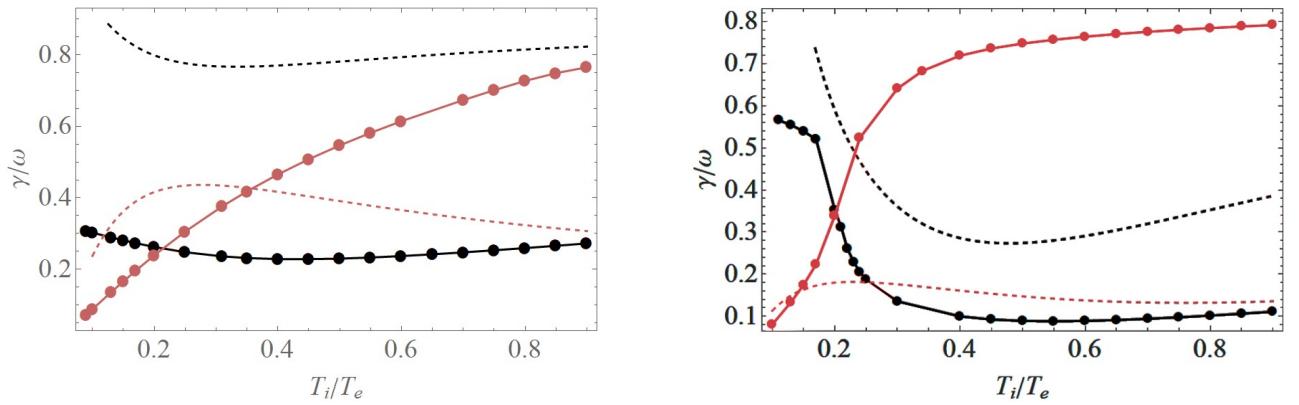


Рисунок 1.9: Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте (γ/ω) для быстрой (серые кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для CH_2 -плазмы с $Z_1 = 4$ (а) и CH -плазмы с $Z_1 = 6$ (б) для $k\lambda_{De} = 0.3$. Пунктирные кривые отвечают приближенным формулам (1.45)-(1.47) для $k\lambda_{De} = 0.3$.

В то же время, двукратное уменьшение μ (для CH -плазмы с $Z_1 = 6$) приводит к некоторому изменению поведения звуковых волн, хорошо видному на рис. 1.9, где изображены отношения коэффициента затухания к частоте в зависимости от разницы электронной и ионной температуры как для быстрого, так и для медленного звука. В частности, несколько уменьшается и становится более ярко выраженной область слабозатухающих колебаний, $\omega \gg \gamma$, которая для медленного звука отвечает $T_i > 0.25T_e$. Для быстрого звука, как и можно было ожидать, слабозатухающие колебания возникают только в сильно неизотермической плазме. Полученное точное решение дисперсионного соотношения дает границу возможного рассмотрения слабозатухающих колебаний для быстрого звука $T_i \lesssim 0.2T_e$. Отметим, что полученные численные результаты для CH -плазмы (приведенные на рис. 1.9б) совпадают с расчетами, приведенными в статьях [95, 96].

В качестве еще одного примера рассмотрим модель XeH -плазмы, в которой концентрация ксенона составляет 5%. Для такой плазмы ($Z_1 = 40$, $Z_2 = 1$, $n_H = 19n_{Xe}$) управляющие параметры имеют следующие значения: $a = 1/131$, $\mu = 19/1600$. В данной плазме возможно возбуждение обеих веток колебаний (как медленного, так и быстрого звука) практически для любых рассмотренных значений отношений температур электронов и ионов, за исключением изотермической плазмы, где ветвь колебаний быстрой звуковой волны сильно затухает (см. рис. 1.10).

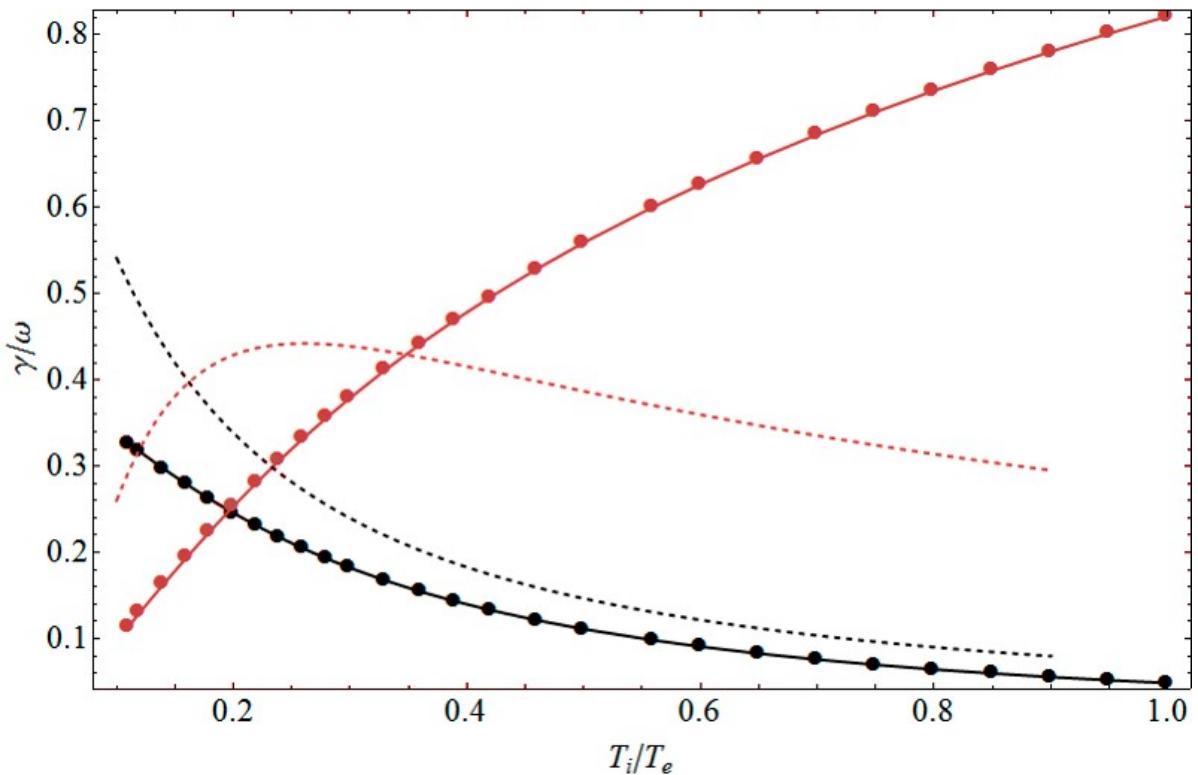


Рисунок 1.10: Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте (γ/ω) от отношения температуры ионов к температуре электронов для ХeН-плазмы для $k\lambda_{De} = 0.2$. Красным цветом выделена ветвь быстрого звука, а черным - медленного. Пунктирные кривые отвечают приближенным формулам (1.45) - (1.47).

Во всех рассмотренных случаях наблюдается довольно сильное расхождение между результатами точного расчета и приближенными выражениями (1.45 - 1.47) как для медленной, так и быстрой звуковой волн. Особенно сильно отличие проявляется в вычислении коэффициента затухания звуковых колебаний. Поэтому использование приближенных формул для конкретных примеров может приводить к некорректным результатам.

1.2.2 Порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов.

Рассмотрим возникновение ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов. Сразу стоит отметить, что по сравнению со случаем плазмы с одним сортом ионов, из-за изменения частоты и затухания ионно-звуковых колебаний меняется порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

Возникновение неустойчивости связано с изменением знака $\gamma = \gamma_s - \gamma_i$ с

ростом параметра $\delta = 3/2 \cos \theta \xi \lambda_{ei} d \ln T_e / dx$, которое достигается при определенном значении волнового числа $k \lambda_{De}$. Формально, пороговые значения $k \lambda_{De}$ и δ , приводящие к возникновению неустойчивости, вычисляются как решение системы уравнений 1.12

В дальнейшем в качестве критерия возникновения неустойчивости использовалось условие $\gamma > 0.01 \omega_{L1}$, которое отвечает характерному времени нарастания неустойчивости в области критической плотности меньше 3-4 нс (для CH-плазмы). Также из рассмотрения исключалась область малых волновых чисел $k \lambda_{De} < 0.1$, для которой рассматриваемое бесстолкновительное приближение может быть неоправданным [94]. Расчеты проводились для отношения температур, удовлетворяющих условию существования ионно-звуковых волн, $\omega \gg \gamma$. Например, для CH-плазмы это условие выполняется при $T_i > 0.23 T_e$ в области медленного звука и при $T_i < 0.23 T_e$ в области быстрого звука. Результаты расчетов для CH- и CH₂ плазмы приведены на рис. 1.11.

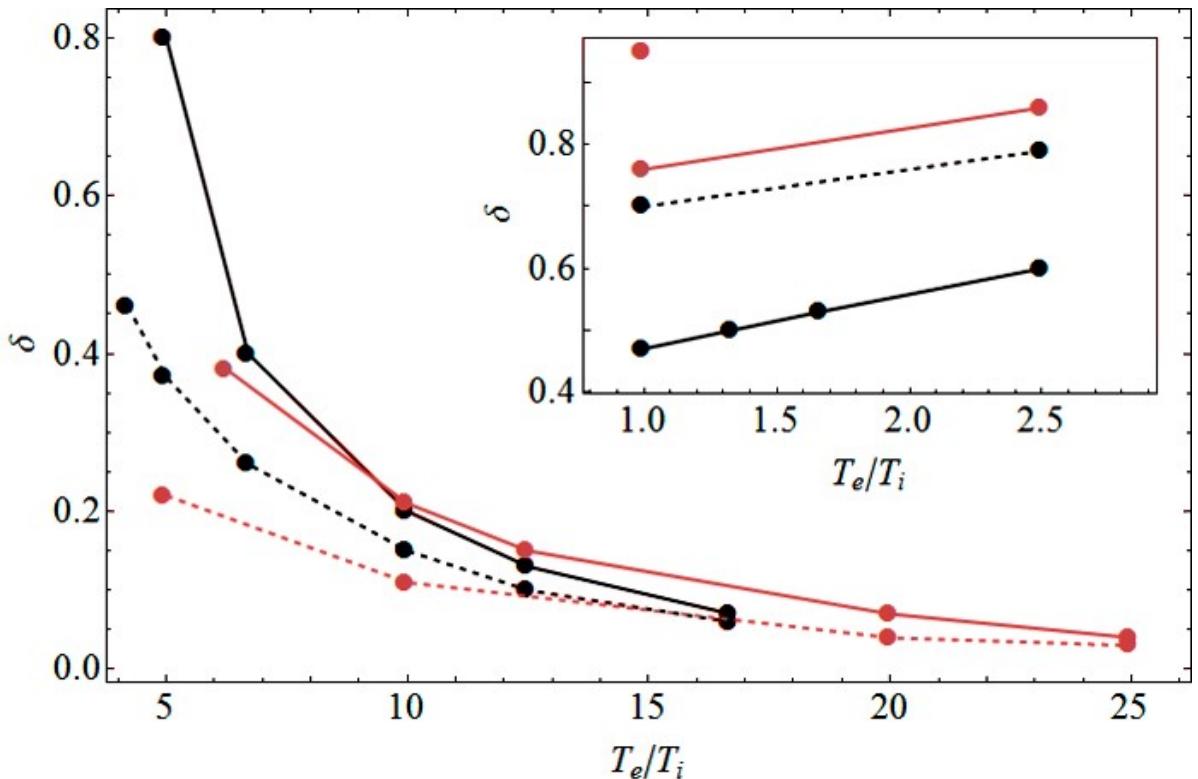


Рисунок 1.11: Зависимость порогового значения δ , приводящего к возникновению ионно-звуковой неустойчивости, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для CH- (черные кривые) и CH₂ плазмы (красные кривые) для $Z = 6$ (сплошные кривые) и $Z = 4$ (пунктирные кривые).

Проведенные расчеты показывают, что раскачка неустойчивости возникает в плазме с резкими градиентами температуры (сравнимыми с длиной свободного пробега электронов). Для изотермической СН-плазмы вблизи критической плотности электронов (для второй гармоники лазерного света) с температурой порядка 3 кэВ неустойчивость обратного тока может возникать, если характерный масштаб неоднородности температуры оказывается порядка 20 микрон. Строго говоря, в этом случае параметр δ не определяется локальным градиентом температуры в данной точке, а является более сложной функцией профиля температуры [85]. Однако приведенная выше оценка остается верной по порядку величины.

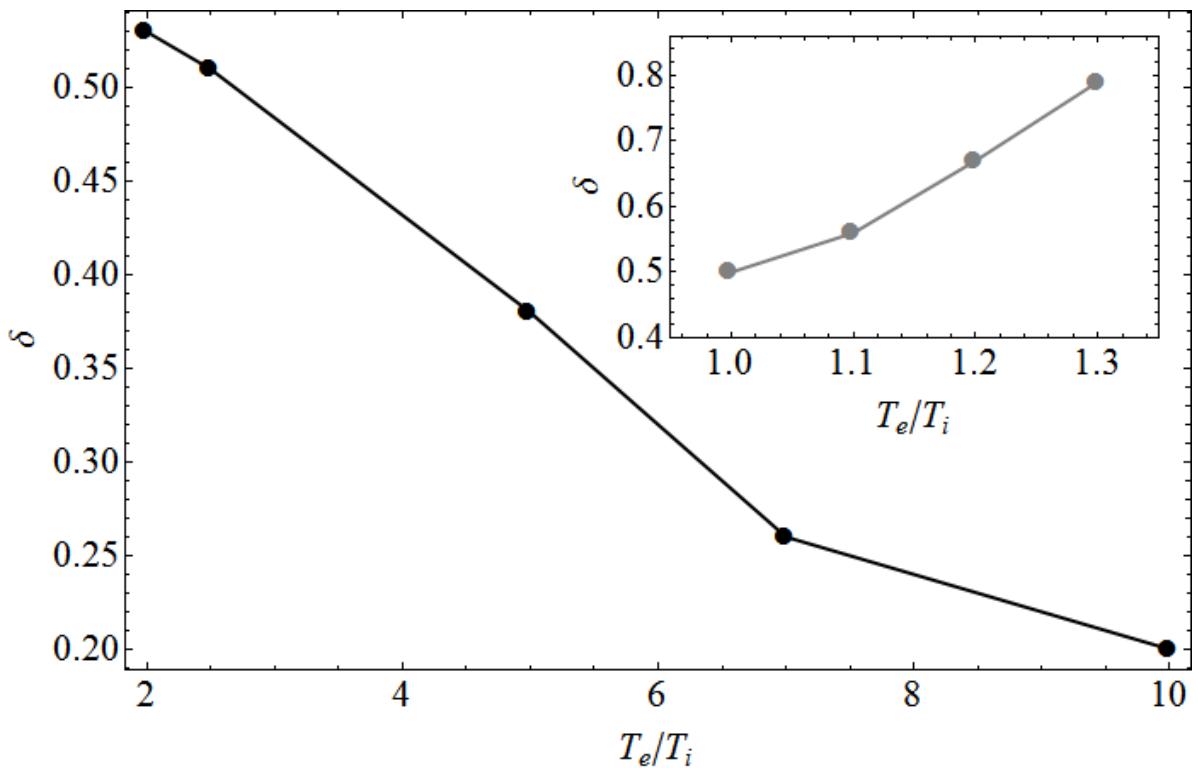


Рисунок 1.12: Зависимость порогового значения δ , приводящего к возникновению ионно-звуковой неустойчивости, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для ХeН-плазмы.

Добавление малой примеси ионов ксенона к водородной плазме также приводит к возбуждению ионно-звуковой неустойчивости обратного тока как за счет быстрого звука, так и медленного звука (см. рис. 1.12). Однако в последнем случае неустойчивость может возникать в изотермической плазме (с практически равными температурами электронов и ионов) с достаточно значительными

градиентами температуры.

1.2.3 Сравнение декрементов раскачки ионно-звуковой неустойчивости с упрощенными моделями среднего и эффективного иона.

Стоит отметить, что описание плазмы с несколькими сортами ионов является сложной задачей даже в случае бесстолкновительной плазмы. Для упрощения расчетов можно воспользоваться различными моделями, позволяющими свести многокомпонентную плазму к более простому и более изученному случаю плазмы с одним сортом ионов. В данном разделе мы рассмотрим две модели, которыми обычно пользуются для упрощения расчетов плазмы с несколькими сортами ионов - модель со средним зарядом иона и модель с эффективным зарядом иона - и сравним их с точным численным решением дисперсионного уравнения для плазмы с двумя сортами ионов.

В гидродинамических расчетах для описания плазмы с несколькими сортами ионов используют модель среднего иона, позволяющую свести задачу к случаю плазмы с одним сортом ионов. При этом используют среднее значение заряда, $Z_{cp} = (Z_1 n_1 + Z_2 n_2) / (n_1 + n_2)$ и среднюю эффективную массу иона $M_i = (M_1 n_1 + M_2 n_2) / (n_1 + n_2)$ [94]. Такой подход позволяет учесть среднее давление плазмы, но не годится для описания кулоновских столкновений. В случае необходимости учета кулоновских столкновений, как показано ранее, необходимо вводить эффективный заряд Z_{eff} .

Рассмотрим задачу вычисления коэффициента затухания ионно-звуковой волны, используя две предложенные упрощенные модели, что позволит воспользоваться описанными в главе 2 формулами (1.2)-(1.3) для вычисления инкремента затухания для плазмы без столкновений.

В качестве модели возьмем вещество CH_2 (материал, из которого состоит испаряемая оболочка мишени). Для модели среднего иона значение заряда будет равно Z_{cp} , а для модели с эффективным зарядом иона $Z_{eff} = 3$, затем сравним с точными вычислениями для плазмы CH_2 с $Z_c = 4$ (рассматриваем случай быстрой ионно-звуковой волны).

Так, на рис. 1.13 проведены значения инкремента нарастания ионно-звуковой неустойчивости в сильно неизотермической CH_2 -плазме за счет быстрой звуковой волны в сравнении с модельными вычислениями, основанными на при-

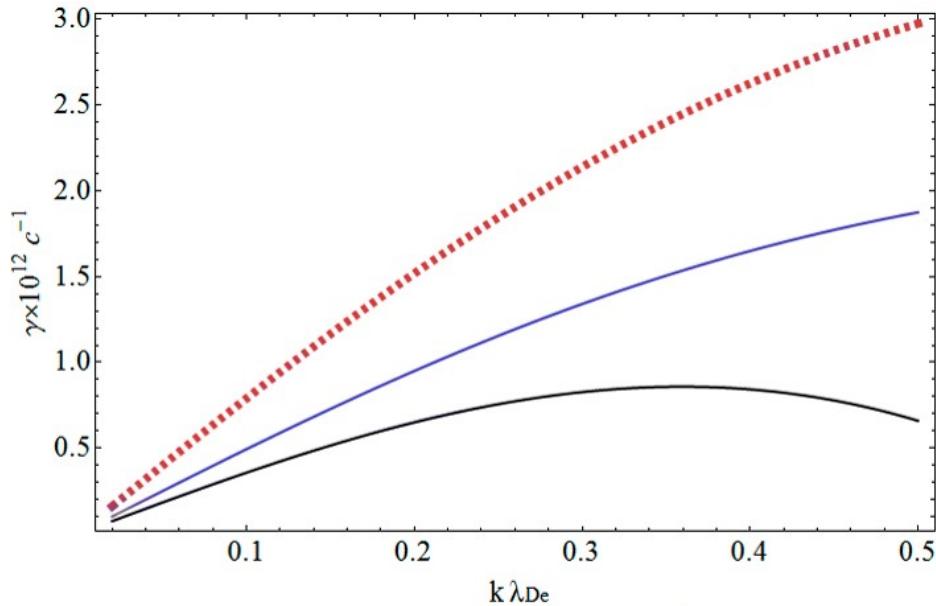


Рисунок 1.13: Инкремент ионно-звуковой неустойчивости γ для $T_e/T_i = 10$ и $\delta = 0.2$ для CH_2 -плазмы с $Z=4$ (черная кривая). Синим цветом показаны предсказания модели с эффективным зарядом иона $Z_{eff} = 3$, а пунктирная красная кривая отвечает модели среднего иона с $Z_{cp} = 2$.

ближении среднего иона ($Z_{cp} = 2$) и моделью ионов с эффективным зарядом ($Z_{eff} = 3$). Данные приближения упрощают гидродинамическое моделирование, но не позволяют полностью корректно описать инкремент нарастания ионно-звуковой неустойчивости. Как видно из рис. 1.13, упрощенные модели не способны количественно описать инкремент нарастания ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов, приводя к существенным отличиям от точного решения для любых значений $k\lambda_{De}$. Эти существенные отличия приводят к необходимости вычисления точных спектров ионно-звуковых колебаний при рассмотрении плазмы с несколькими сортами ионов.

1.2.4 Выводы

В данном разделе изучены условия возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов (Для CH , CH_2 и HeH плазмы). Продемонстрирована необходимость точного решения дисперсионного уравнения для корректного определения порогов возникновения неустойчивости и инкрементов ее нарастания.

Показана возможность раскачки неустойчивости в изотермической плазме (с равными температурами электронов и ионов) за счет возбуждения медленного звука. Однако, в целом, приведенные результаты предсказывают, что для раскачки ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов требуется довольно резкие градиенты температуры (сравнимые с длиной свободного пробега горячих электронов), примерно на порядок большие, чем для плазмы с одним сортом ионов. Уменьшение градиентов, необходимых для возбуждения неустойчивости, можно ожидать только для сильно неизотермической плазмы, когда температура электронов значительно превышает температуру ионов. В этом случае возбуждаемая быстрая звуковая волна ведет себя подобно звуковой волне в плазме с тяжелой компонентой ионов. Поэтому для плазмы короны лазерного термоядерного синтеза, образованной за счет разлета аблатора сложного ионного состава, возбуждение ионно-звуковой неустойчивости можно ожидать только на начальной стадии нагрева, пока температуры электронов и ионов плазмы не успевают выровняться за счет электрон-ионных соударений.

Проведенный анализ основан на бесстолкновительном подходе, использованном для определения частоты и затухания ионно-звуковых колебаний. Можно ожидать, что столкновения между тяжелыми и легкими сортами ионов приведут к некоторому увеличению значений градиентов температуры, необходимых для возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

1.3 Основные результаты главы

Предложено простое аналитическое выражение для пороговой величины градиента температуры плазмы в зависимости от ее параметров, приводящего к развитию ионно-звуковой неустойчивости. Данное выражение позволяет определить порог возникновения неустойчивости в гидродинамических расчетах и учесть дополнительное аномальное поглощение при развитии ионно-звуковой турбулентности.

Гидродинамические расчеты разлета плазменной короны мишени ЛТС продемонстрировали, что учет аномального поглощения, инициируемого ионно-звуковой неустойчивостью обратного тока, возникающей вблизи критической плотности, приводит к увеличению доли поглощенного излучения на $\sim 10\%$ при интенсивности лазерного поля $I \gtrsim 7 \times 10^{14}$ Вт/см².

В случае плазмы с двумя сортами ионов были исследованы ионно-звуковые колебания, определены частоты и коэффициенты затухания для ветвей: быстрого и медленного звука. Рассчитан пороговый градиент температуры, необходимый для возбуждения ионно-звуковых колебаний. Также было выявлено, что существующие приближенные аналитические модели не обеспечивают требуемой точности для описания звуковых колебаний в реальных условиях термоядерного синтеза, поскольку их применимость ограничена узкими, как правило, трудно достижимыми на практике параметрами.

Глава 2

Моделирование преплазмы с целью улучшения ускорения заряженных частиц

Как уже было показано, преплазма, образующаяся под действием предимпульса, существенно повышает эффективность ускорения как электронов, так и ионов [55, 98–100]. Предимпульс может быть как естественным (обусловленным, например, усиленным спонтанным излучением), так и созданным искусственно с помощью дополнительного нано- или пикосекундного импульса. Корректное описание разлёта мишени под действием такого предварительного облучения является важнейшим условием для моделирования и интерпретации экспериментальных данных, поскольку показывает необходимость учёта модификации мишени.

Параметры образующейся преплазмы, в свою очередь, зависят от характеристик мишени. Увеличение плотности мишеней (вплоть до значений порядка критической плотности) позволяет увеличить число высокоэнергетичных частиц и достичь рекордных коэффициентов конверсии лазерной энергии. Для создания мишеней с заданной плотностью и структурой используются аэрогели, пены, кластерные и другие сложные мишени. Однако, такого же эффекта можно добиться и с использованием классических тонких фольг, особенно при управляемом формировании преплазмы. Наиболее прямой способ управления параметрами мишени заключается в создании протяжённой плазменной области с помощью синхронизированного с основным импульсом наносекундного предимпульса. Также преплазма может образовываться без использования дополнительного импульса, при низком коэффициенте контрастности основно-

го фемтосекундного импульса, так как высокая пиковая интенсивность лазера обеспечивает предимпульс с интенсивностью, достаточной для того, чтобы ионизовать мишень на переднем фронте и сформировать преплазму.

2.1 Разлет мишени под действием наносекундного лазерного импульса

2.1.1 Постановка задачи

Задача разлета мишени под действием наносекундного предимпульса рассматривалась в рамках гидродинамического подхода. Моделирование разлета плазмы проводилось при помощи многомерного гидродинамического кода FRONT, разработанного для задач гидродинамики и включающего в себя основные физические эффекты, играющие большую роль на этой стадии, такие как двухтемпературная гидродинамика, лазерный нагрев, электрон-ионные столкновения, электрическая теплопроводность, ионизация и свойства вещества. В отличие от расчетов со сферически-симметричной мишенью, проведенных в первой главе, здесь рассматривается цилиндрическая геометрия, что оказывается важным для учета трехмерных эффектов разлета плазмы не только в направлении распространения лазерного импульса, но и в поперечном направлении.

Свойства вещества в рамках данного подхода описываются при помощи уравнения состояния, которое играет определяющую роль в задаче разлета мишени. Наиболее простой вариант уравнения состояния - идеальная плазма с переменным зарядовым составом. Давление в случае использования этого уравнения состояния оказывается пропорционально концентрации частиц каждого типа, $p_{e,i} = n_{e,i} k_b T_{e,i}$, а плотность энергии имеет вид $\rho_{e,i} = 1.5 n_{e,i} k_b T_{e,i}$. Ионизационные процессы описываются при помощи уравнение Саха [101] (формула Саха получена в 1920-21 гг. и определяет степень ионизации плазмы в условиях термодинамического равновесия). Такое уравнение состояния хорошо работает для низкоплотной плазмы, однако не позволяет корректно описывать поведение вещества твердотельной плотности, что может приводить к ошибочной динамике разлета твердотельной мишени. Таким образом, требуется уравнение состояния, которое применимо как к твердотельной фазе, так и к плазменной короне.

Данное уравнение состояния должно учитывать несколько различных состояний, так как изначально холодная мишень, имеющая при комнатной температуре твердотельную плотность, разогревается и испаряется по мере действия лазерного импульса, формируя горячую область и плазменную корону. Горячая область низкоплотной плазмы хорошо описывается при помощи уравнения состояния идеальной плазмы с учетом ионизации, однако это уравнение состояния, возможно, не подходит для описания изначального состояния мишени. Соответственно, также присутствует и переходная область между состоянием холодной мишени и горячей плазмы. Для построения уравнения состояния (обозначим его QEoS), которое учитывало бы как твердотельную, так и низкоплотную корону, воспользуемся подходом, описанным в работе [102]. Электронная компонента описывается с помощью модели Ферми-Дирака, которая учитывает вырождение электронов при высокой плотности, а также переходит в модель идеальной плазмы при низкой плотности и высокой температуре. Ионизационное состояние рассчитывается в этой модели согласованно с решением задачи о распределении электронов. Его значение близко к значению, которое выдает модель Саха.

Для ионной компоненты используется модель Кована, которая предполагает интерполяционные выражения для свободной энергии ионов с учётом трёх фаз: твердотельной, жидкой и газовой. Переход между этими фазами задается с помощью температуры плавления и температуры Дебая, для которых также представлены эмпирические зависимости от плотности. Ионное давление не зависит от ионизационного состояния, поэтому такая интерполяция достаточно. Эти две модели дополняются полуэмпирической поправкой на энергию связи, что позволяет получить атмосферное давление при нормальной плотности вещества и комнатной температуре. Такая модель хорошо описывает как ударноволновое сжатие веществ, что подтверждается сравнением с экспериментальными данными, так и расширение плазмы при высокой температуре (что происходит при лазерном облучении).

В моделировании были рассмотрены два варианта уравнений состояния: широкодиапазонное, описанное выше, и уравнение состояния для идеальной плазмы с учетом переменной ионизации, проведено сравнение расчетов с разными уравнениями состояния и показаны неточности в описании разлета мишени, к которым приводит использование уравнения состояния, применимое для горя-

чей плазменной короны, что показывает важность учета холодной составляющей. Также в рамках моделирования проведено сравнение расчетов в одномерной геометрии с расчетами, проведенными в RZ-геометрии (цилиндрической), которая позволяет полноценно учесть многомерные гидродинамические эффекты. Это позволяет проверить, насколько различные приближения влияют на описание разлетающейся мишени и формирование преплазмы.

В данной работе исследовалось взаимодействие лазерного импульса с гауссовым распределением по радиальной координате с характерным масштабом 5 мкм с интенсивностями от 10^{11} Вт/см² до 10^{13} Вт/см² и твердотельной мишени толщиной 6-10 мкм. Длительность импульса нарастала в течение 0.3 нс и оставалась постоянной до момента времени 5 нс. Моделирование проводилось в цилиндрической геометрии, что позволяет учитывать многомерные гидродинамические эффекты.

Мишень заполнена однородным веществом с нормальной плотностью ρ_0 (для алюминия $\rho_0 = 2.7$ г/см³). Лазерный импульс падает по нормали к поверхности, что приводит к ее нагреву, испарению и разлету в вакуум. Из-за симметрии задачи расчет проводится в цилиндрической геометрии (с симметрией по углу ϕ), что позволяет полноценно учесть трехмерный разлет плазмы. Использованный в численном моделировании гидродинамический код эйлерового типа не позволяет описывать вакуумное состояние напрямую, поэтому вместо вакуума задается низкоплотная среда (для упрощения с тем же уравнением состояния, что и вещество мишени). При достаточно низкой плотности ρ_1 такое окружение не оказывает влияния на динамику разлета самой мишени, что напрямую проверяется дальнейшим понижением плотности окружающей среды: от ее плотности результат не зависит. В расчетах ниже использовалось значение $\rho_1 = 2 * 10^{-5} \rho_0$. Еще одна модификация постановки, связанная с требованием численных алгоритмов: переход между мишенью и окружающим низкоплотным веществом должен быть плавным, поэтому в области перехода плотность задается меняющейся по экспоненте.

Важно следить, чтобы размер переходной области был много меньше, чем дальнейшие масштабы разлета плазмы, в этом случае формирующаяся плазменная корона не зависит от размера переходной области, что также явно проверяется в расчетах. Таким образом, начальная постановка выбрана таким образом, чтобы дополнительные параметры, помимо вещества мишени и ее на-

чальной плотности, не оказывали влияния на дальнейшую динамику разлета мишени. Схема постановки задачи приведена на рис. 2.1

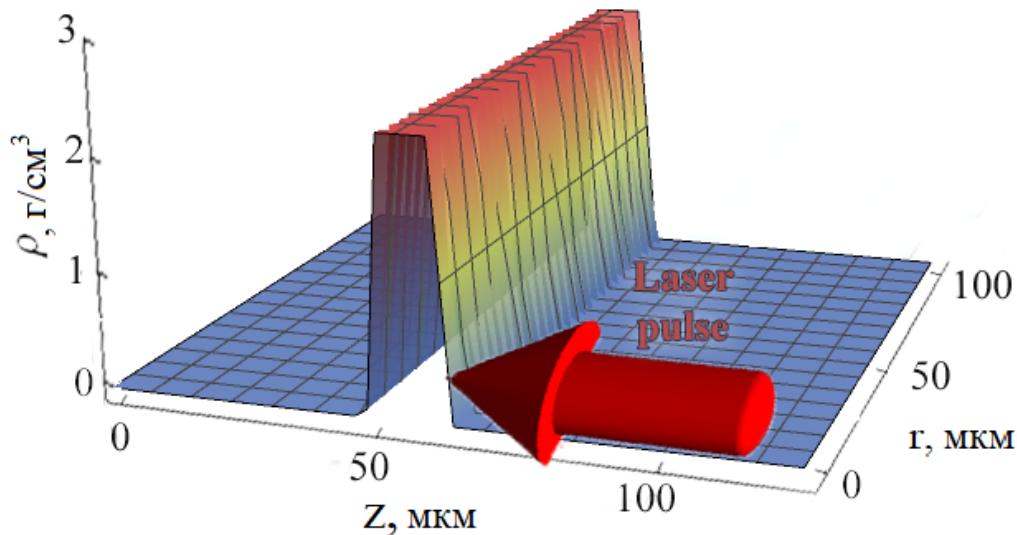


Рисунок 2.1: Детали моделирования. Лазерный импульс падает по нормали в центр мишени с плотностью $\rho(r, z)$

Согласно модели Томаса-Ферми, при нормальных условиях средний заряд алюминия равняется 2.4, при котором формально концентрация электронов оказывается выше критической. Лазерное излучение поглощается через обратнотормозной механизм. Разогретое вещество быстро разлетается, образуя плазменную корону. Так, температура в области поглощения поднимается до ~ 100 эВ за времена порядка 100 пс. После выхода интенсивности лазерного импульса на плато температура меняется слабо. Разлетающаяся горячая плазма заполняет пространство на переднем фронте мишени, а в обратную сторону, вглубь мишени, идёт относительно слабая (для рассматриваемых интенсивностей) ударная волна. На рис. 2.2 приведена серия ударных волн для интенсивности лазерного импульса 10^{13} Вт/см².

2.1.2 Основные результаты моделирования

Типичные профили плотностей мишеней, получаемые в ходе расчета, приведены на рис. 2.3. Видно появление преплазмы на переднем фронте мишени. Толщина мишени внутри фокального пятна уменьшается по мере испарения, а сама мишень сдвигается вглубь. При этом поперечный размер образующейся

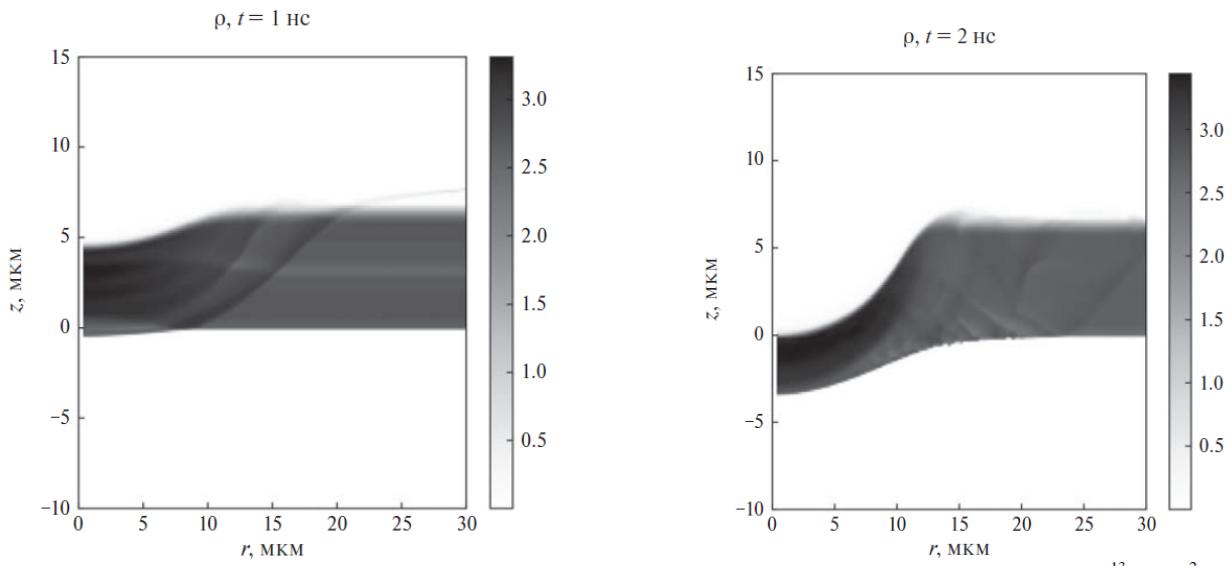
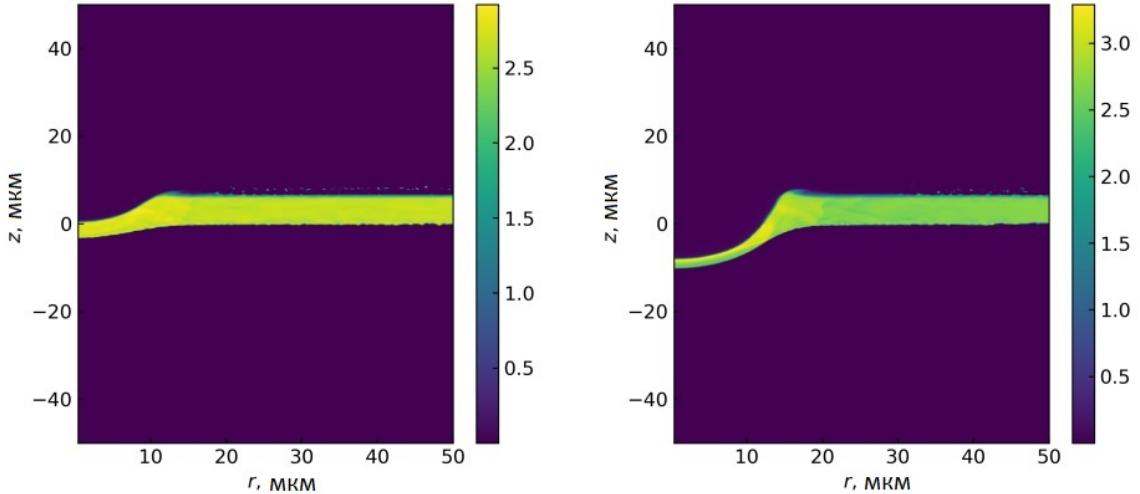


Рисунок 2.2: Серия ударных волн на мишени при облучении лазерным импульсом с интенсивностью $I_1 = 10^{13}$ Вт/см².

каверны оказывается значительно больше характерного поперечного размера лазерного импульса. Это, видимо, связано с тем, что область абляции в поперечном направлении типично несколько превосходит размер фокального пятна.



$$I = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$$

$$10^{13} \text{ Вт/см}^2$$

Рисунок 2.3: Профили плотности, полученные в ходе облучения мишени лазерным импульсом с интенсивностью 10^{12} (слева) и 10^{13} Вт/см² (справа) в момент времени 3 нс (плотности энергии 3 и 30 кДж/см²).

Здесь стоит отметить, что данная динамика мишени возможна из-за двухкомпонентного уравнения состояния, в котором холодная составляющая позволяет поддерживать упругость в плотной среде. При использовании уравнения идеальной плазмы скорость звука в среде оказывается значительно ниже, чем скорость звука в холодном алюминии при нормальной плотности. Вследствие того, что скорость звука характеризует скорость распространения малых возмущений в среде, пластина при использовании уравнения идеальной плазмы не смещается целиком, как было показано выше, а сгребается первой ударной волной. В то же время, в области низкоплотной плазмы, параметры разлетающейся мишени оказываются довольно близкими друг к другу для двух уравнений состояния. На рис. 2.4 видно, что и профили электронной концентрации, n_e , и электронной температуры, T_e , оказываются близки для обоих расчетов. Данное согласие в расчетах обуславливается тем, что в плазменной короне профили определяются только свойствами вещества и величиной энерговыделения.

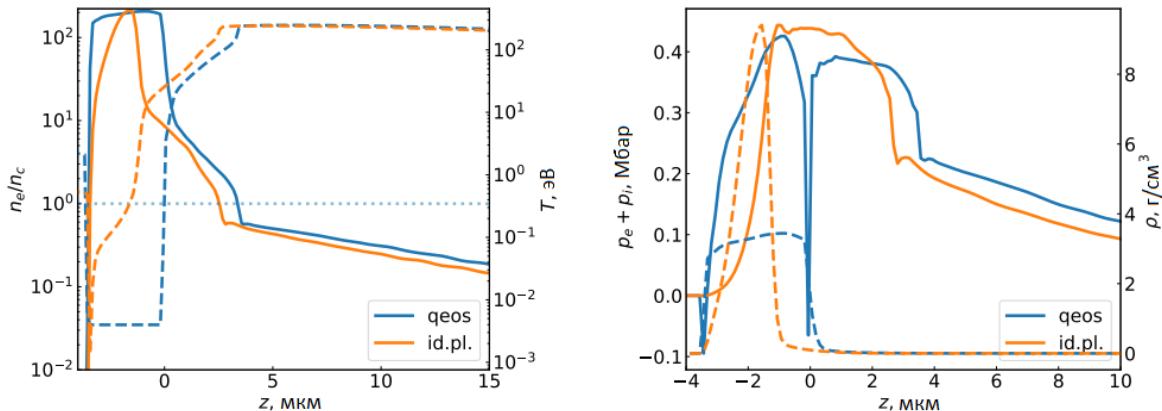


Рисунок 2.4: Сравнение профилей плотности электронов (сплошные линии) и температуры электронов (пунктирные линии) для расчетов с различными уравнениями состояния (слева). Давление (сплошные линии) и плотности (пунктирные линии) в плазме (справа). Расчеты соответствуют интенсивности лазерного импульса $I = 10^{13}$ Вт/см² и моменту времени $t = 2$ нс.

Более заметные различия наблюдаются в области плотной плазмы. При использовании уравнения идеальной плазмы положение критической плотности оказывается на несколько микрон смещено вглубь мишени. Также для уравнения состояния идеальной плазмы максимальное значение давления находится на границе с плотной плазмой, что приводит к тому, что мишень сдвигается первой ударной волной. Для второго уравнения состояния пиковое значение давления находится в области высокой плотности, что связано с серией ударных

волн, прошедших по среде и сжавших мишень. Несмотря на это, если интересоваться только областью плазменной короны, более простого уравнения состояния идеальной плазмы оказывается достаточно. Однако в некоторых задачах (например, для определения точки фокусировки мощного короткого лазерного импульса) важно положение точки критической плотности, так как от этого зависит эффективность ускорения частиц.

При сравнении моделирования в цилиндрической и плоской геометрии видны более значительные различия. На рис. 2.5 приведено сравнение профилей концентрации и температуры электронов, полученных в ходе RZ (вдоль линии $R = 0$) и одномерных расчетов. В случае одномерных расчетов градиент плотности низкоплотной плазмы оказывается значительно завышенным по сравнению с расчетами в цилиндрической геометрии. Например, для интенсивности лазерного импульса $I = 10^{12}$ Вт/см² на момент времени 2 нс градиент плотности одномерных расчетов составляет 0.2 мкм⁻¹, что на порядок превышает градиент плотности, полученный в расчетах с цилиндрической геометрией. Плазменная корона для одномерных расчетов оказывается сильно вытянутой, с пологим градиентом плотности, тогда как для трехмерных расчетов наблюдается наличие нескольких различных градиентов плотности. Смещения пластин также отличаются, особенно это видно при высоких интенсивностях лазерного импульса: в случае одномерных расчетов мишень сдвигается значительно сильнее.

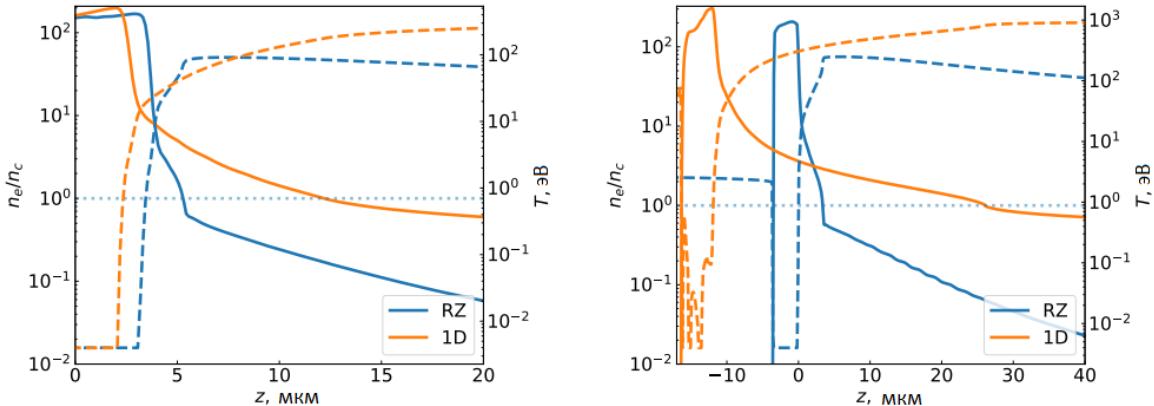


Рисунок 2.5: Сравнение профилей плотности (сплошные линии) и температуры электронов (пунктирные линии) для расчетов, проведенных в одномерной и цилиндрической геометрии. Расчеты соответствуют интенсивности лазерного импульса $I = 10^{12}$ Вт/см² (слева) и $I = 10^{13}$ Вт/см² (справа) и моменту времени $t = 2$ нс.

Стоит отметить, что используемая в расчетах модель обратнотормозного

поглощения может привести к не совсем корректным результатам поглощения в области низких температур. Коэффициент поглощения, определяемый через минимуму часть диэлектрической проницаемости, $k = 2\omega_{las}Im\sqrt{\epsilon}/c$, оказывается пропорциональным эффективной частоте столкновений. В используемой модели при уменьшении температуры частота столкновений растёт, $\nu_{ei} \sim T_e^{-3/2}$, что приводит к некорректному росту поглощения при низких температурах [103]. Для оценки роли влияния усиленного поглощения воспользуемся ограничением снизу температурой Ферми, $\nu_{ei} = \nu_{ei}(\max(T_e, T_F))$. Для алюминия значение $T_F = 4.7$ эВ при нормальной плотности. Расчёт с таким ограничением приводит к замедлению роста температуры, однако на малых временах (< 50 пс), и с течением времени (на временах ~ 100 пс) разница между расчётами исчезает. Таким образом, учёт корректного коэффициента поглощения на начальном этапе взаимодействия оказывает незначительное влияние на динамику разлета мишени при рассматриваемых параметрах лазерного импульса.

Короткие, пикосекундной длительности пики интенсивности, которые появляются на фоне непрерывного наносекундного импульса, также могут оказывать воздействие на динамику разлета мишени. Эти пики характерны для предимпульса некоторых лазерных установок [104] и также могут моделировать стремительное нарастание интенсивности в пикосекундном масштабе перед приходом фемтосекундного импульса [105].

Предполагая, что пикосекундный всплеск с интенсивностью $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² и длительностью $t_1 = 2$ пс имеет гауссов временной профиль и приходит на мишень спустя 2 нс после начала длинного наносекундного предимпульса с интенсивностью $I_2 = 10^{12}$ Вт/см² и длительностью $t_2 = 3$ нс (см. рис. 2.6(а)), получаем, что энергия пикосекундного всплеска в $I_1 t_1 / I_2 t_2 \sim 7$ раз превышает энергию наносекундного импульса.

Пикосекундный всплеск успевает значительно разогреть мишень и поменять градиент плотности около критики (величина обратной градиентной длины за короткое время меняется с 2.5 мкм⁻¹ до 3.2 мкм⁻¹, однако сама мишень не успевает отреагировать на воздействие всплеска за такое короткое время, а также градиент низкоплотной плазмы практически не изменяется. Однако, несмотря на незначительное влияние пикосекундного всплеска на параметры преплазмы, его наличие может привести к сильной ударной волне и дальнейшему разрушению мишени (см. рис. 2.6(б)).

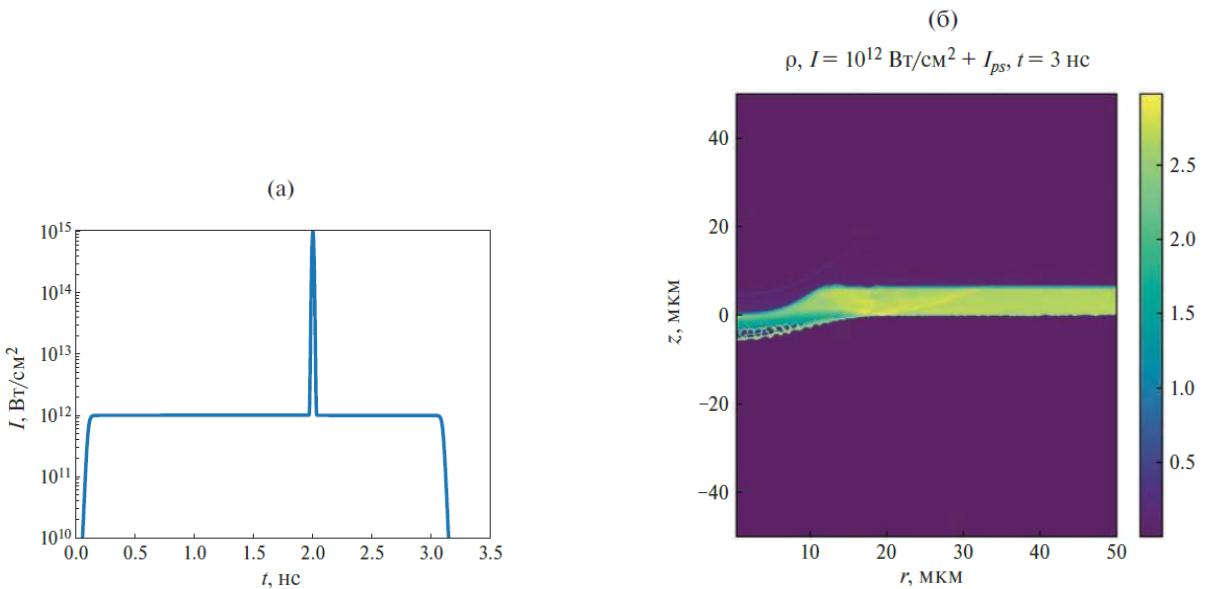


Рисунок 2.6: Пикосекундный всплеск с интенсивностью $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² и длительностью $t_1 = 2$ пс на фоне наносекундного импульса с интенсивностью $I_1 = 10^{12}$ Вт/см² и длительностью $t_2 = 3$ нс (а). Распределение плотности мишени после воздействия импульса в момент времени 3 нс (б).

Полученные в ходе расчетов профили плотности разлетающейся мишени можно описать при помощи функции суммы двух экспонент. Данное описание довольно хорошо соответствует моделируемым профилям плотности в областях околокритической плазмы и низкоплотного плазменного хвоста. Предлагаемая функция имеет вид:

$$n(z) = n_1 \theta(z_0 - z) \text{Exp}\left[-\frac{z}{d_1}\right] + n_2 \theta(z - z_0) \text{Exp}\left[-\frac{z}{d_2}\right]. \quad (2.1)$$

Где θ - функция Хевисайда, z_0 - точка, соответствующая величине сдвига мишени, d_1 и d_2 - характерные обратные градиентные длины профиля плотности разлетающейся плазмы в областях околокритической (на уровне 1-3 n_{cr}) и низкоплотной плазмы.

На рис. 2.7 приведены зависимости характерных обратных градиентных длин от плотности вложенной энергии для алюминиевой мишени толщиной 6 мкм. На графиках хорошо видно, что при увеличении плотности вложенной энергии характерная градиентная длина околокритической плазмы (слева) выходит на насыщение и перестает зависеть от плотности лазерного импульса. Характерная градиентная длина низкоплотной плазмы (справа) продолжает расти, однако её рост замедляется по мере увеличения плотности энергии ла-

зерного импульса.

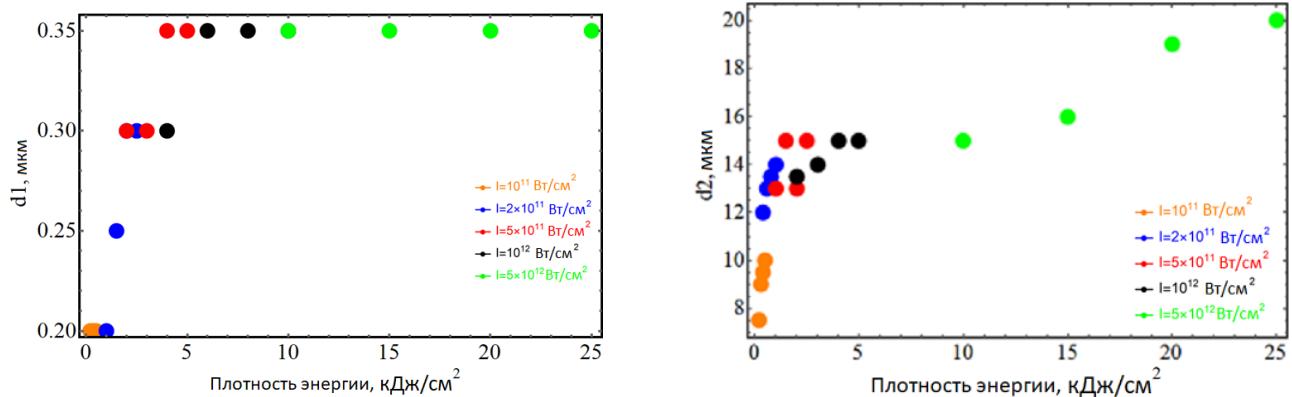


Рисунок 2.7: Зависимости характерных обратных градиентных длин околокритической d_1 (слева) и низкоплотной d_2 (справа) плазмы от плотности вложенной энергии для алюминиевой мишени толщиной 6 мкм.

В ходе исследования были вычислены характерные обратные градиентные длины преплазмы для мишеней из алюминия, кремния, железа и вольфрама. Из проведенных расчетов следует, что величина обратной градиентной длины при интенсивностях лазерного импульса, использовавшихся в расчетах, практически не зависит от материала мишени.

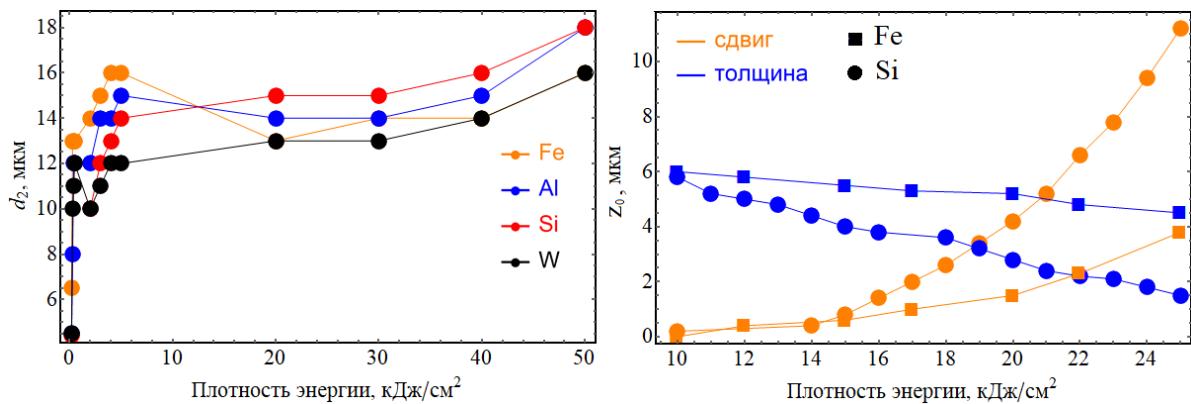


Рисунок 2.8: Зависимость обратной градиентной длины низкоплотной плазмы (d_2) от плотности энергии для мишеней из разных материалов (слева). Зависимость сдвига и толщины мишеней от плотности энергии для кремниевой и железной мишеней (справа).

Так, величина характерной обратной градиентной длины околокритической плазмы, d_1 , оказывается в пределах 0.15 – 0.3 мкм для всех рассматриваемых мишеней. А величина характерной обратной градиентной длины в области низкоплотной плазмы (см. рис. 2.8). меняется в пределах 4.5 – 18 мкм для алюминия.

ниевой и кремниевой мишней, 3.5 – 16 мкм для мишени из железа и 3.2 - 16 для мишени из вольфрама. Однако различия хорошо видны в твердотельной части мишней (см. рис. 2.8 и рис. 2.9).

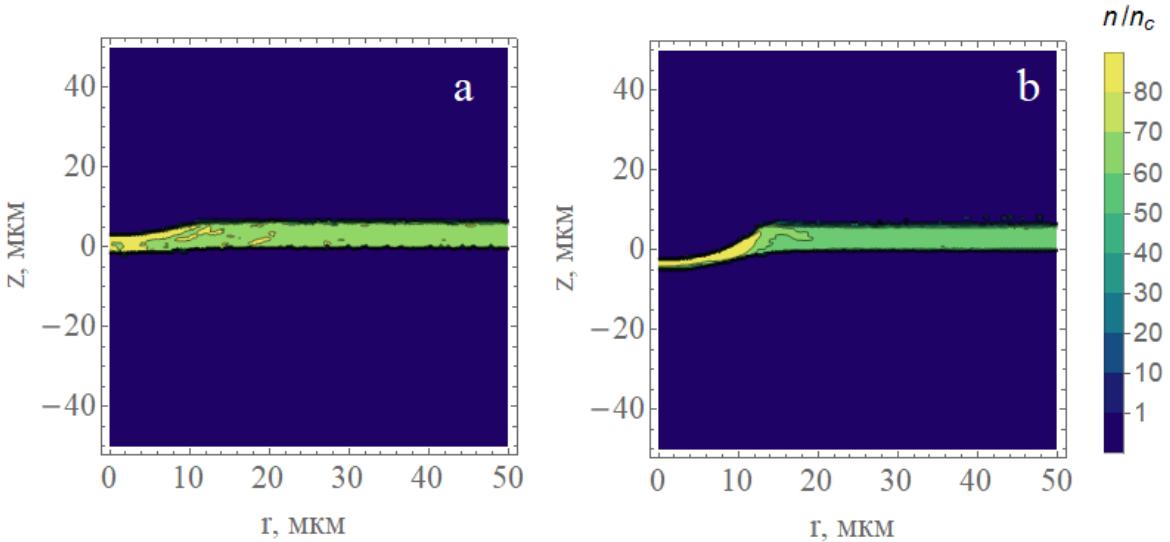


Рисунок 2.9: Распределение ионной плотности железной (а) и алюминиевой (б) мишней при интенсивности 10^{13} Вт/см² в момент времени 4 нс.

На рис. 2.8 справа приведены зависимости сдвига и толщины кремниевой и железной мишней от плотности вложенной энергии для интенсивности лазерного импульса $I = 5 \times 10^{12}$ Вт/см². При данной интенсивности лазерного импульса более легкие алюминиевая и кремниевая мишени сдвигаются на величину ~ 14 мкм, что в 3.5 раза больше, чем сдвиг более тяжелых мишней из железа и вольфрама. Разрушение задней стенки алюминиевой и кремниевой мишней наступает при интенсивности 10^{13} Вт/см², что соответствует плотности энергии 50 кДж/см².

Для мишней из алюминия были исследованы зависимости обратных градиентов плотности плазмы от толщины мишени. Типичные профили преплазмы, полученные в ходе расчетов, приведены на рис. 2.10.

Из графиков видно, что характерные обратные градиентные длины плотности преплазмы не зависят от толщины мишени при рассматриваемых в работе интенсивностях лазерного импульса. При этом величина характерной обратной градиентной длины преплазмы сохраняется при смещении до 10 микрон от центра мишени в поперечном направлении при пятне фокусировки 5-10 микрон. Приближенные формулы также хорошо описывают получаемые профили плотности преплазмы в областях околокритической плотности и низкоплотной

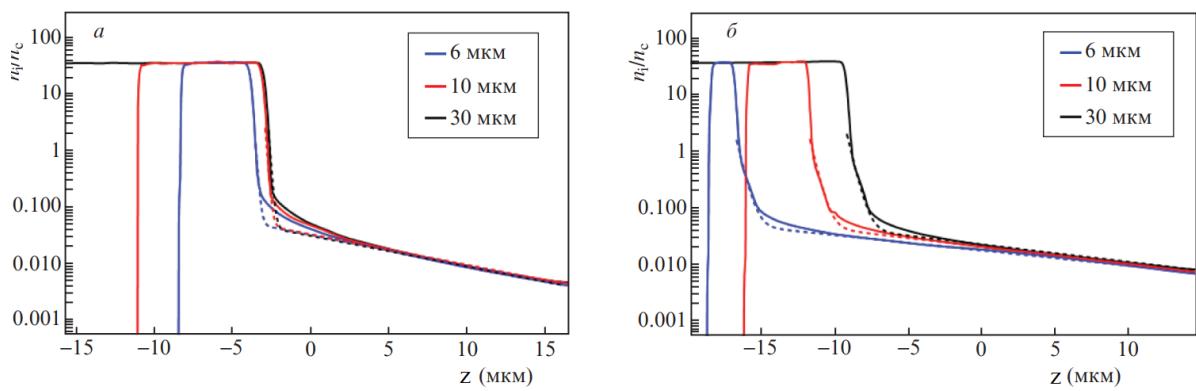


Рисунок 2.10: Профили плотности мишени различной толщины, полученные в ходе облучения мишени лазерными импульсами с интенсивностью $I = 10^{11}$ Вт/см² (а) и $I = 10^{12}$ Вт/см² (б) в момент времени 5 нс (плотности энергии 0.5 и 5 кДж/см² соответственно). Профили плотности, полученные при помощи приближенной формулы, изображены штриховыми линиями.

плазмы. Однако, более тонкие мишени сдвигаются по мере действия лазерного импульса значительно сильнее. Так, сдвиг мишени толщиной 6 мкм оказывается в 2-3 раза выше, чем сдвиг мишени толщиной 10 мкм. Это обстоятельство имеет важное значение для некоторых задач, в которых необходим контроль положения мишени и точки критической плотности. Полное прогорание мишени толщиной 10 мкм наступает при плотности энергии 100 кДж/см². Профиль плотности после полного прогорания мишени представляет собой почти однородный слой плазмы толщиной ~ 50 -80 мкм с плотностью электронов $\sim 20\%$ критической плотности алюминия.

На рис. 2.11 построена зависимость характерной обратной градиентной длины низкоплотной плазмы для мишени толщиной 10 мкм и мишени с бесконечной толщиной. Из рис. 2.11 видно, что в случае использования в моделировании мишени с конечной толщиной, величина характерной обратной градиентной длины низкоплотной плазмы оказывается выше, чем для мишени конечной толщиной. Однако, судя по расчетам, данные величины оказываются довольно близкими друг к другу, а с увеличением плотности энергии уменьшается разница значений характерных обратных градиентных длин низкоплотной плазмы для данных мишеней, и этот параметр перестает зависеть от толщины. Так, для плотности энергии лазерного импульса ~ 1 кДж/см², разница составляет $\sim 30\%$ и уменьшается до величины $\sim 10\%$ при повышении плотности энергии до значения ~ 20 кДж/см².

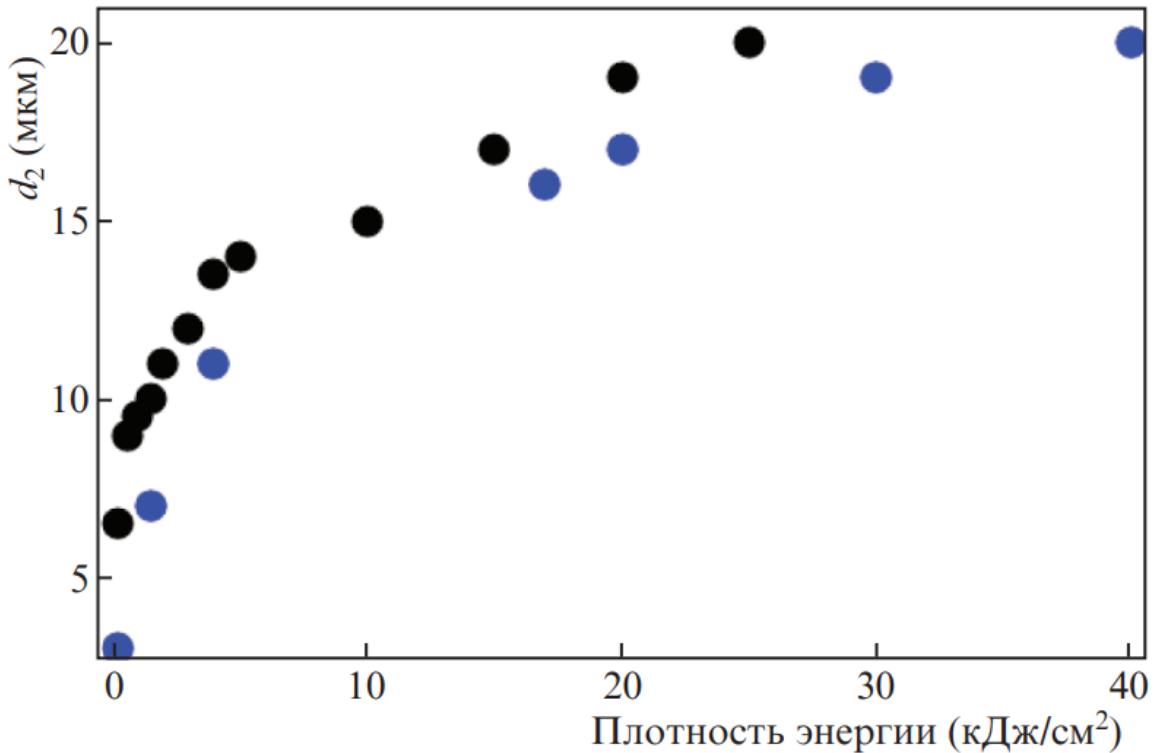


Рисунок 2.11: Зависимости характерной обратной градиентной длины плотности низкоплотной плазмы от плотности энергии лазерного импульса для мишени толщиной 10 мкм (черные точки) и бесконечной толщины (синие точки).

На рис.2.12 показан момент прорыва пластины при облучении ее наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{14} Вт/см² на момент времени 4 нс (а) и профили электронной концентрации, построенные в направлении, параллельном мишени (б), вдоль линии $z = -20$ мкм. Близко к оси мишени электронная плотность практически постоянна и составляет $0.3 - 0.4n_c$, а при удалении в радиальном направлении сначала растет, достигая нескольких критических плотностей, а затем резко падает. Немонотонность профилей преплазмы связана с поперечными особенностями разлета мишени: вне лазерного облучения вещество сгребается в выступ на переднем фронте мишени (см. рис.2.3). При этом, электронная плотность поперечной преплазмы растет с увеличением интенсивности дополнительного наносекундного импульса, формирующего преплазму. На более ранние моменты времени плотность в центральной части выше критической, но ограничена разлетающейся мишенью.

Таким образом, меняя задержку между дополнительным наносекундным и основным фемтосекундным лазерными импульсами, можно добиться взаимодействия последнего с наиболее оптимальным профилем плазменной мишени.

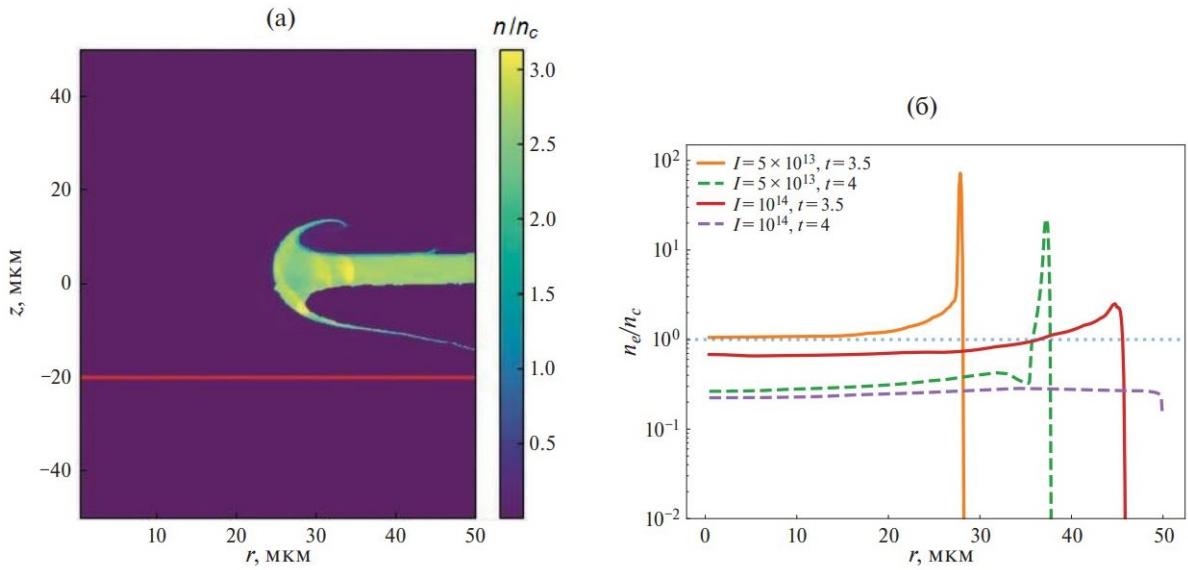


Рисунок 2.12: Распределение плотности для лазерного импульса 10^{14} Вт/см² на момент времени $t=4$ нс (а). Профили электронной концентрации, построенные вдоль линии $z = -20$ мкм (б).

Например, при облучении мишени из алюминия толщиной 6 мкм импульсом с интенсивностью 10^{14} Вт/см² (с длительностью импульса 3 нс и пятном фокусировки 4 мкм) на момент времени 4 нс за прогоревшей мишенью вблизи пятна фокусировки возникает практически однородная плазма с плотностью $\sim 0.2n_c$ и размером ~ 100 мкм, которая является оптимальной для ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса с энергией ~ 2 Дж и длительностью 10 фс [106].

2.1.3 Выводы

В данном разделе рассмотрена задача трехмерного разлета плазмы под действием наносекундного импульса для интенсивностей $10^{11} - 10^{13}$ Вт/см² и времени действия импульса от 2 до 5 нс. Для всех рассмотренных плотностей энергии характерные градиентные длины слабо зависят как от материала мишени, так и от ее толщины. Характерная градиентная длина окколокритической плазмы быстро выходит на насыщение (~ 0.3 мкм) с ростом интенсивности лазерного импульса и остается постоянной при дальнейшем увеличении интенсивности лазерного импульса. Рост характерной градиентной длины низкоплотной плазмы с увеличением вложенной плотности энергии несколько замедляется и остается в пределах 3-20 мкм для всех рассмотренных материалов и толщин мишени.

Таким образом, возможности управления параметрами преплазмы с использованием предимпульса оказываются довольно ограниченными, поскольку продольный профиль преплазмы мало меняется в зависимости от интенсивности предимпульса.

Большие возможности управления параметрами мишени появляются при использовании независимого наносекундного лазерного импульса, в частности, при возможности фокусировки мощного основного импульса, используемого для ускорения электронов, под разными углами в мишени и в особенности почти параллельно разлетающейся мишени. В этом случае основной импульс распространяется вдоль поперечного профиля сформированной преплазмы. Таким образом, при больших интенсивностях наносекундного импульса ($\geq 5 \times 10^{13}$ Вт/см²) на некотором удалении от центра мишени возникает область околокритической плотности длиной 5-10 мкм, которую можно использовать для ускорения. Характерные времена изменения профиля плотности преплазмы составляют сотни пикосекунд, что делает возможным синхронизацию наносекундного импульса, создающего преплазму, с фемтосекундным лазерным импульсом, направленным в создаваемую область поперек разлетающейся преплазмы, для наиболее эффективного ускорения электронов.

Также показана важность учета трехмерной геометрии в моделировании, так как одномерные расчеты существенно завышают значения плотности преплазмы и смещения мишеней. А использование уравнения состояния идеальной плазмы приводит к завышенным значениям смещения мишени и точки критической плотности, однако для низкоплотного плазменного хвоста наблюдается хорошее согласие с используемым в работе уравнением состояния.

2.2 Ускорение электронов

2.2.1 Ускорение электронов лазерным импульсом миллиджоульного уровня

Направленные пучки высокоэнергетичных электронов микронных размеров с большим зарядом имеют широкий спектр практических применений применений. В частности, они могут быть использованы для ядерных приложений, например, для наработки медицинских изотопов [47], или для создания точечного источника ультракоротких импульсов гамма-излучения, например, для радио-

графии быстрых процессов в плотных объектах [50]. В этих случаях, помимо малого размера источника, требуется и высокая энергия гамма-квантов (~ 1 МэВ и более для гамма-радиографии с высоким пространственным и времененным разрешением и ~ 10 МэВ и больше для ядерных приложений), а также их достаточное количество.

Наиболее эффективным механизмом преобразования энергии электронов в энергию фотонов является тормозное излучение ускоренных лазером электронов. При этом, несмотря на то, что низкоплотные газовые мишени позволяют получить наибольшую эффективность ускорения (максимальную энергию) электронов короткими лазерными импульсами (в случае использования мишней низкой плотности возможно добиться рекордных энергий ~ 10 ГэВ при ускорении электронов лазерным импульсом), более плотные мишени околокритической плотности позволяют получить наибольший коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию пучка электронов.

Таким образом, для получения яркого источника гамма-излучения требуется наработка как можно большего количества направленных пучков высоконергетических электронов (с энергиями до сотен МэВ) микронных размеров с большим зарядом.

Создание преплазмы на облучаемой стороне мишени позволяет увеличить количество и энергию ускоренных электронов, а следовательно, и эффективность генерации гамма-излучения, однако коэффициент конверсии энергии лазера в энергию гамма-излучения составляет 10^{-4} . Проведенное гидродинамическое моделирование показывает, что преплазма представляет собой экспоненциально спадающий профиль плотности с характерным градиентом низкоплотной плазмы 10-25 микрон. Продольный профиль плотности полностью разрушенной мишени представляет собой почти однородный слой плазмы толщиной 50-80 микрон и плотностью электронов около $0.2n_{cr}$, где n_{cr} - критическая плотность электронов. В качестве мишени использовался слой плазмы толщиной $4\lambda_{las}$ и электронной плотностью $50n_{cr}$ с преплазмой толщиной $50\lambda_{las}$ перед мишенью. Профиль электронной концентрации преплазмы моделировался при помощи одномерной двухэкспоненциальной функции плотности:

$$n(z) = 9.3\exp(-z/d_1) + 0.7\exp(-z/d_2). \quad (2.2)$$

Величина обратного градиента плазмы вблизи критики оставалась постоян-

ным ($d_1 = 0.4 \lambda_{las}$), а обратный градиент плазмы низкой плотности менялся от $d_2 = 0 \lambda_{las}$ до $d_2 = 24 \lambda_{las}$

С использованием полученных в ходе гидродинамических расчетов была проведена серия трехмерных расчетов методом частица-в-ячейке ускорения электронов и ионов из мишени с преплазмой мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Расчеты проводились коммерческим кодом VSim (Vorpal) [107], решающим систему уравнений Максвелла – Власова. В проведенных расчетах использовалось шесть частиц в одной ячейке каждого сорта. Размер полной расчетной области составлял $75\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$, где λ – длина волны падающего лазерного импульса. Размер одной ячейки был равен $\lambda/40 \times \lambda/20 \times \lambda/20$, здесь минимальная длина ячейки (максимальное разрешение) выбиралось вдоль оси падения лазерного импульса. Лазерный импульс длительностью 40 фс и полной энергией 50 мДж падал на мишень по нормали. Радиус фокусировки лазерного импульса (измеренный по полувысоте) составлял $3.5\lambda_{las}$, что обеспечивает интенсивность излучения на мишени 10^{19} Вт/см^2 . Безразмерная амплитуда лазерного поля в этом случае равна $a_0 = 2.2$.

Полученные в результате проведенного моделирования спектры ускоренных электронов показаны на рис. 2.13. Ускорение электронов из мишени с резким градиентом плотности хорошо описывается экспоненциальным спектром с характерной температурой, которая отвечает скейлингу, основанному на пондеромоторном приближении. Полный заряд ускоренных горячих электронов с энергией, превышающей 1 МэВ, составляет 1.6 нКл (максимальная энергия электронов порядка 5.5 МэВ), а коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию этих электронов оказывается порядка 5%.

При наличии протяженной преплазмы спектры ускоренных электронов могут быть описаны при помощи функции с двумя характерными температурами. Первая, T_1 , совпадающая с температурой пондеромоторного скейлинга, описывает электроны с энергиями от 0.5 МэВ до 2-3 МэВ, а вторая, T_2 , зависит от профиля плотности низкоплотной плазмы. При изменении обратной градиентной длины профиля плотности от $8\lambda_{las}$ до $14\lambda_{las}$ температура T_2 повышается от 1.1 МэВ до 1.7 МэВ. При этом заряд и максимальная энергия ускоренных электронов (с отсечкой по энергии, равной 1 МэВ) также увеличивается с 3 нКл и 13 Мэв до 6 нКл и 18 МэВ. Коэффициент конверсии также повышается с 12% до 28%.

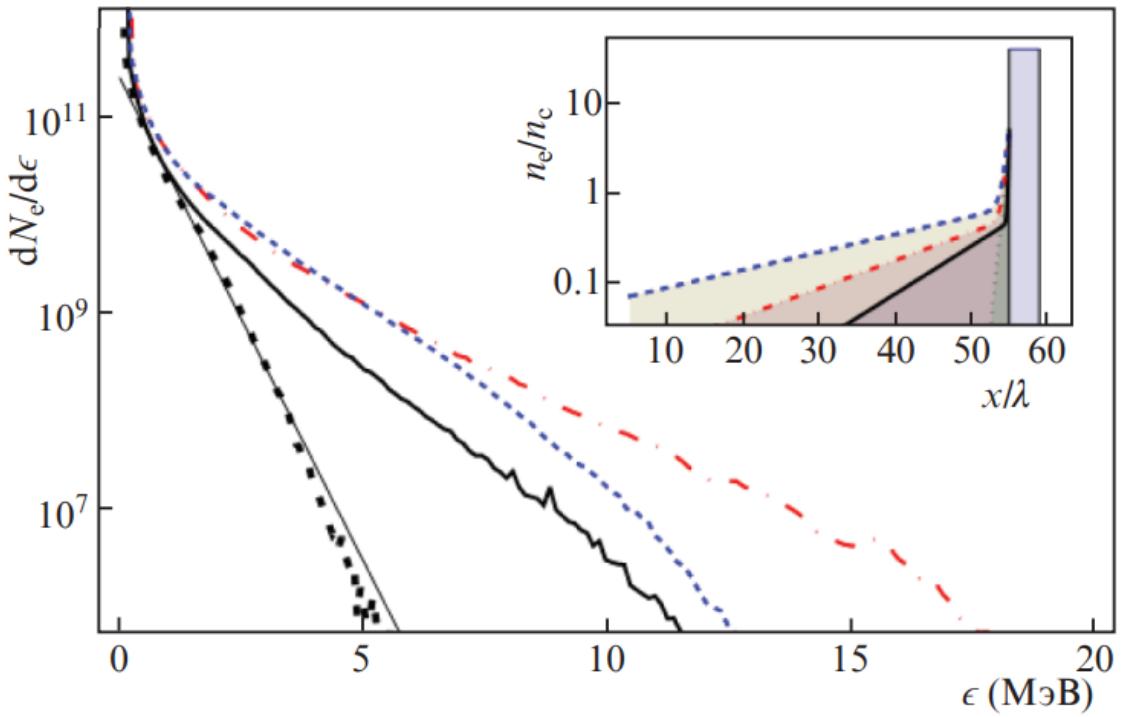


Рисунок 2.13: Спектры электронов, ускоренных из мишеней с преплазмой с $d_2 = 0$ (черные точки), $d_2=8\lambda_{las}$ (черная кривая), $d_2=14\lambda_{las}$ (штрихпунктирная красная кривая) и $d_2=24\lambda_{las}$ (штрихпунктирная синяя кривая) при фокусировке лазерного импульса на начало плазмы (соответствующие профили преплазмы показаны на вставке). Тонкая черная кривая отвечает экспоненциальному спектру с температурой 0.44 МэВ, соответствующей пондеромоторному скейлингу.

При дальнейшем увеличении обратного градиента плотности преплазмы до величины $24\lambda_{las}$ (синяя штрихпунктирная кривая на рис. 2.13) наблюдается уменьшение максимальной энергии электронов, при этом коэффициент конверсии лазерного излучения в энергию электронов остается прежним. Снижение максимальной энергии электронов связано, по видимому, с филаментацией лазерного импульса в плотной преплазме. Действительно, при фокусировке лазерного импульса в точку на расстоянии $5\lambda_{las}$ от фольги (что соответствует плотности преплазмы $\sim 0.56n_c$ в случае постановки задачи с обратным градиентом плотности $24\lambda_{las}$) наблюдается филаментационная неустойчивость лазерного импульса (см. рис. 2.14, в). Для того, чтобы избежать филаментации лазерного импульса, можно сдвинуть точку фокусировки дальше от мишени, в области с меньшей плотностью преплазмы. Таким образом, можно найти точку, фокусировка лазерного импульса в которую не приводит к развитию фи-

ламентации (см. рис. 2.14, а и б). Фокусировка лазерного импульса в точку на расстоянии $45\lambda_{las}$ от мишени позволяет поднять температуру горячих электронов до 2.2 МэВ и максимальную энергию электронов до 22 МэВ. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов составляет в этом случае 30%

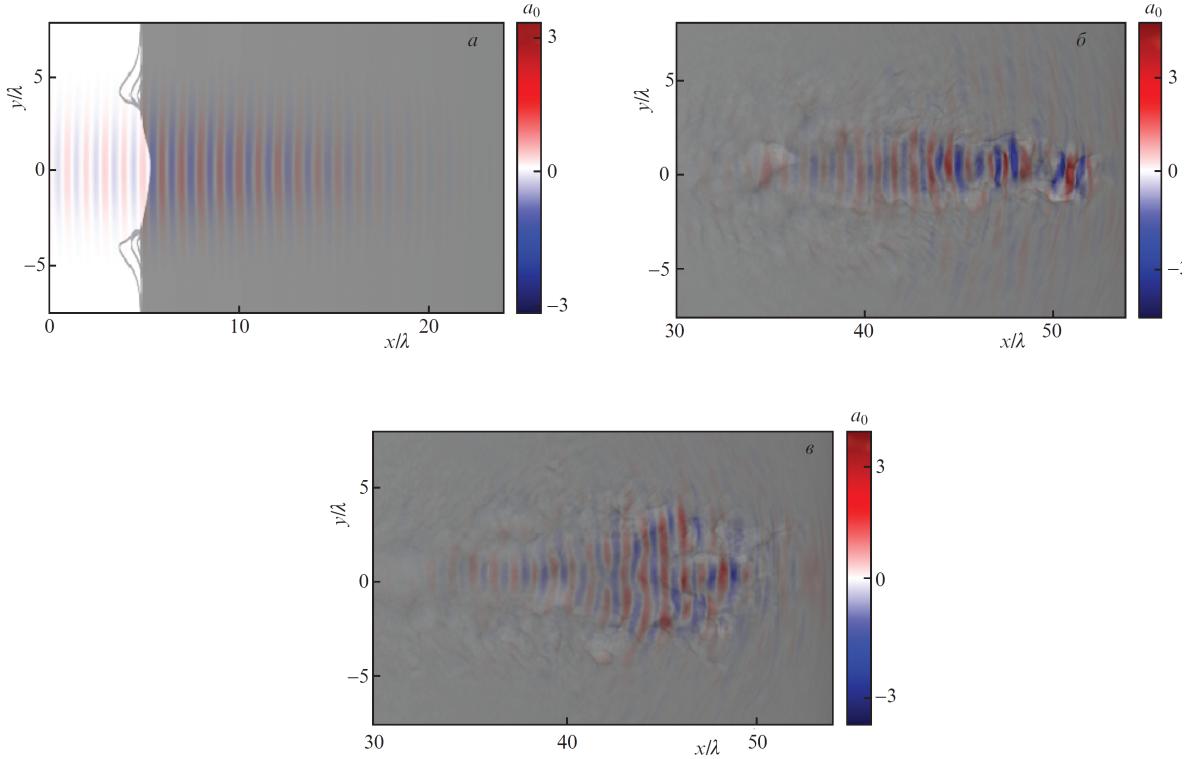


Рисунок 2.14: Изображение лазерного импульса при фокусировке в точку на расстоянии $45\lambda_{las}$ от фольги перед мишенью (а) и вблизи мишени (б), на расстоянии $5\lambda_{las}$ (в) для профиля плотности преплазмы с обратным градиентом $24\lambda_{las}$

Пучок горячих электронов, ускоренных лазерным импульсом, может быть использован для генерации вторичного излучения. На рис. 2.15 приведен пример жесткого рентгеновского излучения, полученный при торможении пучка электронов, ускоренных из мишени с оптимальной преплазмой (обратный градиент преплазмы в этом случае равен $14\lambda_{las}$), в дополнительной вольфрамовой мишени-конвертере. Расчеты проводились на основе метода Монте-Карло с помощью кода GEANT4 [108]. При помощи библиотеки Livermore, использующей экспериментальные данные для расчета ионизации, рэлеевского рассеяния, фотоэффекта и ограничивающей расчет электромагнитными взаимодействиями, была описана физика прохождения частиц через мишень-конвертер, в качестве которой использовалась золотая или танталовая мишень толщиной от 0.5 до 4

мм. Распределение электронов по энергиям проводилось в соответствии с гистограммой, совпадающей со спектром, рассчитанным численно.

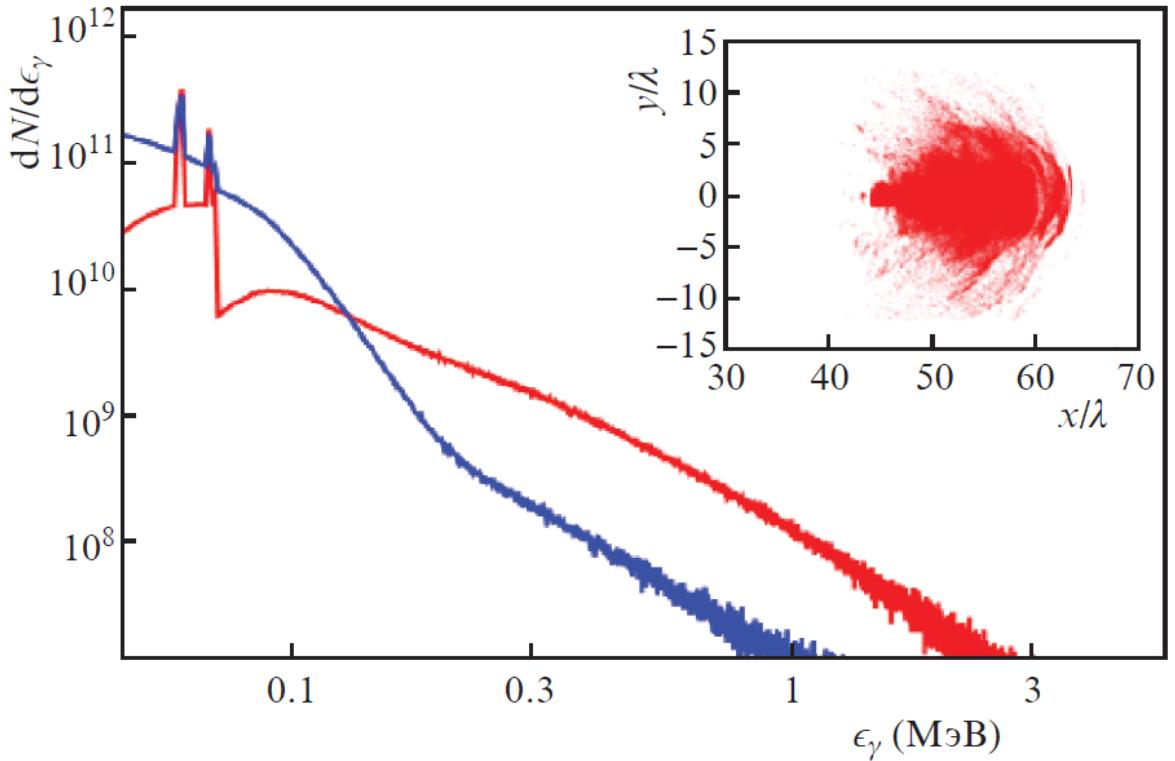


Рисунок 2.15: Спектры гамма-излучения при торможении пучка электронов, ускоренных в плазме с обратным градиентом плотности $14\lambda_{las}$. Синяя кривая отвечает спектру при торможении в вольфрамовой мишени толщиной 0.02 мм, красная - в мишени толщиной 0.2 мм. На вставке изображен пучок горячих электронов с энергией, превышающей 1 МэВ, продольные размеры пучка $\sim 20\lambda_{las}$, поперечный радиус $\sim 5\lambda_{las}$, расходимость пучка 50° .

На полученном спектре хорошо видны резкие пики, отвечающие характеристическому рентгеновскому излучению вольфрама. Энергия фотонов, полученных в ходе торможения пучка электронов, может быть увеличена при увеличении толщины мишени-конвертера. В данных расчетах при увеличении толщины мишени до 0.2 мм энергия фотонов возрастает до 3 МэВ. При этом уменьшается число фотонов с низкими энергиями, что связано с увеличением поглощения по мере увеличения толщины мишени. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию жесткого рентгеновского излучения в данном расчете составляет 0.2 %.

Таким образом, для лазерного импульса с энергией 50 мДж эффективность ускорения электронов зависит как от величины обратного градиента плотно-

сти преплазмы, так и от положения точки фокусировки лазерного излучения, что связано с филаментацией лазерного импульса при фокусировке в плотные слои преплазмы. Похожие результаты были обнаружены экспериментально при использовании лазерного импульса с несколько меньшей энергией [109].

2.2.2 Ускорение электронов лазерным импульсом релятивистской интенсивности

В случае использования лазера с большей энергией, изменение характеристик преплазмы и точки фокусировки лазерного импульса менее значительно сказывается на характеристиках пучков ускоренных электронов. В качестве примера рассмотрим лазер с параметрами, отвечающими планируемому к запуску в Национальном центре физики и математики (НЦФМ). В расчетах использовался лазерный импульс с энергией 0.82 Дж, длительностью 40 фс и длиной волны $\lambda_{las} = 0.8$ мкм. Радиус фокусировки лазерного импульса (измеренный по полувысоте) составлял $4.7\lambda_{las}$, что обеспечивает интенсивность излучения на мишени 1.5×10^{20} Вт/см². Безразмерная амплитуда лазерного поля в этом случае равна $a_0 = 8.4$. Подобные лазерные импульсы могут быть эффективными для экспериментов, так как с одной стороны, обеспечивают релятивистскую интенсивность, а с другой стороны, могут работать в высокочастотном режиме повторения лазерных импульсов.

Помимо расчетов с преплазмой на переднем фронте мишени были проведены расчеты, моделирующие полностью прогоревшую мишень (в этом случае слой однородной плазмы имел толщину $50\lambda_{las}$ и электронную плотность $0.2n_{cr}$) и неразрушенные слои аэрогеля (в этом случае слой однородной плазмы имел толщину $30\lambda_{las}$ и электронную плотность $0.5n_{cr} - 4n_{cr}$). Плазма состояла из электронов и ионов, отношение заряда к массовому числу которых равнялось $Z/A = 0.4$. Это отношение может описывать и ионы алюминия со степенью ионизации +11, и ионы углерода со степенью ионизации +5.

На рис. 2.16 приведены спектры электронов, ускоренных из мишеней с различными профилями преплазмы. Как видно из графика, спектр электронов с энергиями от 8 до 27 МэВ, ускоренных из мишени с резким градиентом плотности ($d_2 = 0$) хорошо соответствует двухтемпературному распределению с температурой горячих электронов $T_e = 2.6$ МэВ, отвечающей пондеромоторному скейлингу, $T_e = (mc^2 \sqrt{1 + a_0^2/2} - 1)$. Присутствие преплазмы на переднем

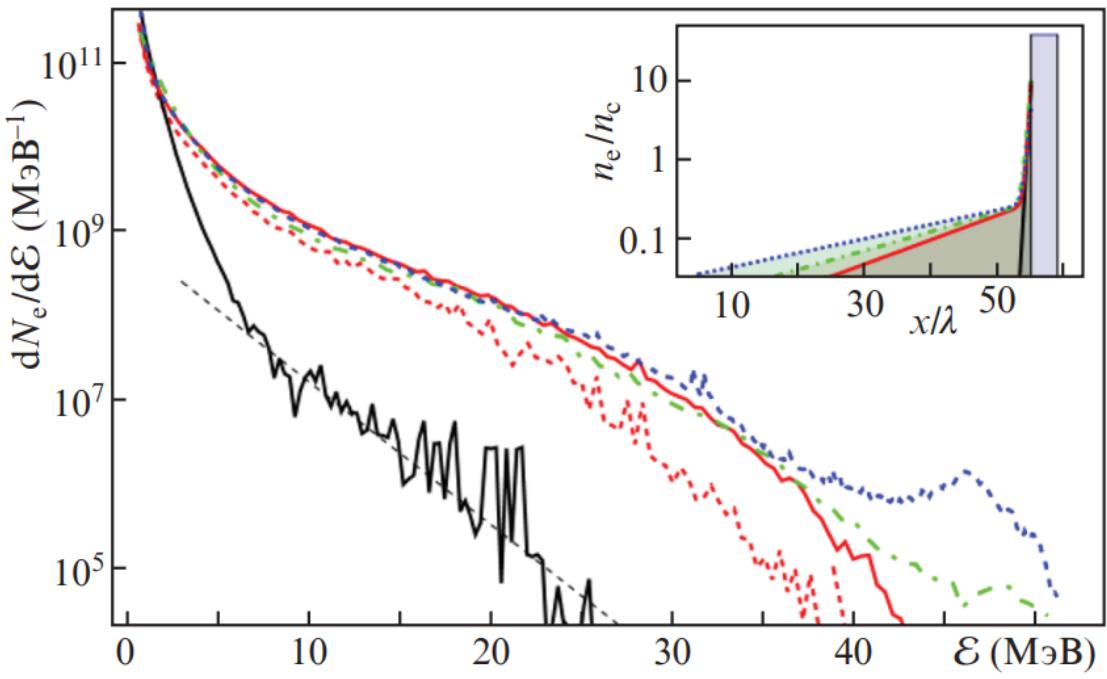


Рисунок 2.16: Спектры электронов, ускоренных из мишени с преплазмой с $d_2 = 0$ (черная кривая), $d_2 = 14\lambda_{las}$ (красная сплошная кривая), $d_2 = 18\lambda_{las}$ (зеленая штрихпунктирная кривая) и $d_2 = 24\lambda_{las}$ (синяя пунктирная кривая) при фокусировке лазерного импульса на начало плазмы (соответствующие профили преплазмы показаны на вставке). Пунктирная красная кривая отвечает ускорению электронов из мишени с преплазмой с градиентом $d_2 = 14\lambda_{las}$ при фокусировке импульса вблизи основной мишени; пунктирная черная кривая – экспоненциальному спектру с температурой 2.6 МэВ, соответствующей пондеромоторному скейлингу.

фронте мишени, как и ожидалось, увеличивает энергию и количество ускоренных электронов, так как выполняются условия самофокусировки лазерного импульса, и амплитуда поля возрастает более чем на 50 %. Спектр электронов с энергиями от 5 до 50 МэВ, ускоренных из мишени с преплазмой, отвечает экспоненциальной функции с температурой горячих электронов $T_e = 4$ МэВ.

Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов так же увеличивается с 3% (в случае резкого градиента плотности) до 8% (в случае наличия протяженной преплазмы). Полный заряд электронов (отсечка по энергии 1 МэВ) возрастает с 16 до 20 нКл, полная энергия за счет значительного увеличения количества ускоренных электронов вырастет с 20 до 70 мДж. При этом на ускорение и количество ускоренных электронов слабо влияет величина обратного градиента профиля преплазмы при ее изменении в пределах

$14\lambda_{las}$ - $24\lambda_{las}$. Точка фокусировки лазерного импульса (красная сплошная и красная пунктирная кривые на рис. 2.16) также почти не оказывает влияния на эффективность ускорения электронов при данных параметрах. Это происходит вследствие почти полного удаления электронов из области фокального пятна при достаточно мощном лазерном импульсе.

Использование полностью прогоревшей мишени для ускорения электронов дает почти такую же эффективность, как и использование мишени с преплазмой. Тем не менее, при ускорении электронов из полностью прогоревшей мишени, увеличивается число электронов с энергиями, превышающими 20 МэВ, а также максимальная энергия электронов увеличивается до 70 МэВ. Сравнение приведено на рис. 2.17. Увеличение эффективности ускорения можно ожидать при увеличении плотности плазмы, когда растет поглощение лазерного излучения. Так, при облучении мишени с однородным слоем плазмы с плотностью $2n_c$ и толщиной $30\lambda_{las}$, максимальная энергия электронов возрастает до 80 МэВ, а коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов увеличивается с 8% до 30%. Дальнейшего роста числа наиболее энергетичных электронов можно добиться путем увеличения толщины однородного слоя плазмы. Так, использование мишени с однородным слоем плазмы плотностью n_c и толщиной $50\lambda_{las}$ позволяет получить электроны с энергией, превышающей 100 МэВ, а повышение плотности плазмы в два раза позволяет добиться максимальной конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов, равной 35%. Энергия пучка электронов в этом случае равна 350 мДж.

При этом при увеличении отсечки по энергии электронов максимальную эффективность показывают мишени с критической плотностью. Так, если рассматривать электроны с энергиями, превышающими 50 МэВ, коэффициент конверсии оказывается равным 0.8% для мишени с плотностью плазменного слоя n_c и 0.5% для мишени с плотностью плазменного слоя $2n_c$. Такие же результаты наблюдались для более больших интенсивностей лазерного импульса, которые были изучены в работе [38], в которой показано, что оптимальная плотность мишени для ускорения наиболее энергетичных электронов - плотность, равная критической плотности.

Спектры гамма-излучения, полученные в этом случае, приведены на рис. 2.18. Фотоны, генерируемые тормозящими электронами, летят в основном за мишень, в направлении пучка электронов. Коэффициент конверсии энергии

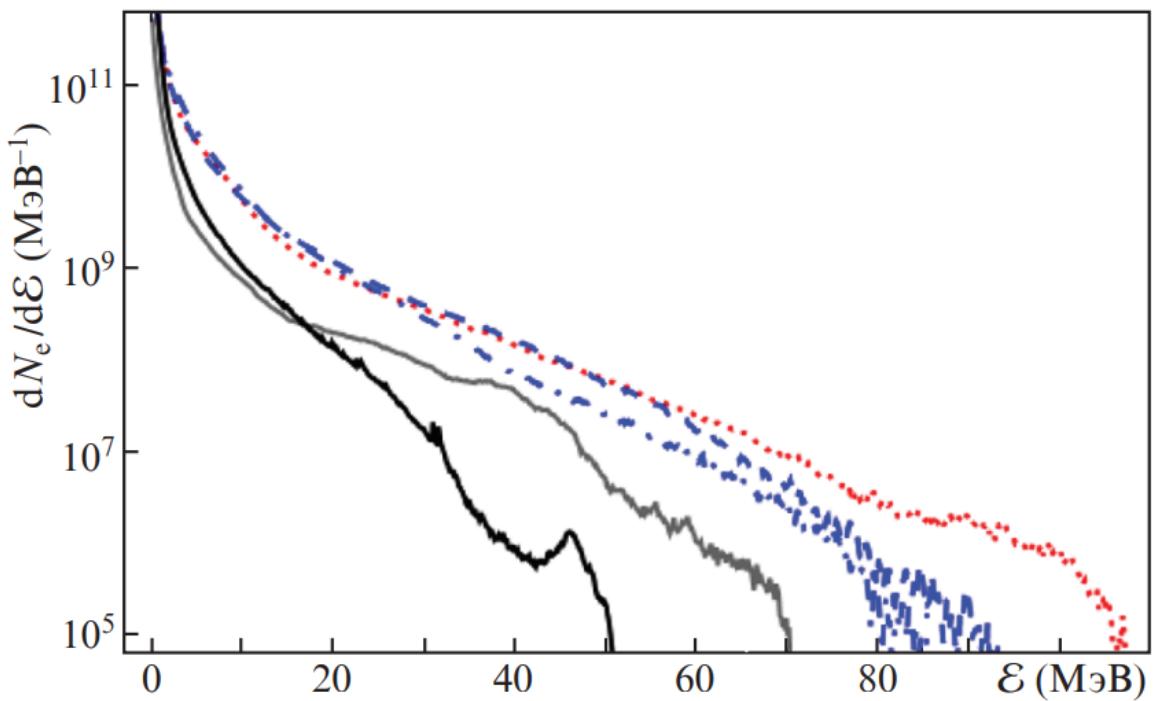


Рисунок 2.17: Спектры электронов, ускоренных из мишеней с преплазмой с $d_2=24\lambda_{las}$ (черная кривая), полностью прогоревшей фольги (серая кривая) и однородным слоем окколокритической плазмы на облучаемой стороне мишени плотностью $2n_c$ и толщиной $30\lambda_{las}$ (синяя штриховая кривая) и слоем плотностью n_c и толщиной $50\lambda_{las}$ (красная пунктирная кривая).

электронов в энергию гамма-фотонов при использовании мишени-конвертера толщиной 1 - 2 мм составляет 10 %.

При ускорении электронов из мишеней с преплазмой генерируется $\sim 2 \times 10^{10}$ фотонов с энергиями от 0.3 МэВ до 30 МэВ. Полная энергия гамма-излучения оказывается на уровне 5 мДж. Таким образом, коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-фотонов оказывается $\sim 0.6\%$. При использовании мишени со слоем преплазмы критической плотности число генерируемых фотонов с энергией больше 0.3 МэВ составляет $\sim 10^{11}$, а их полная энергия возрастает до 40 мДж. Таким образом, коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-фотонов оказывается $\sim 5\%$.

В низкоэнергетической области спектров излучения присутствуют пики, отвечающие характеристическому излучению мишени-конвертера, а также характерный пик с энергией 0.511 МэВ, отвечающий электрон-позитронной аннигиляции.

Таким образом, при облучении преплазмы коротким лазерным импульсом

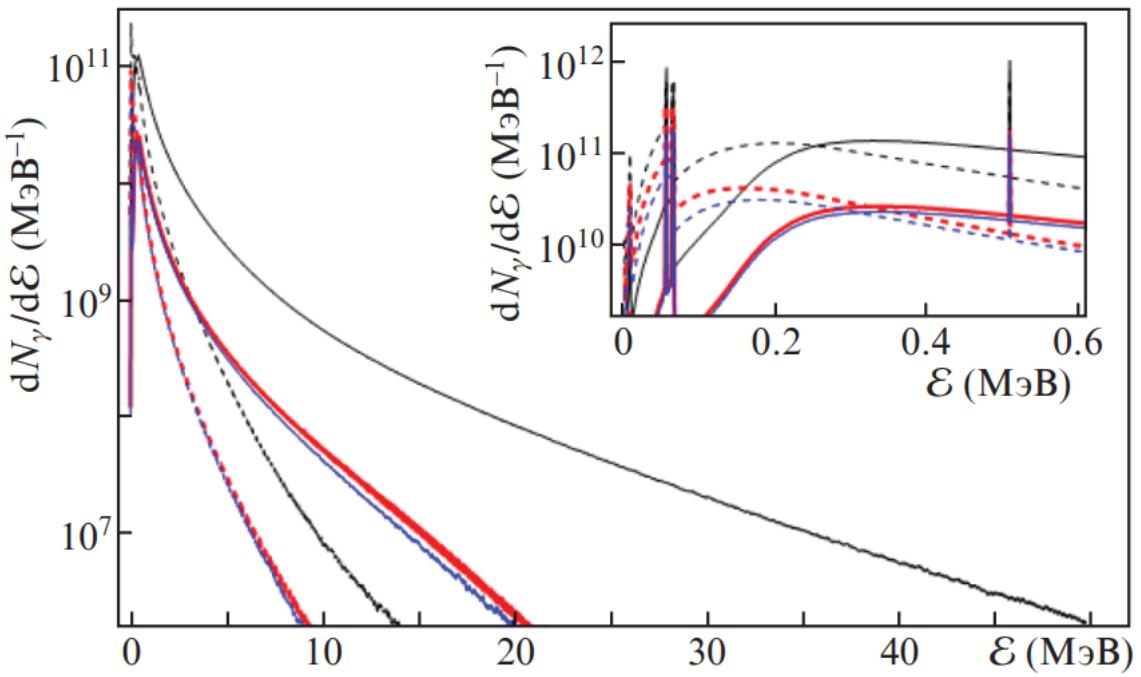


Рисунок 2.18: Спектры гамма-излучения, полученные при использовании пучка электронов, ускоренного из мишени с однородным слоем преплазмы критической плотности толщиной $50\lambda_{las}$ (черные кривые), из мишени с обратным градиентом преплазмы $d_2 = 18\lambda_{las}$ (синие кривые) и мишени с обратным градиентом преплазмы $d_2 = 24\lambda_{las}$ (красные кривые). Сплошные кривые - спектры, зарегистрированные за мишенью, пунктирные кривые - спектры, зарегистрированные перед мишенью для tantalовой мишени толщиной 2 мм. На вставке изображена низкоэнергетичная область.

с энергией ~ 1 Дж увеличения эффективности ускорения электронов можно достичь при использовании двухслойной мишени с однородным слоем преплазмы околокритической плотности. Такие мишени позволяют добиться конверсии энергии лазерного излучения в энергию электронов до 35 %, при этом максимальная энергия электронов оказывается на уровне 100 МэВ [110]. Торможение пучка электронов, ускоренного из мишеней с преплазмой околокритической плотности, в мишени-конвертере позволяет добиться коэффициента конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-излучения на уровне нескольких процентов.

2.2.3 Выводы

В ходе кинетического моделирования показано, что оптимальный градиент плотности преплазмы составляет $\sim 15\text{-}20$ мкм для низкоэнергетичного лазер-

ного импульса (с энергией 50 мДж), который позволяет значительно повысить эффективность ускорения и получать пучки электронов со средней энергией более 2 МэВ. Коэффициент конверсии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов в случае оптимальных параметров составляет 30%.

Также эффективность ускорения электронов зависит не только от градиента плотности преплазмы, но и от положения точки фокусировки падающего излучения на градиенте, что связано с возможной филаментацией лазерного импульса при его фокусировке в достаточно плотную плазму. При изменении точки фокусировки можно добиться повышения эффективности ускорения электронов. Здесь стоит отметить, что похожие результаты были обнаружены и экспериментально для лазерного импульса несколько меньшей энергии [109].

При использовании лазера большей энергии (~ 1 Дж) эффективность ускорения электронов слабо зависит от плотности плазменного факела при изменении характерной градиентной длины от 14λ до 24λ , что, по видимому, связано с практически полным удалением электронов из области фокального пятна, что уменьшает количество электронов, вовлеченных во взаимодействие. Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов в этом случае не превышает 10%. Увеличить эффективность ускорения электронов можно путем использования двухслойных мишеней с оклокритической плотностью, что позволяет поднять коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию электронов до 35%, а также получить максимальную энергию электронов на уровне 100 МэВ.

2.3 Ускорение протонов

Несмотря на значительные успехи в ускорении электронов, где максимальное экспериментальное значение энергии достигает величины \sim ГэВ, экспериментальные значения максимальной энергии ускоренных протонов составляют ~ 100 МэВ [110]. Классический метод ускорения ионов (TNSA) основан на нагреве электронов и формировании ими поля разделения зарядов на задней стенке мишени, которое и ускоряет ионы. Плазма, создаваемая предимпульсом на фронте мишени, может приводить к улучшению ускорения ионов за счет более эффективного нагрева электронов. При использовании мишени оптимальной толщины можно ожидать получение нерелятивистских ионов, максимальные

энергии которых будут достигать несколько сотен МэВ. С введением в строй лазерной установки нового поколения XCELS [111] (предполагаемая энергия одного лазерного пучка которой ~ 300 Дж) можно ожидать прорыва в ускорении ионов. В режиме направленного кулоновского взрыва теоретически предсказанная максимально возможная энергия ускоряемых из тонких металлических мишеней протонов может составлять уровень энергии в несколько ГэВ. Однако, в этом случае требуется обеспечить высокий контраст лазерного импульса, при котором мишень не разрушается естественным предымпульсом. Данное требование представляет существенное затруднение для экспериментальной реализации. Вместе с тем, наличие преплазмы на переднем фронте мишени может обеспечить увеличение эффективности поглощения лазерного импульса.

2.3.1 Ускорение протонов лазерным импульсом для параметров установки XCELS

Оптимизация параметров преплазмы твердотельной мишени и условий фокусировки лазерного импульса позволит обеспечить эффективное поглощение лазерного импульса. Предполагается, что основной лазерный импульс с длительностью 25 фемтосекунд с длиной волны $\lambda_{las} = 1$ мкм падает по нормали на мишень. Перед основным импульсом мишень взаимодействует с дополнительным наносекундным импульсом с интенсивностью $\sim 10^{12}$ Вт/см². Два импульса достигают мишени с небольшой контролируемой задержкой. Преплазма также может быть создана и без использования дополнительного предымпульса, а формироваться при помощи естественного нано- или пикосекундного предымпульса при условии, что характеристики предымпульса обеспечивают формирование оптимального профиля плазмы на переднем фронте мишени. Пятно фокусировки основного импульса (равное полной ширине импульса, соответствующей снижению интенсивности в два раза) составляет примерно восемь длин волн излучения, что соответствует максимальной интенсивности на мишени $\sim 2 \times 10^{22}$ Вт/см². Протоны ускоряются из тонкого органического слоя, который всегда присутствует на тыльной стороне мишени.

Многопараметрические расчеты для параметров установки XCELS проводились с использованием кинетического кода МАНДОР [112], работающего по методу «частиц-в-ячейке» (PIC). В двумерной геометрии проводились оптимизационные расчеты (подобные расчетам в работах [57, 113, 114]), затем для

определения оптимального градиента преплазмы для ускорения протонов проводились трехмерные расчеты. Размер области моделирования в случае двухмерных расчетов составлял $140\lambda_{las} \times 50\lambda_{las}$ с пространственными шагами в продольном (вдоль направления лазерного импульса) направлении $0.01\lambda_{las}$ и в поперечном (вдоль направления вектора поляризации лазерного импульса) направлении $0.05\lambda_{las}$. Трехмерные расчеты проводились для тех же параметров лазерного импульса, однако область расчетной области был несколько меньше, $100\lambda_{las} \times 50\lambda_{las} \times 50\lambda_{las}$ при определении оптимального параметра преплазмы.

В качестве мишени использовалась мишень с предварительно созданной преплазмой, параметры которой были рассчитаны при помощи гидродинамического кода. С тыльной стороны мишени также присутствовал дополнительный водородсодержащий слой толщиной 0.2 микрона для имитации органического слоя. Плотность фольги составляла $100n_c$, а плотность дополнительного слоя, состоящего из электронов и протонов, $50n_c$. Здесь n_c - критическая плотность. Тяжелые ионы преплазмы и фольги предполагались неподвижными. В каждой ячейке находилось четыре частицы, в дополнительном слое число частиц увеличивалось до пятидесяти. Длительность лазерного импульса составляла 25 фемтосекунд, интенсивность - 2×10^{22} Вт/см² (безразмерная амплитуда поля для такого импульса равнялась $a_0 = 120$). Лазерный импульс фокусировался на профиль плотности преплазмы в пятно размером $8\lambda_{las}$.

Результаты ускорения ионов в зависимости от размеров преплазмы приведены на рис. 2.19 (а).

Оптимальный профиль преплазмы соответствует экспоненциально спадающему профилю с максимальной плотностью $10n_c$ и величиной обратного градиента плотности $d_2 \sim 15$ мкм. В этом случае также оказывается, что точка фокусировки лазерного импульса не оказывает значительного влияния на результат ускорения. Максимальная энергия протонов, полученная при оптимальных параметрах преплазмы, оказывается равной 1.3 ГэВ. Это ожидаемо больше результатов, полученных при проведении трехмерных расчетов (трехмерные расчеты предсказывают максимальную энергию на уровне 0.8 ГэВ, см. рис. 2.20, на вставке). Полное число протонов с энергиями, превышающими отметку в 100 МэВ, составляет $\sim 6 \times 10^{11}$, а их полная энергия ~ 20 Дж. Коэффициент конверсии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов оказывается $\sim 6\%$. Температура горячих электронов приведена на рис. 2.19(б).

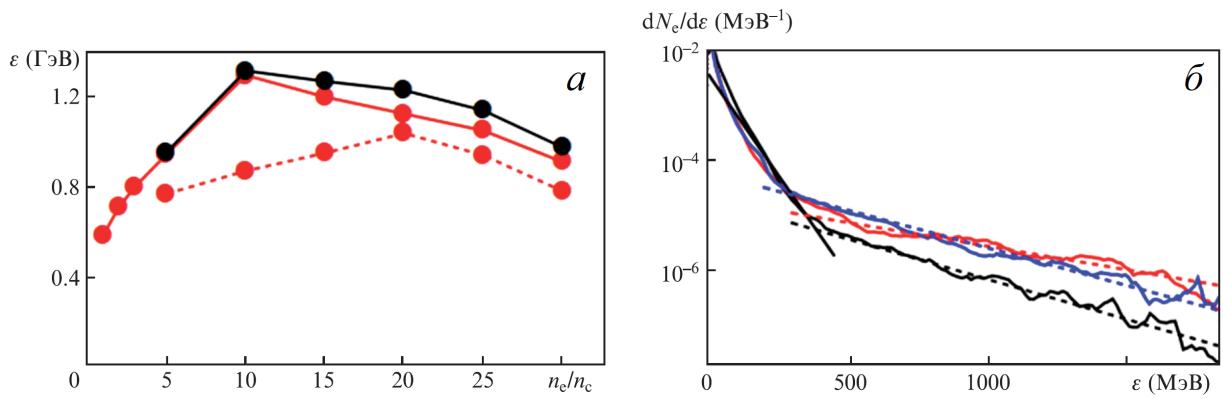


Рисунок 2.19: Зависимости максимальной энергии протонов от максимальной плотности преплазмы при ее минимальном значении $0.05n_c$ (сплошные кривые) и $0.01n_c$ (пунктирная кривая); красные кривые отвечают фокусировке импульса на начало преплазмы, а черная кривая соответствует фокусировке на фольгу (а). На рис.б показаны спектры электронов (нормированные на полное число частиц) в момент времени 310 фс для максимальной плотности преплазмы $5n_c$ (черная кривая), $10n_c$ (красная кривая) и $20n_c$ (синяя кривая). Прямая сплошная черная линия отвечает пондеромоторному скейлингу, пунктирные линии – соответствующим температурам горячих электронов

Оптимальный профиль преплазмы для ускорения протонов совпадает с оптимальными параметрами для ускорения электронов. Так, температура горячих электронов для профиля преплазмы с максимальной плотностью $5n_c$ составляет 300 МэВ и возрастает до 500 МэВ при расчетах с профилем преплазмы $10n_c$. При дальнейшем увеличении профиля плотности до $20n_c$ температура горячих электронов падает до значения 320 МэВ. Стоит отметить, что оценка пондеромоторного скейлинга $T_e \sim 60$ МэВ, описывающего промежуточную часть спектра, оказывается много меньше полученных в ходе расчета значений, а также практически не зависит от профиля плотности преплазмы.

Еще более эффективного ускорения протонов можно ожидать из мишеней окологранической плотности (аэрогелей). На рис. 2.20 приведены зависимости максимальной энергии протонов от толщины мишени. Оптимальная толщина мишеней с плотностью $(25\text{-}30)n_c$ составляет 6-9 мкм. На рис. 2.21 приведено сравнение спектров протонов для параметров установки XCELS, ускоренных из мишени с плотностью $28n_c$ с оптимальной толщиной 8 мкм и ускоренных из ультратонкой фольги толщины 200 нм. Как видно из графика, в случае использования ультратонких фольг оптимальной толщины в расчетах получается

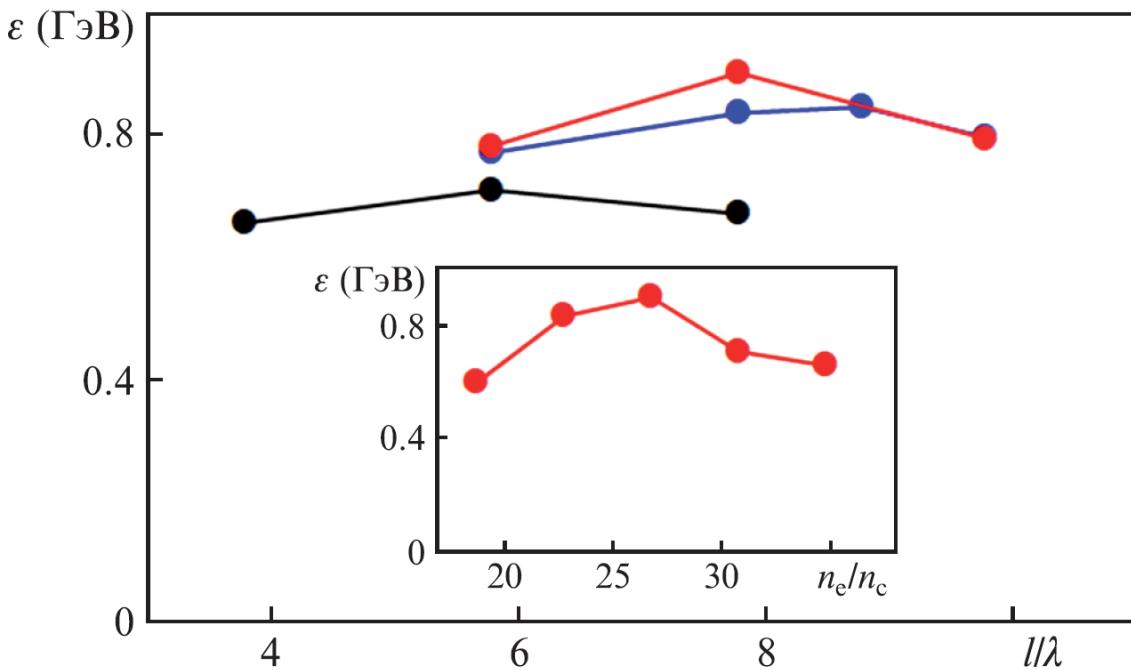


Рисунок 2.20: Зависимости максимальной энергии протонов от толщины мишени 1 при ее плотности $24n_c$ (синяя кривая), $28n_c$ (красная кривая) и $32n_c$ (черная кривая). На вставке: зависимость максимальной энергии протонов от плотности мишени при ее оптимальной толщине.

меньшее число энергетических протонов, а также меньшая максимальная энергия. Полное число протонов с энергией, превышающей 100 МэВ, для мишени толщиной 8 мкм составляет $\sim 10^{12}$, полная энергия пучка ~ 32 Дж. Коэффициент конверсии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов в этом случае оказывается $\sim 9\%$. Таким образом, мощные лазерные импульсы с параметрами установки XCELS могут быть использованы для ускорения протонов до рекордных энергий.

Однако, в таких установках необходимо учитывать наличие предимпульса и условия неидеального контраста лазерного импульса. Для получения высокоэнергетичных протонов необходимо фокусировать лазерный импульс в пятно размером 6–8 мкм, чтобы обеспечить достижение интенсивности на мишени $I \geq 2 \times 10^{22}$ Вт/см². Также для ускорения протонов необходимо обеспечить неразрушение мишени лазерным импульсом. Таким образом, выбор материала мишени ограничивается металлическими тугоплавкими фольгами, толщина которых превышает 10 мкм.

Для контроля профиля плотности преплазмы потребуется дополнительный наносекундный лазерный импульс, синхронизированный с основным фемтосе-

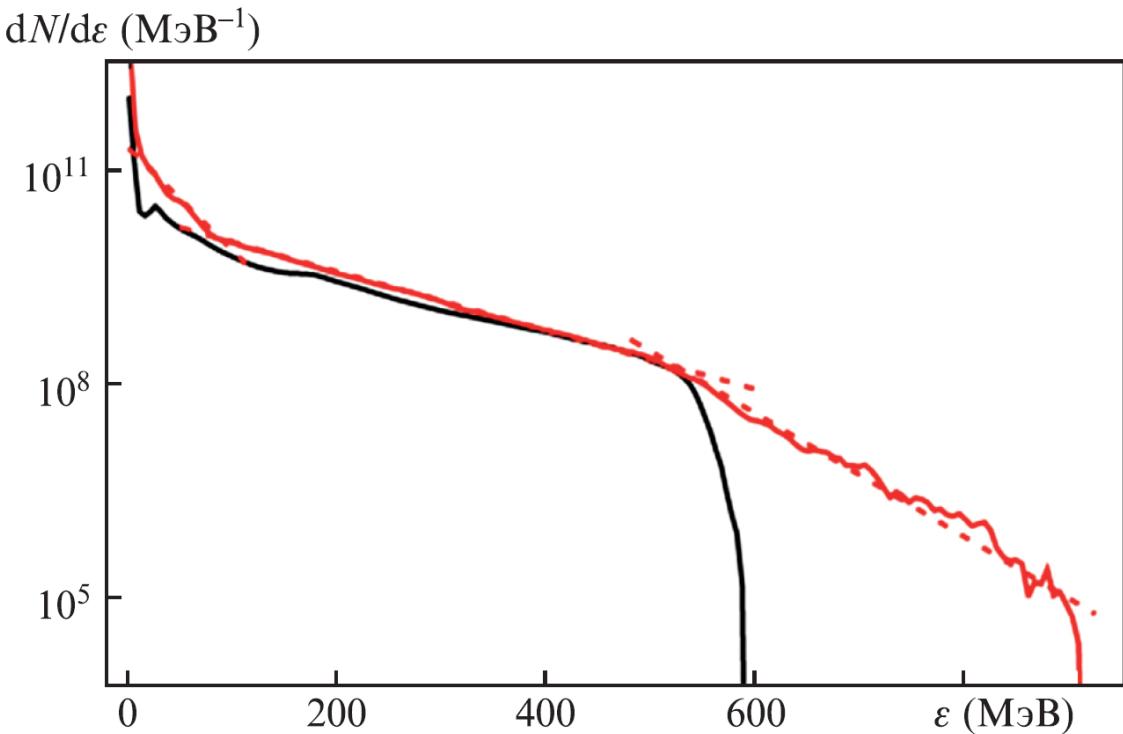


Рисунок 2.21: Спектры протонов, ускоренных импульсом установки XCELS, из мишени с плотностью 28nc и толщиной 8 мкм (красная кривая) и ускоренных из ультратонкой фольги оптимальной толщины 200 нм (черная кривая). Пунктирные красные линии отвечают соответствующим температурам протонов: 30 МэВ для энергий, меньших 90 МэВ , 105 МэВ в диапазоне энергий $90 - 500\text{ МэВ}$ и 50 МэВ при энергиях протонов, больше 500 МэВ .

кундным лазерным импульсом, имеющий варьируемое время задержки прихода на мишень и обеспечивающий интенсивность излучения на мишени $\sim 10^{12} - 10^{14}\text{ Вт/см}^2$. Подобный наносекундный лазерный импульс способен создавать необходимый оптимальный профиль плотности преплазмы, тем самым обеспечивая наиболее эффективный нагрев электронов лазерным импульсом и наиболее эффективное ускорение пучков протонов с максимальными энергиями. Однако в этом случае необходимо следить за толщиной мишени, чтобы обеспечить неразрушение тыльной поверхности мишени ударной волной. При использовании аэрогелей для ускорения протонов необходимо создание тонких ($\sim 10\text{ мкм}$) слоев водородосодержащей мишени с плотностью $\sim 0.1\text{-}0.2\text{ г/см}^3$. Создание таких мишеней, например, возможно на основе карбоновых нанотрубок [115].

Подводя итог, в данном разделе рассмотрена возможность получения все еще недостижимых энергий лазерно-ускоренных ионов уровня субГэВ на нуклон, необходимых для ряда практических приложений, при использовании ко-

роткоимпульсного излучения лазера нового поколения XCELS. Для ускорения ионов до таких энергий предлагается применять низкоплотные мишени, получаемые, например, в результате предшествующего облучения твердотельной фольги дополнительным, более длинным лазерным импульсом. Использование мишеней с контролируемой преплазмой на фронтальной стороне позволяет значительно повысить эффективность нагрева электронов и последующего ускорения ионов полем разделения заряда с тыльной стороны мишени.

2.3.2 Ускорение протонов лазерным импульсом с энергией в несколько джоулей

В данном разделе продемонстрирована возможность повышения эффективности ускорения протонов из мишеней с преплазмой с использованием существующих коммерческих лазерных систем. Было также проведено сравнение теоретических расчетов с результатами эксперимента.

Эксперимент проводился с помощью Ti:Sa фемтосекундного лазерного импульса (РФЯЦ-ВНИИТФ), длительность импульса, измеренная на полувысоте интенсивности, составляла 25-30 фс. Длина волны лазерного импульса равнялась 800 нм, полная энергия доходила до значения 2 Дж. Фокусировка лазерного импульса на мишень осуществлялась по нормали при помощи внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием $f = 160$ мм (диафрагменное число 2). Максимальная интенсивность на мишени оценивается $\sim (3 - 5) \times 10^{20}$ Вт/см² при пятне фокусировки $\sim (3 - 4)\lambda_{las}$

Диаметр фокального пятна измеренный по его изображению в пучке юстировочного лазера на диагностической ПЗС-камере, составлял $d = (3.5 \pm 0.7)$ мкм на полувысоте. В качестве мишени использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 мкм. Спектр и максимальная энергия (энергия отсечки) протонов восстанавливались времяпролетным методом с использованием полупроводникового кремниевого детектора ФДУК 1УВСКМ (производства “Техноэксан”, временное разрешение ~ 2.5 нс).

Детектор устанавливался на расстоянии 1449 мм от мишени под углом 0° к ее нормали. Входная диафрагма детектора имела диаметр 0.49 мм и была закрыта алюминиевой фольгой, толщиной 6 мкм, которая пропускает протоны с энергиями более 0.55 МэВ. Наведение на мишень осуществлялось перед каждым выстрелом посредством пучка юстировочного лазера непрерывного действия

с длиной волны 632.8 нм, который предварительно был совмещен с пучком основного лазера на мишени с точностью не хуже 3 мкм.

На рис. 2.22 приведена зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса. Рост максимальной энергии протонов с увеличением энергии лазерного импульса более быстрый, чем пондеромоторный, обычно используемый для описания ускорения ионов с тыльной стороны мишени полем разделения заряда. Данный результат может быть следствием повышенного нагрева электронов за счет генерации так называемых суперпондеромоторных электронов при стохастическом нагреве последних. Подобный результат был получен численно в моделировании ускорения протонов из ультратонкой фольги [57].

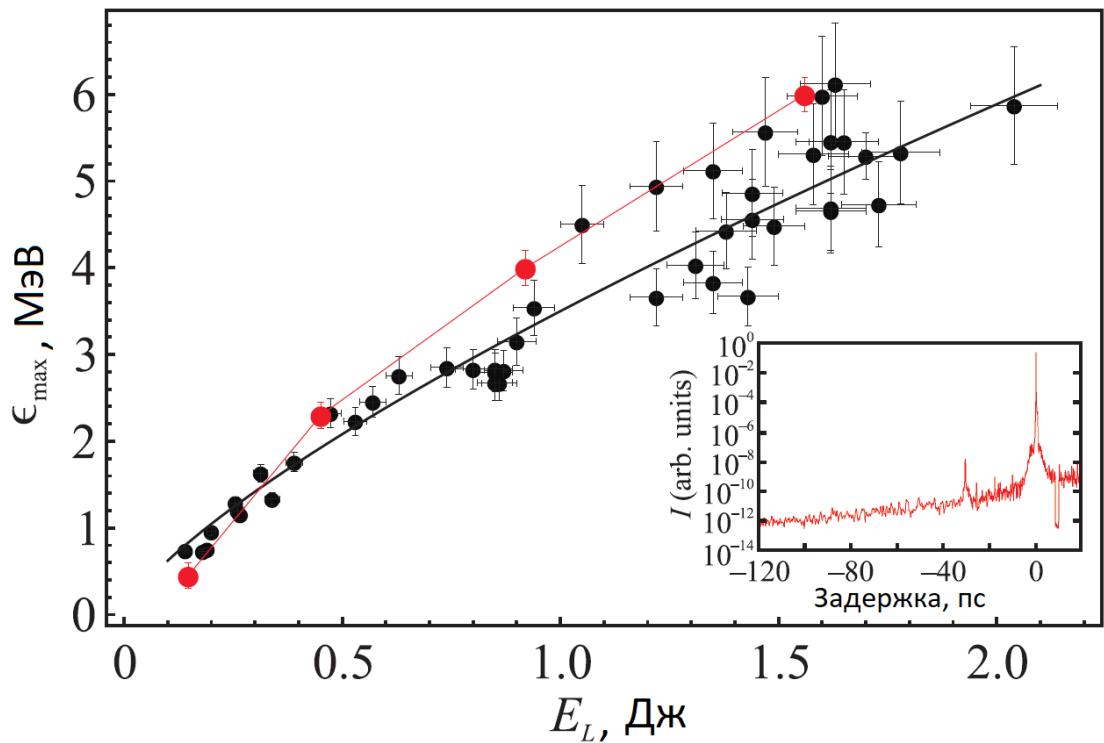


Рисунок 2.22: Зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса. Чёрная кривая представляет зависимость $E_{max} \sim E_L^{0.75}$. Красная кривая отвечает результатам PIC моделирования. Погрешность измеренной энергии протонов определяется приборной погрешностью времяяпролетного спектрометра, которая, в свою очередь, определяется времененным разрешением полупроводникового детектора, и составляет $\sim 10\%$. Энергия лазерного импульса измеряется с точностью $\sim 5\%$. На вставке показан временной профиль лазерной интенсивности, измеренный коррелятором третьего порядка.

Полученное в данном эксперименте увеличение энергии протонов по сравне-

нию с пондеромоторным скейлингом может быть объяснено наличием преплазмы на переднем фронте мишени, образующейся из-за конечного контраста лазерного излучения. При контрасте не хуже $C = 10^{-8}$ интенсивность наносекундного пьедестала длительностью 5 нс $I \geq 10^{12}$ Вт/см². Подобный предымпульс создает протяженную преплазму на переднем фронте мишени и влияет на энергию горячих электронов, которые в свою очередь повышают энергию ускоренных протонов.

Еще один способ влияния на эффективность ускорения протонов - сдвиг точки фокусировки лазерного импульса относительно мишени. Зададим сдвиг мишени (FP) навстречу лазерного импульса как положительный сдвиг. Значение $FP = 0$ отвечает фокусировке лазерного импульса на мишень. На рис. 2.23 приведены зависимость максимальной энергии протонов от величины сдвига (а) и спектр протонов в случае фокусировки на мишень, за мишень и перед мишенью (б). Как видно из графиков, фокусировка лазерного импульса за мишень приводит к уменьшению максимальной энергии протонов вследствие расфокусировки лазерного импульса. Также при такой фокусировке падает интенсивность лазерного импульса в $\sim 1 - 2$ раза (вследствие того, что величина сдвига оказывается сравнимой с длиной Рэлея), что приводит к снижению интенсивности предымпульса и формированию менее плотной преплазмы.

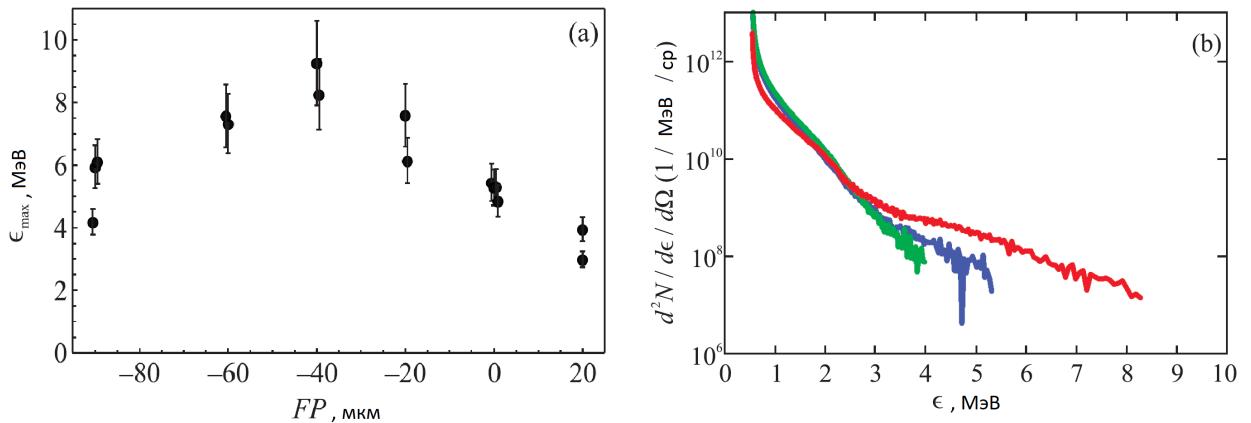


Рисунок 2.23: Зависимость максимальной энергии протонов от величины сдвига мишени относительно положения наилучшей фокусировки (а). Во всех выстрелах (точках) энергия лазерного импульса на мишени была на уровне 1.5–1.6 Дж. (б) – Экспериментально измеренный спектр протонов в случаях фокусировки на мишень (синяя кривая), за мишень $FP = 20\text{ }\mu\text{м}$ (зеленая кривая) и перед мишенью $FP = -40\text{ }\mu\text{м}$ (красная кривая)

Отрицательный сдвиг мишени также ведет к некоторому падению интенсивности лазерного импульса на мишени, однако в этом случае импульс фокусируется в формируемую преплазму, вследствие чего лазерный импульс может каналироваться при выполнении условий самофокусировки в преплазме. Подобный сдвиг на оптимальную величину (в данном случае эта величина равна 40 мкм) позволяет поднять максимальную энергию протонов с 6 МэВ до 9 МэВ.

Для проверки возможности повышения энергии протонов за счет выбора оптимального положения пятна фокусировки относительно поверхности облучаемой мишени были проведены численные расчеты ускорения протонов из мишени с преплазмой.

Расчеты проводились с использованием кода VSim [107] в расчетной области размером $x \times y \times z = 90\lambda \times 28\lambda \times 28\lambda$, разрешение составляло $\lambda/100 \times \lambda/20 \times \lambda/20$. Лазерный импульс падал на мишень по нормали, направление распространения совпадало с осью x . Для упрощения в расчетах использовалось только продольное распределение плотности преплазмы (полученное из гидродинамических расчетов), поперечные неоднородности плазмы не учитывались. Основная мишень имела толщину 5λ и плотность электронов $200n_c$. Толщина слоя преплазмы составляла 45λ . Также проводилась серия расчетов с большим слоем преплазмы, до 80λ , но с меньшим продольным разрешением, равным $\lambda/50$. Как для электронов, так и для ионов использовалось 8 частиц в ячейке. Для моделирования органического слоя загрязнения, всегда присутствующего на тыльной стороне мишени, был добавлен слой протонов и электронов толщиной 0.1λ и плотностью $20n_c$, для которого использовалось 30 частиц в ячейке.

Для моделирования возможной деградации слоя загрязнения с плотностью $20 n_c$ предполагалось, что он расплывается до толщины 2λ , имея экспоненциальный профиль плотности с характерным градиентом 0.5λ . Соответствующее уменьшение плотности определялось условием сохранения вещества $n \times l = const$. Также учитывалось, что загрязнение может отлетать от задней поверхности мишени на расстояние до 2λ . Во всех расчетах брался лазерный импульс длительностью 30 фс, сфокусированный в пятно с гауссовым распределением по g размером (измеренным по полувысоте) 5λ . Один расчет с использованием высокопроизводительного кластера длился порядка 7 дней на 1500 ядрах.

Результаты серии расчетов ускорения протонов для лазера с интенсивностью $I = 3 \times 10^{20}$ Вт/см² (безразмерная амплитуда в этом случае $a_0 = 13$, а

полная энергия лазера 1.56 Дж) показаны на рис. 2.24.

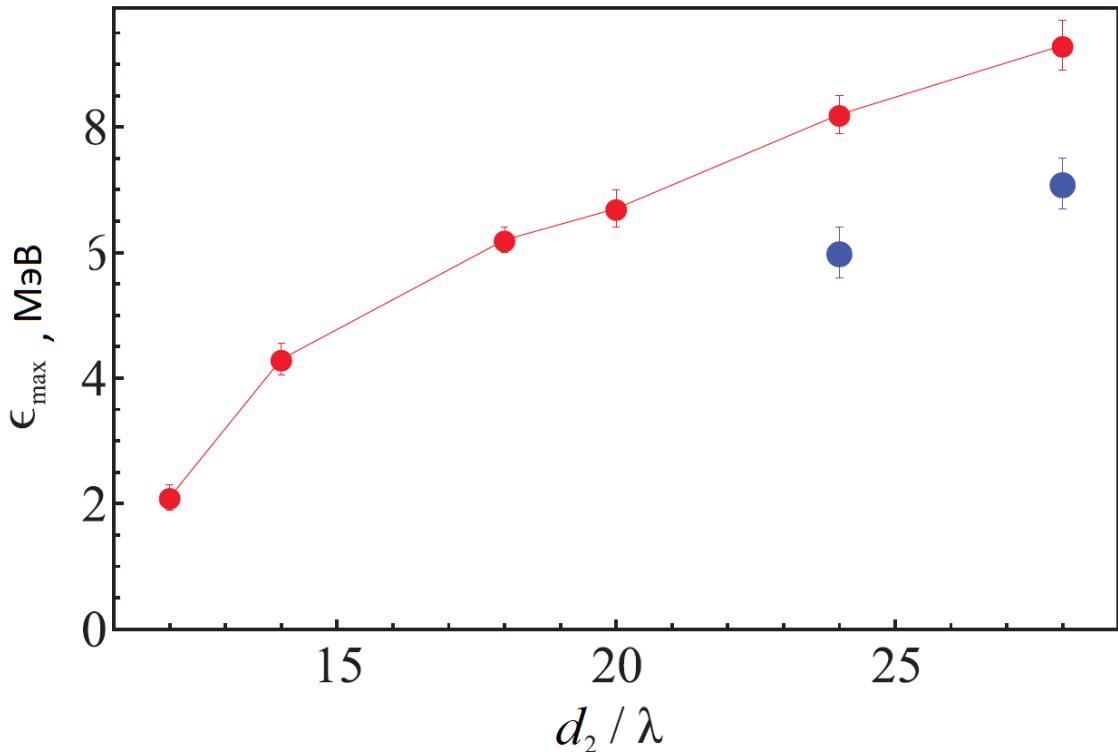


Рисунок 2.24: Зависимость максимальной энергии протонов от градиентной длины преплазмы при фокусировке лазерного импульса на мишень (красные точки). Синие точки отвечают учету деградации заднего слоя загрязнения. Погрешности расчетных данных связаны с конечным временем расчетов и численным разрешением

Учет наличия преплазмы, формируемой предимпульсом, приводит к увеличению ускорения протонов до 10 МэВ. Для параметров преплазмы и мишени, отвечающих предимпульсу с интенсивностью $(1 - 5) \times 10^{12}$ Вт/см², получено наилучшее согласие с экспериментальными данными. Подобные предимпульсы соответствуют экспериментально измеренному контрасту лазерного излучения, $C \sim 10^{-8}$. В численных расчетах с увеличением градиентной длины преплазмы наблюдается заметный рост энергии ускоренных протонов. Однако, для больших градиентных длин преплазмы следует ожидать разрушения слоя загрязнения или его отлета от тыльной поверхности мишени (вследствие больших интенсивностей предимпульса). В этом случае была проведена еще одна серия расчетов, учитывающих деградацию слоя загрязнения. Как видно из рис. 2.24, в этом случае энергия протонов несколько падает. Данный эффект может объяснить экспериментальный разброс энергий протонов, особенно при больших

энергиях падающего излучения.

Для максимальной энергии лазерного импульса (~ 2 Дж) и максимального размера преплазмы (28λ) при фокусировке на мишень расчетная энергия протонов оказывается ~ 10 МэВ, при этом в эксперименте наблюдается энергия ~ 6 МэВ. Данное расхождение связано с деградацией слоя загрязнения на тыльной поверхности мишени. Учет деградации слоя загрязнения приводит к хорошему согласию расчетных и экспериментальных данных (красная кривая на рис. 2.22). При этом последняя красная точка соответствует первой синей точке на рис. 2.24.

Избежать разрушения тыльной стороны мишень можно путем уменьшения интенсивности на мишени, сдвигая точку фокусировки лазерного импульса от поверхности мишени. При выборе оптимальной точки фокусировки лазерного импульса возможна реализация режима самозахвата лазерного импульса, позволяющая эффективно ускорить электроны. [116]. Зависимость максимальной энергии протонов от точки фокусировки лазерного импульса и спектры протонов и электронов при фокусировке в разные точки приведены на рис. 2.25.

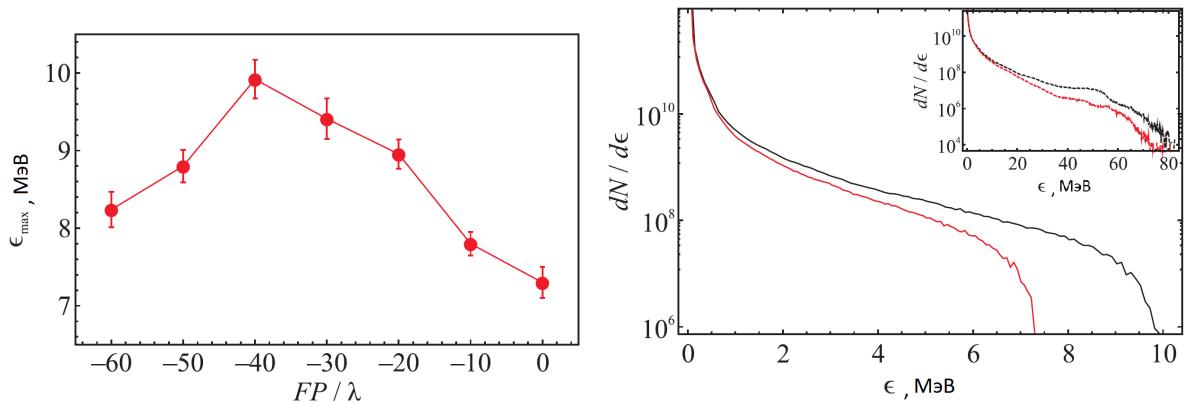


Рисунок 2.25: Зависимость максимальной энергии протонов от положения точки фокусировки лазерного импульса с энергией 1.8 Дж на профиль преплазмы с $d_2 = 24\lambda$ – слева. Спектры протонов и электронов (на вставке) для $FP = 0$ (красные кривые) и $FP = -40\lambda$ (черные кривые) – справа. Во всех расчетах толщина твердотельной мишени составляла 5λ .

Проведенное моделирование показывает, что при фокусировке лазерного импульса на расстоянии $FP = -40\lambda$ максимальная энергия протонов увеличивается с 7 МэВ до 10 МэВ, что совпадает с экспериментальными данными. Повышение температуры горячих электронов и максимальной энергии протонов при сдвиге лазерного импульса связано с самофокусировкой лазерного импульса.

Условие самозахвата лазерного импульса [117] для устойчивого распространения релятивистски интенсивного лазерного света на расстояние, много большее рэлеевской длины, связывает диаметр каверны лазерного импульса с плотностью плазмы и интенсивностью лазерного излучения, $D \simeq 0.5\lambda\sqrt{a_0n_c/n_e}$. В случае данного эксперимента на расстоянии $FP = -40\lambda$ плотность преплазмы составляет $0.13n_c$, в результате диаметр каверны лазерного импульса $D \simeq 5.2\lambda$, что отвечает размеру фокального пятна лазерного импульса. На рис. 2.26 представлены результаты численного PIC моделирования на момент времени, когда лазерный импульс, сфокусированный на начало преплазмы, достигает мишени.

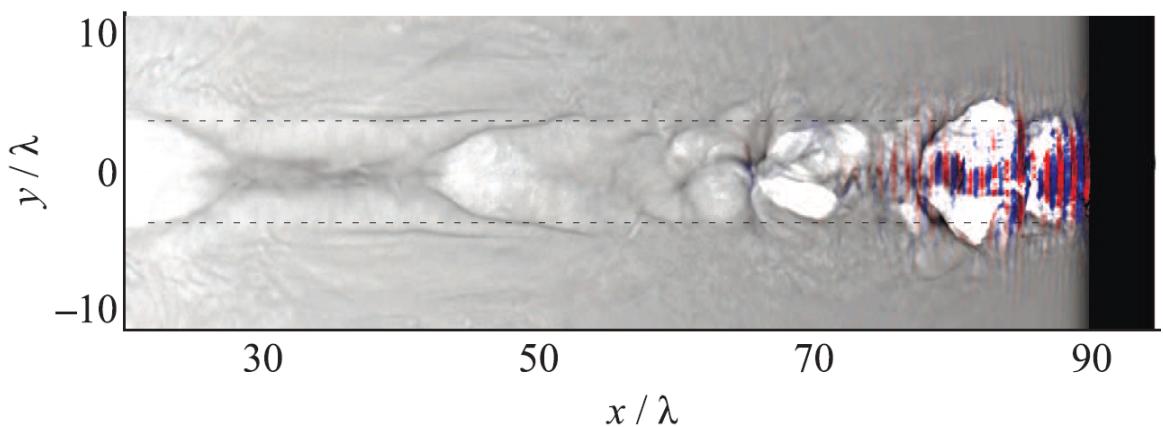


Рисунок 2.26: Канал плотности в преплазме на момент достижения лазерным импульсом поверхности мишени

Здесь хорошо видно устойчивое распространение лазерного импульса в плазме. Каверна электронной плотности выделена белым, лазерное излучение внутри нее - сине-красным, ускоренные электроны - черным цветом.

Дальнейший сдвиг точки фокусировки лазерного импульса от мишени приводит к уменьшению эффективности ускорения протонов, что связано с уменьшением интенсивности лазерного импульса при расфокусировке и, соответственно, уменьшением величины градиентной длины преплазмы. Таким образом, при согласовании плотности преплазмы и фокального пятна для устойчивого распространения лазерного импульса в плазме, выбор оптимальной точки фокусировки лазерного импульса приводит одновременно к наиболее эффективному ускорению электронов в преплазме и неразрушению слоя загрязнения с тыльной стороны мишени, что обеспечивает наиболее эффективную генерацию ускоренных протонов с максимальными энергиями.

Такой простой способ повышения эффективности ускорения протонов применим к достаточно толстым мишеням (мульти-мкм толщины) и не препятствует его использованию в высокочастотном режиме работы лазерных импульсов, когда затруднительна быстрая смена сверхтонких мишеней, считающихся лучшими. Например, подобные энергии протонов (порядка 10 МэВ) получались ранее на похожих лазерных установках (с энергией порядка 2 Дж) только с использованием ультратонких фольг (порядка 1–2 мкм) [118], для облучения которых необходим сложно получаемый высококонтрастный лазерный импульс.

В случае использования в качестве мишени тонких фольг, существует оптимальная толщина мишени, при которой энергия протонов максимальна. Для лазерного импульса с энергией ~ 2 Дж оптимальная толщина мишени составляет 0.03λ и равна 27 МэВ. Это отвечает теоретическому скейлингу $l_{opt}/\lambda = 0.5a_0n_c/n_e = 0.025$. При этом эффективность ускорения резко уменьшается при использовании мишени не оптимальной толщины (рис. 2.27).

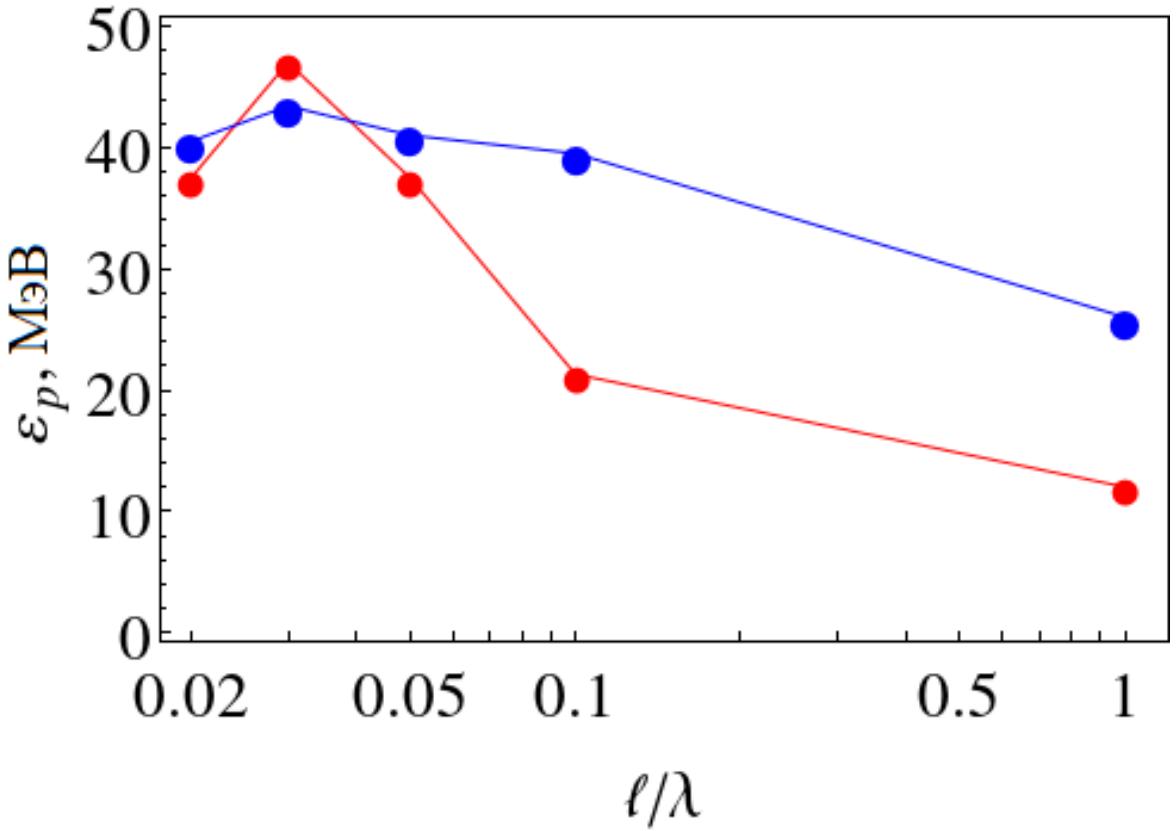


Рисунок 2.27: Зависимость максимальной энергии протонов от толщины основной мишени в случае наличия преплазмы (показано синим цветом) и без преплазмы (показано красным цветом).

При использовании мишени с преплазмой эффективность ускорения мень-

ше зависит от толщины, однако максимальная энергия протонов становится несколько меньше (44 МэВ вместо 47 МэВ). Как правило, протоны ускоряются с задней поверхности мишени полем разделения заряда, возникающим как за счет вылета нагретых горячих электронов, так и вследствие выталкивания холодных электронов из тонкой фольги пондеромоторной силой лазерного импульса. Полученные зависимости для максимальной энергии могут быть объяснены конкуренцией механизмов ускорения (ускорения за счет поля разделения заряда и ускорения за счет выталкивания холодных электронов из тонкой фольги пондеромоторной силой светового давления). Наблюдаемый максимум энергии при использовании мишени оптимальной толщины отвечает случаю, когда пондеромоторная сила сдвигает почти все холодные электроны на заднюю поверхность мишени, за счет чего световое давление обеспечивает наиболее эффективное ускорение протонов. При этом уменьшение или увеличение толщины приводит к резкому падению эффективности, что наблюдается в моделировании. С другой стороны, при наличии преплазмы на переднем фронте мишени, электроны нагреваются более эффективно, и именно эти электроны вносят определяющий вклад в ускоряющее поле. В этом случае зависимость эффективности ускорения протонов от толщины мишени оказывается значительно слабее.

На рис. 2.28 приведены спектры электронов (слева) и протонов (справа), получаемые в результате моделирования ускорения из мишени оптимальной толщины. Для мишени с преплазмой температура горячих электронов составляет $T_e \sim 15$ МэВ, в то же время характерная температура электронов в случае мишени без преплазмы в три раза меньше, $T_e \sim 5$ МэВ, что подтверждает предположение о конкурирующих механизмах ускорения.

Действительно, в соответствии со стандартной моделью ускорения протонов при разлете горячей плазмы в вакуум [119] $T_e \sim 15$ МэВ дает их энергию на уровне $\varepsilon_p \simeq 2T_e(\ln \omega_{ph}\tau)^2 \simeq 40$ МэВ, что и наблюдается в моделировании (здесь $\tau \simeq 60$ фс - характерное время ускорения, ω_{ph} - ионная легмюровская частота, вычисленная по плотности горячих электронов, которая оценивается порядка критической плотности). В тоже время характерная температура электронов в случае облучения тонкой фольги оптимальной толщины оказывается в три раза меньше, $T_e \sim 5$ МэВ, что не может объяснить появление протонов с более высокими энергиями, чем в случае мишени с преплазмой в рамках той же модели. Однако, данная оценка $\varepsilon_p \simeq 14$ МэВ хорошо согласуется с энергиями протонов,

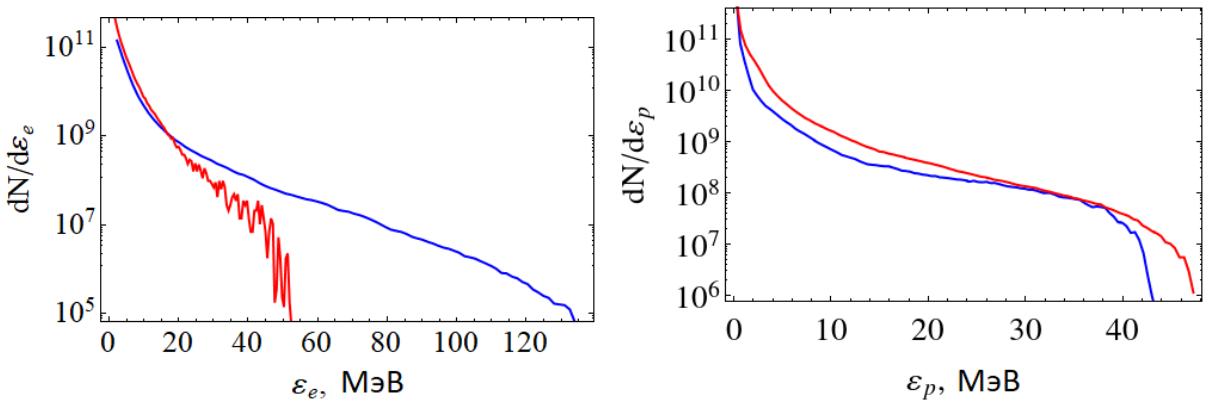


Рисунок 2.28: Спектры электронов (слева - на момент прихода максимума лазерного импульса на основную мишень) и протонов (справа - на момент окончания расчета), ускоренных из мишени толщиной 0.03λ в случае наличия преплазмы (показано синим цветом) и без преплазмы (показано красным цветом)

ускоренными из толстых фольг (толщиной порядка λ), когда вкладом светового давления можно пренебречь.

Спектры ускоренных протонов имеют стандартную экспоненциальную форму с резкой отсечкой, отвечающей максимальной энергии. Полная энергия пучка протонов (учитывались протоны с энергиями больше 1 МэВ) составляет порядка 25 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов на уровне 2.5 %.

На рис. 2.29 приведено пространственное распределение протонов с энергией больше 5 МэВ и их диаграмма направленности. В случае мишени с преплазмой результаты моделирования показывают несколько лучшую направленность пучка протонов. Расходимость пучка протонов находится на уровне 10° , в то время как для тонкой фольги этот угол составляет примерно 20° и видимо связан с неоднородностью пондеромоторной силы остро сфокусированного лазерного импульса (электроны одновременно выдавливаются и продольной, и поперечной компонентами градиента интенсивности импульса).

Таким образом можно сделать вывод, что формирование протяженной преплазмы даёт преимущество для ускорения ионов, если используется тонкая мишень произвольной толщины (за исключением оптимальной). Это показывает практическую значимость схем ускорения ионов при наличии протяжённой преплазмы, например, для наработки медицинских изотопов [47, 49].

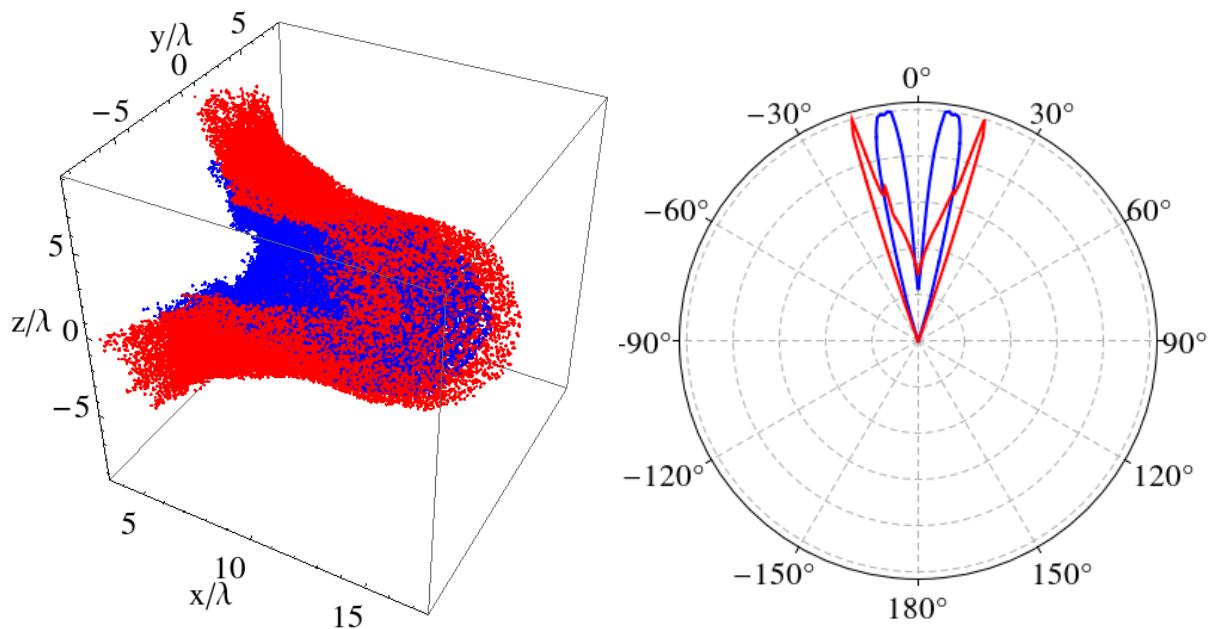


Рисунок 2.29: Пространственное распределение протонов с энергией больше 5 МэВ и их диаграмма направленности для случая мишени толщиной 0.03λ при наличии преплазмы (показано синим цветом) и без преплазмы (показано красным цветом).

2.3.3 Выводы

Приведенные теоретические результаты показывают возможность управления параметрами преплазмы при фиксированной энергии предимпульса за счет сдвига мишени относительно точки наилучшей фокусировки, способствующего увеличению эффективности ускорения протонов, что подтверждается экспериментальными данными. Так, простой сдвиг мишени вглубь от точки фокусировки может приводить к существенному увеличению максимальной энергии протонов в 1.5 раза. Для рассматриваемых параметров лазерной установки с энергией порядка 1-2 Дж и алюминиевой мишени толщиной 6 мкм оптимальная величина сдвига составляет 40 мкм, что, с одной стороны, отвечает оптимальным условиям фокусировки лазерного импульса на профиль плотности преплазмы, а, с другой стороны, позволяет избежать прогорания мишени или нарушения ее задней поверхности при максимально вложенной энергии. На основе физических представлений о реализации режима канализированного распространения лазерного импульса в режиме самозахвата дано объяснение возможности увеличения энергии протонов без повышения энергии лазера.

Продемонстрирована возможность применения лазерного импульса длитель-

ностью 25 фс установки XCELS (мощностью 10-15 ПВт) для получения рекордных энергий ускоренных протонов. Показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности позволяет достичь энергии протонов ~ 0.8 ГэВ. Численные расчеты предсказывают получение пучков протонов с полной энергией более 20 Дж с высоким (вплоть до 6%) коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных высокоэнергетических протонов (учитывались протоны с энергией более 100 МэВ).

2.4 Основные результаты главы

При моделировании разлета мишени под действием наносекундного предимпульса для рассмотренных плотностей энергии ($I_1 = 10^{11} - 10^{13}$ Вт/см², длительность 3-5 нс) характерные обратные градиентные длины лежат в диапазоне $d_1 = 0.15\text{-}0.3$ мкм, $d_2 = 3\text{-}20$ мкм для всех рассмотренных в работе типов мишеней (Al, Si, Fe, W), что говорит о довольно ограниченной применимости естественного предимпульса для управления параметрами мишени.

Эффективность ускорения электронов и ионов зависит не только от профиля преплазмы, но также и от положения точки фокусировки лазерного импульса на мишень в случае острой фокусировки. Наибольшая эффективность достигается при выполнении условия релятивистского самозахвата лазерного импульса.

В случае использования ультратонкой мишени наличие протяженной преплазмы даёт преимущество для ускорения ионов для произвольной толщины мишени в диапазоне 0.1-1 мкм (за исключением оптимальной).

Заключение

В работе проведено гидродинамическое и кинетическое исследование плазменной короны мишени, облучаемой мощными лазерными импульсами. В частности, рассмотрена ионно-звуковая неустойчивость обратного тока в плазме лазерного термоядерного синтеза и условия ее возникновения и проведено моделирование ускорения протонов и электронов из мишней с преплазмой фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности, что позволяет не только найти оптимальные параметры лазерного импульса и мишени для наиболее эффективного ускорения заряженных частиц, но и интерпретировать экспериментальные данные.

Приведем **основные результаты**, полученные в работе:

1. В рамках исследования ионно-звуковой неустойчивости обратного тока уточненная формула порогового градиента температуры, при котором возникает неустойчивость, позволила в гидродинамическом моделировании учесть вклад аномального поглощения, связанного с раскачкой этой неустойчивости, в нагрев термоядерной мишени. Показано, что дополнительное аномальное поглощение возникает при интенсивностях больше 7×10^{14} Вт/см² (на второй гармонике неодимового лазера) вблизи критической плотности и вносит вклад в общее поглощение на уровне 10 % на начальной стадии нагрева мишени.

2. В случае плазмы с двумя сортами ионов вычисленные дисперсионные свойства двух ветвей колебаний (быстрой и медленной звуковой волны) позволили рассчитать порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости, в частности, показана возможность возникновения ионно-звуковой неустойчивости в изотермической плазме за счет возбуждения медленной ветви звуковых колебаний.

3. Обосновано влияние преплазмы на эффективность ускорения электронов и ионов в рамках проведенного гидродинамико-кинетического моделирования. Предложенное описание позволяет объяснять результаты эксперимента и нахо-

дить оптимальные параметры мишени и точки фокусировки лазерного импульса на профиль преплазмы и тем самым повышать эффективность ускорения заряженных частиц.

4. Учет преплазмы приводит к некоторому снижению максимальной энергии протонов ($\sim 5\%$) для ультратонкой мишени оптимальной толщины (составляющей 30 нм), облучаемой лазерным импульсом с энергией порядка 1-2 Дж, однако дает существенный прирост к энергии протонов (вплоть до 50 %), для всех других толщин мишеней (толщиной до нескольких мкм), что связано с одной стороны с подавлением ускорения протонов световым давлением, а с другой стороны, с увеличением эффективности ускорения ионов полем разделения зарядов.

Благодарности

Автор приносит глубокую благодарность своему научному руководителю Брантову Андрею Владимировичу за знания, навыки, руководство, помочь в организации работы, а также за постоянное внимание и ценные консультации в процессе обучения и написания диссертации. Искренне благодарит сотрудников Сектора Лазерно-Плазменной физики высоких энергий за обсуждение полученных результатов и организационную поддержку. Отдельная благодарность выражается руководителю сектора, Быченкову Валерию Юрьевичу, и разработчику кода FRONT, Глазырину Семену Игоревичу.

Также автор благодарит преподавателей и сотрудников кафедры Теоретической ядерной физики НИЯУ «МИФИ» за фундаментальную подготовку и высокий уровень преподавания, обеспечившие необходимую основу для научной работы.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Anomalous absorption due to development of return current instability / Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina M.A. and Bychenkov V.Yu. // High Energy Density Physics. 2020. Vol. 36. P. 100824–1–6.
- [A2] Ракитина М.А., Брантов А.В. О раскачке ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов // Физика плазмы. 2021. Т. 57, № 10. С. 921–927.
- [A3] Simulation of Direct Drive Target Compression and Ignition Taking into Account Hot Electrons Generation / Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina M.A., Gorodnichenov K.E. and Bychenkov V.Yu. // Physics of Atomic Nuclei. 2022. Vol. 85, no. 12. P. 1966–1971.
- [A4] Ракитина М.А., Брантов А.В., Глазырин С.И. Расчет разлета мишени для задач оптимизации лазерного ускорения ионов // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131, № 2. С. 191–195.
- [A5] Лазерное ускорение ионов с использованием мишней низкой плотности / Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И., Быченков В.Ю. // Квантовая электроника. 2023. Т. 53, № 3. С. 205–209.
- [A6] Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И. Эффективное лазерное ускорение электронов и ионов из мишней с контролируемой преплазмой // Квантовая электроника. 2024. Т. 54, № 6. С. 335–340.
- [A7] Источник гамма-излучения на основе лазерного ускорения электронов из мишней со слоем низкоплотной плазмы / Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И., Лобок М.Г. // Квантовая электроника. 2024. Т. 54, № 11. С. 668–672.

- [A8] Глазырин С.И., Ракитина М.А., Брантов А.В. Формирование лазерной преплазмы для управления эффективностью ускорения частиц // Физика плазмы. 2025. Т. 51, № 1. С. 64–67.
- [A9] Влияние положения фокуса на формирование преплазмы и ускорение ионов при лазерном облучении плоской мишени / Сафонов К.В., Брантов А.В., Флегентов В.А., Шамаева Н.Н., Горохов С.А., Тищенко А.С., Замураев Д. О., Федоров Н. А., Ковалева С. Ф., Шамраев А. Л., Глазырин С.И., Ракитина М.А., Быченков В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121, № 7. С. 562–571.
- [A10] А.В.Брантов, М.А.Ракитина, С.И.Глазырин. Сравнение характеристик пучков протонов, ускоряемых коротким лазерным импульсом с энергией порядка 2 Дж из ультратонких фольг и мишней с преплазмой // Квантовая электроника. 2025. Т. 55, № 7. С. 423–428.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1964. Т. 46. С. 171–175.
- [2] Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле с импульсным включением добротности // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1965. Т. 2. С. 57.
- [3] Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора / Р.В. Амбарцумян, Н.Г. Басов, В.А. Бойко [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1965. Т. 46. С. 1583–1587.
- [4] Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня / С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Г.А. Вергунова [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 148. С. 784–798.
- [5] Moses E.I. and Wuest C. The National Ignition Facility: Laser Performance and First Experiments // Fusion Science and Technology. 2005. Vol. 47, no. 3. P. 314–322.
- [6] Progress towards ignition on the National Ignition Facility / M. Edwards, P. Patel, J. Lindl et al. // Physics of Plasmas. 2013. Vol. 20, no. 7. P. 070501.
- [7] Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion / O. Hurricane, D. Callahan, D. Casey et al. // Nature. 2014. Vol. 506. P. 343.
- [8] Lawson Criterion for Ignition Exceeded in an Inertial Fusion Experiment / H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. Aug. Vol. 129. P. 075001.

- [9] Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment / H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams et al. // Phys. Rev. Lett. 2024. Vol. 132. P. 065102.
- [10] Laser-direct-drive program: Promise, challenge, and path forward / E. Campbell, V. Goncharov, T. Sangster et al. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. Vol. 2, no. 2. P. 37–54.
- [11] Б.Б. Кадомцев. Турбулентность плазмы // Вопросы теории плазмы. 1964. Т. 4. С. 258.
- [12] Б.Б. Кадомцев. О ионно-звуковых колебаниях, возбуждаемых электронным током // Докл. АН СССР. 1963. Т. 153. С. 1295–1298.
- [13] Max C. Physics of laser fusion. volume 1: Theory of the coronal plasma in laser-fusion targets // Physics Laser Fusion. 1981. Vol. 1.
- [14] Manheimer W., Colombant D. Light absorption by ion acoustic turbulence in laser-produced plasmas // The Physics of Fluids. 1978. 10. Vol. 21, no. 10. P. 1818–1827.
- [15] Bychenkov V., Silin V., Uryupin S. Ion-acoustic turbulence and anomalous transport // Phys. Rep. 1988. Vol. 164. P. 119.
- [16] Bychenkov V., Rozmus W. A model of anomalous absorption of laser light on ion acoustic turbulence // Physics of Plasmas. 2017. 01. Vol. 24, no. 1. P. 012701.
- [17] Kuzora I., Silin V., Uryupin S. Ion-acoustic turbulence in the dusty and multi-species plasmas // Phys. Lett. A. 1999. Vol. 258. P. 329.
- [18] Кузора И.В., Силин В.П., Урюпин С.А. Динамическая поляризуемость и теория ионно-звуковой турбулентности плазмы с двумя сортами ионов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2001. Т. 120. С. 1194–1212.
- [19] Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. Vol. 56, no. 3. P. 219–221.

- [20] Горизонты петаваттных лазерных комплексов / А.В. Коржиманов, А.А. Гонсов, Е.А. Хазанов [и др.] // Успехи физических наук. 2011. Т. 181, № 1. С. 9–32.
- [21] Quantitative X-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source / J. Wenz, S. Schleede, K. Khrennikov et al. // Nature communications. 2015. Vol. 6, no. 1. P. 7568.
- [22] Intense high-contrast femtosecond K-shell x-ray source from laser-driven Ar clusters / L. Chen, F. Liu, W. Wang et al. // Physical review letters. 2010. Vol. 104, no. 21. P. 215004.
- [23] Serbanescu C., Chakera J., Fedosejevs R. Efficient $K\alpha$ x-ray source from submillijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate // Review of scientific instruments. 2007. Vol. 78, no. 10. P. 103502.
- [24] Evaluation of ultrafast laser-based hard x-ray sources for phase-contrast imaging / R. Toth, S. Fourmaux, T. Ozaki et al. // Physics of plasmas. 2007. Vol. 14, no. 5. P. 053506.
- [25] Femtosecond laser-plasma interaction with prepulse-generated liquid metal microjets / D. Uryupina, K. Ivanov, A. Brantov et al. // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19, no. 1. P. 013104.
- [26] Laser-based, high repetition rate, ultrafast X-ray source / J. Kutzner, H. Witte, M. Silies et al. // Surface and Interface Analysis: An International Journal devoted to the development and application of techniques for the analysis of surfaces, interfaces and thin films. 2006. Vol. 38, no. 6. P. 1083–1089.
- [27] Enhanced relativistic laser–plasma coupling utilizing laser-induced micromodified target / K. Ivanov, A. Brantov, S. Kudryashov et al. // Laser Physics Letters. 2015. Vol. 12, no. 4. P. 046005.
- [28] Enhancing Bremsstrahlung production from ultraintense laser-solid interactions with front surface structures / S. Jiang, A. Krygier, D. Schumacher et al. // The European Physical Journal D. 2014. Vol. 68, no. 10. P. 283.
- [29] Об ускорении протонов и легких ионов до энергий ГэВ при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной ми-

- шенью / А.В. Коржиманов, А.А. Гонсков, А.В. Ким [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2007. Т. 86, № 9. С. 662–669.
- [30] Gordienko S., Pukhov A. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasi-monoenergetic electrons // Physics of Plasmas. 2005. Vol. 12, no. 4. P. 043109.
- [31] Pukhov A., Meyer-ter Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime // Applied Physics B. 2002. Vol. 74, no. 4. P. 355–361.
- [32] Plasma guiding and wakefield generation for second-generation experiments / W. Leemans, C. Siders, E. Esarey et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. Vol. 24, no. 2. P. 331–342.
- [33] Trapping and acceleration of nonideal injected electron bunches in laser wakefield accelerators / R. Hubbard, D. Gordon, J. Cooley et al. // IEEE transactions on plasma science. 2005. Vol. 33, no. 2. P. 712–722.
- [34] Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime / W. Leemans, A. Gonsalves, H.-S. Mao et al. // Physical review letters. 2014. Vol. 113, no. 24. P. 245002.
- [35] Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. Влияние синхротронного излучения на динамику прецессии спина электрона в процессе лазерно-плазменного ускорения // Квантовая электроника. 2018. Т. 48, № 4. С. 291–294.
- [36] Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide / A. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels et al. // Physical review letters. 2019. Vol. 122, no. 8. P. 084801.
- [37] Laser wakefield acceleration of supershort electron bunches in guiding structures / N. Andreev, S. Kuznetsov, B. Cros et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2010. Vol. 53, no. 1. P. 014001.
- [38] Efficiency improvement of the femtosecond laser source of superponderomotive electrons and X-ray radiation due to the use of near-critical density targets / N. Andreev, V. Popov, O. Rosmej et al. // Quantum Electronics. 2021. nov. Vol. 51, no. 11. P. 1019.

- [39] Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science / M. Günther, O. Rosmej, P. Tavana et al. // *Nature Communications*. 2022. Vol. 13, no. 1. P. 170.
- [40] Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids / R. Snavely, M. Key, S. Hatchett et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 2945–2948.
- [41] Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1999. Т. 115, № 6. С. 2080–2090.
- [42] Laser-initiated primary and secondary nuclear reactions in Boron-Nitride / C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia et al. // *Scientific Reports*. 2016. Vol. 6. P. 21202.
- [43] Comparison of bulk and pitcher-catcher targets for laser-driven neutron production / L. Willingale, G. M. Petrov, A. Maksimchuk et al. // *Physics of Plasmas*. 2011. 08. Vol. 18, no. 8. P. 083106.
- [44] Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids / M. Roth, D. Jung, K. Falk et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. P. 044802.
- [45] Лазерное ускорение ионов для адронной терапии / С.В. Буланов, Я.Я. Вилкенс, Т.Ж. Есиркепов [и др.] // Усп. физ. наук. 2014. Т. 184, № 12. С. 1265–1298.
- [46] Linz U., Alonso J. Laser-driven ion accelerators for tumor therapy revisited // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2016. Dec. Vol. 19. P. 124802.
- [47] Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production / K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee et al. // *Applied Physics Letters*. 2001. Vol. 78, no. 5. P. 595–597.
- [48] Bychenkov V., Brantov A., Mourou G. Tc-99m production with ultrashort intense laser pulses // *Laser and Particle Beams*. 2014. Vol. 32, no. 4. P. 605–611.

- [49] Источник медицинских изотопов и нейтронов на основе лазерно-ускоренных ионов / А.Б. Брантов, С.Г. Бочкарев, О.Е. Вайс [и др.] // Физика плазмы. 2022. Т. 48, № 11. С. 1010–1025.
- [50] Proton imaging: a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies / M. Borghesi, A. Schiavi, D. Campbell et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2001. nov. Vol. 43, no. 12A. P. A267.
- [51] High resolution laser-driven proton radiography / J. Cobble, R. Johnson, T. Cowan et al. // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 92, no. 4. P. 1775–1779.
- [52] Studying astrophysical collisionless shocks with counterstreaming plasmas from high power lasers / H.-S. Park, D. Ryutov, J. Ross et al. // High Energy Density Physics. 2012. Vol. 8, no. 1. P. 38–45.
- [53] Physics of High-Charge Electron Beams in Laser-Plasma Wakefields / J. Götzfried, A. Döpp, M. Gilljohann et al. // Phys. Rev. X. 2020. Vol. 10. P. 041015.
- [54] Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A. Review of laser-driven ion sources and their applications // Reports on Progress in Physics. 2012. apr. Vol. 75, no. 5. P. 056401.
- [55] Albert F., Thomas A. Applications of laser wakefield accelerator-based light sources // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. sep. Vol. 58, no. 10. P. 103001.
- [56] Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T. Laser Ion-Acceleration Scaling Laws Seen in Multiparametric Particle-in-Cell Simulations // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 105001.
- [57] Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets / A. Brantov, E. Govras, V. Bychenkov et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2015. Feb. Vol. 18. P. 021301.
- [58] Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser / A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo et al. // Physical Review Letters. 2000. Vol. 84, no. 18. P. 4108.

- [59] Energetic heavy-ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solids / E. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf et al. // *Physical Review Letters*. 2000. Vol. 85, no. 8. P. 1654.
- [60] Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids / R. Snavely, M. Key, S. Hatchett et al. // *Physical review letters*. 2000. Vol. 85, no. 14. P. 2945.
- [61] Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties / M. Roth, A. Blazevic, M. Geissel et al. // *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. 2002. Vol. 5, no. 6. P. 061301.
- [62] Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses / A. Mackinnon, Y. Sentoku, P. Patel et al. // *Physical review letters*. 2002. Vol. 88, no. 21. P. 215006.
- [63] Theoretical Study of the Pre-Plasma Density Scale Length's Influence on the Absorption Efficiency in Laser–Solid Interaction at Relativistic Laser Intensities for PW-Class Lasers / I. Vladisavlevici, M. Ehret, E. Filippov et al. // *Photonics*. 2025. Vol. 12, no. 1. P. 71.
- [64] Enhanced proton acceleration from an ultrathin target irradiated by laser pulses with plateau ASE. / D. Wang, Y. Shou, P. Wang et al. // *Sci Rep.* 2018. Vol. 8, no. 1. P. 2536.
- [65] Dynamics of thin metal foils irradiated by moderate-contrast high-intensity laser beams / M. Povarnitsyn, N. Andreev, P. Levashov et al. // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, no. 2. P. 023110.
- [66] Laser irradiation of thin films: Effect of energy transformation / M. Povarnitsyn, N. Andreev, P. Levashov et al. // *Laser and Particle Beams*. 2013. Vol. 31, no. 4. P. 663–671.
- [67] Effect of ‘wandering’ and other features of energy transfer by fast electrons in a direct-drive inertial confinement fusion target / S. Guskov, P. Kuchugov, R. Yakhin et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019. Vol. 61, no. 5. P. 055003.

- [68] Fast-electron maintaining a high shock-ignition gain with a significant decrease in the laser pulse energy / S. Guskov, N. Demchenko, E. Dmitriev et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2022. Vol. 64, no. 4. P. 045011.
- [69] Denavit J., Phillion D. W. Laser ionization and heating of gas targets for long-scale-length instability experiments // *Physics of Plasmas*. 1994. Vol. 1, no. 6. P. 1971–1984.
- [70] Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets / Y. Fang, X. Ge, S. Yang et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016. jun. Vol. 58, no. 7. P. 075010.
- [71] Brantov A., Lobok M., Bychenkov V. Target optimisation for the yield of X-rays of desired hardness under femtosecond pulse irradiation // *Quantum Electronics*. 2016. Vol. 46, no. 4. P. 342.
- [72] Brantov A., Lobok M., Bychenkov V. Improvement of hot-electron and gamma-ray yields by selecting preplasma thickness for a target irradiated by a short laser pulse // *Quantum Electronics*. 2017. Vol. 47, no. 3. P. 232.
- [73] Anomalous absorption of high-energy green laser light in high-Z plasmas / S. Glenzer, W. Rozmus, V. Bychenkov et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 88. P. 235002.
- [74] Forslund D. Fundamentals of Plasma Simulation // *Space Science Reviews*. 1985. 10. Vol. 42. P. 3–16.
- [75] Anomalous self-generated electrostatic fields in nanosecond laser-plasma interaction / L. Lancia, M. Grech, S. Weber et al. // *Phys. Plasmas*. 2011. Vol. 18. P. 30705.
- [76] Studies of laser-plasma interaction physics with low-density targets for direct-drive inertial confinement schemes / V. Tikhonchuk, Y. Gu, O. Klimo et al. // *Matter Radiat. Extremes*. 2019. Vol. 4. P. 45402.
- [77] Crossed beam energy transfer in the presence of laser speckle ponderomotive self-focusing and nonlinear sound waves / S. Huller, G. Raj, W. Rozmus et al. // *Phys. Plasmas*. 2020. Vol. 27. P. 22703.

- [78] Resonance absorption of a broadband laser pulse / J. Palastro, J. Shaw, R. Follett et al. // Phys. Plasmas. 2018. Vol. 25. P. 123104.
- [79] Experimental investigation of short scalelength density fluctuations in laser-produced plasmas / J. Moody, S. MacGowan, B.J. and Glenzer, W. Kirkwood, R.K. and Kruer et al. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 2114–2125.
- [80] Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generations / A. Colaitis, G. Duchateau, X. Ribeyre et al. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92. P. 041101.
- [81] Huba J. D. NRL plasma formulary. Naval Research Laboratory, 1998. Vol. 6790.
- [82] Brantov A., Bychenkov V., Rozmus W. Electrostatic Response of a Two-Component Plasma with Coulomb Collisions // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 205001.
- [83] Брантов А.В., Быченков В.Ю. Нелокальный перенос в горячей плазме, часть 2. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 591.
- [84] Kinetic Theory and Vlasov Simulation of Nonlinear Ion-Acoustic Waves in Multi-Ion Species Plasmas / T. Chapman, R. Berger, S. Brunner et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P. 195004.
- [85] Brantov A., Bychenkov V., W. R. Ion acoustic instability driven by a temperature gradient in laser-produced plasmas // Physics of Plasmas. 2001. Vol. 8. P. 3558.
- [86] Return current instability driven by a temperature gradient in ICF plasmas / W. Rozmus, A. Brantov, M. Sherlock et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. oct. Vol. 60, no. 1. P. 014004.
- [87] Glazyrin S., Blinnikov S., Dolgov A. Flame fronts in Type Ia supernovae and their pulsational stability // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2013. Vol. 433, no. 4. P. 2840–2849.
- [88] Брантов А.В., Быченков В.Ю. Нелокальный перенос в горячей плазме, часть 1. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 786–836.

- [89] Bychenkov V. Ion acoustic turbulence driven by return current leads to hot electrons in laser-produced plasma // Physics of Plasmas. 2018. Vol. 25, no. 10. P. 102706.
- [90] Faehl R., Kruer W. Laser light absorption by short wavelength ion turbulence // The Physics of Fluids. 1977. Vol. 20, no. 1. P. 55–60.
- [91] Manheimer W., Wallace M. Energy flux limitation by ion acoustic turbulence in laser fusion schemes // The Physics of Fluids. 1977. Vol. 20, no. 2. P. 265–270.
- [92] Manheimer W., Colombant D., Ripin B. Efficient Light Absorption by Ion-Acoustic Fluctuations in Laser-Produced Plasmas // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 1135–1138.
- [93] Colombant D., Manheimer W., Wallace M. A model of anomalous absorption, backscatter, and flux limitation in laser-produced plasmas // The Physics of Fluids. 1980. Vol. 23, no. 12. P. 2512–2528.
- [94] Bychenkov V., Rozmus W., Tikhonchuk V. Ion acoustic waves in plasmas with light and heavy ions // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 1400–1407.
- [95] The frequency and damping of ion acoustic waves in hydrocarbon (CH) and two-ion-species plasmas / E. Williams, R. Berger, R. Drake et al. // Physics of Plasmas. 1995. Vol. 2, no. 1. P. 129–138.
- [96] Excitation of nonlinear ion acoustic waves in CH plasmas / Q. Feng, C. Zheng, Z. Liu et al. // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23, no. 8. P. 082106.
- [97] Observation of Two Ion-Acoustic Waves in a Two-Species Laser-Produced Plasma with Thomson Scattering / S. Glenzer, C. Back, K. Estabrook et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1496–1499.
- [98] High-energy ion generation in interaction. of short laser pulse with high-density plasma / Y. Sentoku, V. Bychenkov, K. Flippo et al. // Applied Physics B. 2002. Vol. 74, no. 3. P. 207.
- [99] Effects of front surface plasma expansion on proton acceleration in ultraintense laser irradiation of foil targets / P. McKenna, D. Carroll, O. Lundh et al. // Laser and Particle Beams. 2008. Vol. 26, no. 4. P. 591–596.

- [100] Investigation of laser pulse length and pre-plasma scale length impact on hot electron generation on OMEGA-EP / J. Peebles, M. Wei, A. Arefiev et al. // New Journal of Physics. 2017. feb. Vol. 19, no. 2. P. 023008.
- [101] Зельдович Б., Райзер Ю. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Рипол Классик, 2013.
- [102] A new quotidian equation of state (QEoS) for hot dense matter / R. More, K. Warren, D. Young et al. // The Physics of fluids. 1988. Vol. 31, no. 10. P. 3059–3078.
- [103] Experimental and theoretical study of absorption of femtosecond laser pulses in interaction with solid copper targets / S. Kirkwood, Y. Tsui, R. Fedosejevs et al. // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2009. Vol. 79, no. 14. P. 144120.
- [104] Enhanced electron acceleration by high-intensity lasers in extended (confined) preplasma in cone targets / D. Rusby, G. Cochran, A. Aghedo et al. // Physics of Plasmas. 2023. Vol. 30, no. 2. P. 023103.
- [105] Laser-induced damage thresholds of ultrathin targets and their constraint on laser contrast in laser-driven ion acceleration experiments / D. Wang, Y. Shou, P. Wang et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2020. Vol. 8. P. e41.
- [106] Vais O., Lobok M., Bychenkov V. Compression of high-power laser pulse leads to increase of electron acceleration efficiency // Phys. Rev. E. 2024. Vol. 110. P. 065202.
- [107] C. N., Cary J. VORPAL: a versatile plasma simulation code // Journal of Computational Physics. 2004. Vol. 196. P. 448–473.
- [108] Geant4—a simulation toolkit / A. S., A. J., K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 506, no. 3. P. 250–303.
- [109] Prepulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime / K. Ivanov, I. Tsymbalov, S. Shulyapov et al. // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24, no. 6. P. 063109.

- [110] Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme / A. Higginson, R. Gray, M. King et al. // *Nat Commun.* 2018. Vol. 9. P. 724.
- [111] XCELS–Международный центр исследований экстремальных световых полей / Е.А. Хазанов, А. А. Шайкин, И. Ю. Костюков [и др.] // *Квантовая электроника.* 2023. Т. 53, № 2. С. 95–122.
- [112] Self-Organization of a Plasma due to 3D Evolution of the Weibel Instability / D. Romanov, V. Bychenkov, W. Rozmus et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Nov. Vol. 93. P. 215004.
- [113] Preplasma effects on the generation of high-energy protons in ultraintense laser interaction with foil targets / F. Zheng, S. Wu, H. Zhang et al. // *Physics of plasmas.* 2013. Vol. 20, no. 12. P. 123105.
- [114] Manipulating laser-driven proton acceleration with tailored target density profile / Y. Yang, C. Zhou, T. Huang et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion.* 2020. Vol. 62, no. 8. P. 085008.
- [115] Laser-triggered proton acceleration from hydrogenated low-density targets / A. Brantov, E. Obraztsova, A. Chuvilin et al. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams.* 2017. Vol. 20, no. 6. P. 061301.
- [116] Быченков В.Ю., Лобок М. Г. Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 2021. Т. 114, № 9-10. С. 650–656.
- [117] Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф. Самозахват лазерного света для ультракомпактных интенсивностей // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 2024. Т. 120, № 5-6. С. 346–353.
- [118] Emittance measurement along transport beam line for laser driven protons / M. Wu, D. Li, J. Zhu et al. // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2020. Mar. Vol. 23. P. 031302.
- [119] Mora P. Plasma expansion into a vacuum // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 90. P. 185002.