

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П.Н. Лебедева
Российской Академии Наук

на правах рукописи

Говрас Евгений Александрович

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЛАЗЕРНО-ИНИЦИИРОВАННОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ
ИЗ НАНО- И МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МИШЕНЕЙ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2015

Работа выполнена в Отделении квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова
Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
(ФИАН)

Научный

руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Быченков Валерий Юрьевич

Официальные

оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
зав. лабораторией ОИВТ РАН (г. Москва)
Андреев Николай Евгеньевич

доктор физико-математических наук
в. н. с. ИПФ РАН (г. Нижний Новгород)
Костюков Игорь Юрьевич

Ведущая

организация: Федеральное государственное унитарное предпри-
ятие «Российский Федеральный Ядерный Центр–
Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики имени академика Е.И. Забабахи-
на» (ФГУП «РФЯЦ–ВНИИТФ им. академ. Е.И. За-
бабахина», Челябинская область, г. Снежинск)

Защита состоится « 21 » _____ марта _____ 2016 г. в 12 : 00 на заседании
диссертационного совета Д 002.023.03 при Федеральном государственном
бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П. Н. Лебеде-
ва Российской академии наук (ФИАН), расположенном по адресу: 119991,
г. Москва, Ленинский проспект, д.53.

С диссертацией и авторефератом можно ознакомиться в библиотеке ФИАН
(119991, г. Москва, Ленинский проспект, д.53) и на сайте: www.lebedev.ru.

Автореферат разослан « _____ » _____ 2016 г.

Учёный секретарь диссертационного совета

Д 002.023.03 при ФИАН

доктор физико-математических наук

Казарян Мишик Айразатович

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Спустя всего несколько лет после экспериментального подтверждения возможности получения когерентного излучения с помощью квантовых генераторов Н.Г. Басов и О.Н. Крохин выступили с оригинальной идеей использовать лазерное излучение для нагрева плазмы до высоких температур [1]. Основное приложение этой идеи связывалось с получением управляемых термоядерных реакций в рамках концепции лазерного термоядерного синтеза. Примерно в это же время А.В. Гуревич с соавторами опубликовал ставшую пионерской теоретическую работу [2], показавшую, что горячая плазма может выступать в качестве хорошей ускоряющей среды для ионов. Экспериментальное подтверждение этого факта для лазерно-нагретой плазмы было получено в группе Н.Г. Басова спустя всего несколько лет [3].

Предельный темп ускорения частиц определяется максимальным полем, которое можно создать в ускоряющей среде. В случае классических ускорителей (циклотроны, синхротроны, линейные СВЧ-ускорители) — это поле пробоя вакуума. Выбор лазерной плазмы в качестве ускоряющей среды имеет ряд преимуществ: плазма поддерживает создание электрических полей по крайней мере в 1000 раз больше, чем вакуум (до сотен ГВ/м), а использование лазера позволяет одновременно создавать плазму и генерировать в ней ускоряющие поля. Темп ускорения заряженных частиц из плазмы зависит от вложенной в неё энергии в единицу времени на единицу поверхности, то есть от интенсивности лазерного импульса. На протяжении почти 20 лет с 1965 года не наблюдалось существенного прогресса в росте максимальной энергии частиц, так как лазерная технология достигла предела по усилению мощности генерируемого излучения. Существенный прорыв произошёл в 1985 году, когда Стрикланд и Муру предложили технологию усиления чирпированного импульса, Chirped Pulse Amplification (CPA) [4], позволившую значительно увеличить выходную мощность лазерного излучения.

На лазерах с использованием CPA-технологии сейчас уже достигнут уровень выходной мощности лазерного излучения, превышающий 1 ПВт. Кроме этого, развитие оптики, в частности, внеосевых параболических зеркал, позволило фокусировать излучение практически на дифракционном пределе, то есть в пятно с размером порядка длины волны. Благодаря росту выходной мощности и прогрессу в фокусировке излучения на протяжении

почти 25 лет наблюдался линейный рост интенсивности лазерных импульсов, которая уже в начале 90-х годов прошлого века перешагнула релятивистский порог (лазерное поле называется релятивистским, если электрон, двигающийся в этом поле, на одной длине волны набирает кинетическую энергию, равную энергии покоя). Дальнейшее развитие технологий сделало мощные ультракороткие лазеры компактными и теперь эксперименты из области физики высоких плотностей энергии стало возможным проводить, что называется, «на столе». Стоит отметить и коммерческую доступность лазеров с мощностью вплоть до 1 ПВт: сразу две компании, Thales и Amplitude Technologies, поставляют готовые к работе установки ценой около нескольких миллионов евро.

Исследования по генерации ускоренных частиц из лазерной плазмы могут получить новый импульс в случае успешной реализации проекта лазера нового поколения ICAN (International Coherent Amplification Network) [5]. В рамках данного проекта интенсивность современных лазерных установок $I > 10^{18}$ Вт/см² при ультракороткой длительности импульса < 200 фс будет достигнута путём когерентного сложения большого числа, до 10000, маломощных оптоволоконных лазеров, что позволит достичь частоты следования импульсов на уровне 10 кГц. Использование диодной накачки и оптоволоконной активной среды позволит существенно увеличить КПД лазерного генератора «от розетки» до десятков процентов, что, безусловно, будет стимулировать внедрение лазерных установок релятивистской интенсивности в прикладных областях.

Использование ультракоротких лазерных импульсов для ускорения электронов позволило добиться значительного прогресса. Максимальная энергия электронов за 20 лет выросла в 100 раз: с 40 МэВ в 1995 году [6] до почти 5 ГэВ в 2014 году [7]. Заметим, что в работе [7] экспериментально полученные ускоряющие поля в плазме достигали значений 300 ГВ/м. Если в лазерном ускорении электронов наблюдался постоянный прогресс, то совсем иная ситуация складывается с ионами (протонами, в основном), энергия которых до сих пор, согласно рецензируемым публикациям, не превысила 70 МэВ/нуклон [8] (88 МэВ/нуклон для ионов углерода [9]). На первый взгляд, вообще трудно говорить о сколько-нибудь значимом прогрессе в лазерно-инициируемом ускорении тяжёлых частиц, если принять во внимание, один из первых результатов, пятнадцатилетней давности, ускорения протонов $\varepsilon_{max} \simeq 58$ МэВ [10], формально близкий к современным достижениям [8]. Вместе с тем, учитывая, что результат [10] получен для 400 Дж импульса, а результат [8] – для 80-джоульного, прогресс очевиден, хотя и не так впечатлителен, как для лазерного ускорения электронов. Это вы-

двигает проблему лазерно-иницированного ускорения ионов на передний план лазерной физики высоких энергий. Решению ряда вопросов в рамках этой проблемы посвящена данная диссертация.

В отличие от конверсии лазерной энергии в ускорение электронов, которая осуществляется практически непосредственно (лазер – электроны), конверсия энергии лазера в ускорение ионов дополняется преобразованием энергии электронов сначала в квазистатическую энергию поля, а затем трансформацией последней в энергию ионов. Естественно, что такая более длинная цепочка трансформации лазерной энергии (лазер – электроны – поле – ионы) уже не так эффективна, и для получения пучка ионов с максимальной энергией, а также требуемыми характеристиками, необходимо проведение тщательных исследований механизмов ускорения, и более глубокая оптимизация лазерно-плазменных схем взаимодействия.

Кроме научного вызова, исследования по лазерному ускорению ионов важны с практической точки зрения. Так, на протяжении последнего десятилетия можно с уверенностью говорить о буме практических приложений лазерно-ускоренных ионов. Неполный список областей применения включает в себя: источники для протонной и адронной терапии раковых опухолей, радиографию полей в плотной плазме, направленные источники высокоэнергетичных нейтронов, инициирование ядерных реакций, ядерную фармакологию, использование лазерно-ускоренных пучков для быстрого поджига термоядерных мишеней и ряда задач лабораторной астрофизики, исследования в области Warm Dense Matter, глубокую ионную имплантацию и ядерную физику высоких энергий.

Каждая область практического применения диктует свои требования, которым необходимо удовлетворять, и которые, в идеале, предполагают кроме возможности получения желаемой энергии генерируемого сгустка частиц, его хорошую коллимированность, моноэнергетичность, достаточную яркость пучка частиц и высокую частоту воспроизведения сгустков частиц. Некоторые из параметров пучка, например, частота воспроизведения, зависят целиком от используемого лазера, а другие, такие, как максимальная энергия ионов или моноэнергетичность, можно улучшать подбором параметров и конструкции мишени, облучаемой лазерными импульсами. В целом, задачи об ускорении ионов из лазерной плазмы относятся к разряду многопараметрических, определяющихся большим числом параметров как лазерного импульса (интенсивностью, длительностью, размером пятна фокусировки), так и плазменной мишени (атомным составом, геометрией, размером, плотностью). Конечно, современные трёхмерные кинетические численные коды позволяют моделировать ускорение частиц при взаимо-

действии коротких лазерных импульсов с различными мишенями. Однако, в силу высокой ресурсозатратности и наличия многопараметрических зависимостей численные расчёты должны предваряться и/или проверяться теоретическими построениями, дефицит которых всё ещё ощутим в лазерной физике высоких энергий и сдерживает нахождение всё новых наиболее оптимальных схем лазерного ускорения ионов. В этой связи в настоящей диссертации основное внимание уделено развитию теоретических моделей, описывающих лазерное ускорение ионов.

Важным этапом в понимании путей повышения эффективности ускорения ионов явилось установление факта возрастания максимальной энергии ионов с уменьшением толщины мишени, который отчётливо проявлялся в экспериментах с высоким контрастом по интенсивности лазерного импульса, что позволяло предотвращать слишком преждевременное разрушение мишени до прихода на неё основного импульса. Хотя требующаяся сохранность ультратонкой мишени и до сих пор не реализована в полной мере, уже были продемонстрированы обнадеживающие результаты по генерации протонов с энергией 21 МэВ для всего лишь 3 Дж лазерного импульса, на порядки менее энергетичного, чем лазеры-рекордсмены по ускорению ионов. При использовании тонких мишеней с толщиной порядка скин-глубины лазерного поля происходит наиболее эффективная конверсия энергии лазера в энергию электронов благодаря их нагреву по всему объёму мишени. Несмотря на это преимущество, до сих пор отсутствуют теоретические модели, описывающие ускорение ионов из тонких мишеней в широком диапазоне параметров лазера и мишени. Восполнение этого пробела – одна из целей настоящей диссертации.

Результатами экспериментов, численных моделирований и аналитических исследований были подтверждены преимущества использования для получения квази-моноэнергетических пучков ионов хорошего качества лазерных мишеней двухкомпонентного ионного состава, состоящих из тяжёлых атомов с большим зарядом ядра, формирующих остов мишени, и лёгких атомов. Здесь важным вопросом является нахождение оптимальных мишеней с точки зрения зарядово-массовой конфигурации плазмы и оптимального расположения примесных ионов. Этот вопрос также рассмотрен в диссертации.

В целом, анализ литературы, посвящённой изучению механизмов лазерного ускорения ионов и путей улучшения их характеристик, свидетельствует о том, что исследования ускорения ионов из плазмы, начало которым было положено 50 лет назад в пионерской работе А.В. Гуревича с соавторами [2], и по сей день остаются очень актуальными.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью данной диссертационной работы являлось построение аналитической теории ускорения ионов при разлёте плазмы плоских мишеней различного атомного состава для широкого диапазона температур лазерно-нагретых электронов. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе решались следующие задачи:

1. Разработать аналитическую модель теории разлёта электрон-ионной плазмы в вакуум для конечной толщины ионного слоя и произвольной температуры электронов плазмы.
2. В условиях объёмного нагрева тонких мишеней однокомпонентного ионного состава исследовать зависимость максимальной энергии ионов от параметров лазерного импульса: длительности, размера пятна фокусировки и энергии импульса.
3. Получить аналитическое решение задачи о кулоновском взрыве тонкой мишени с двумя сортами ионов в условиях подвижного остова мишени.
4. Найти оптимальные значения параметров тонких мишеней двухкомпонентного ионного состава, взрывающихся кулоновским образом, которые бы обеспечили улучшение практически значимых характеристик пучка лёгких ионов. Исследовать случаи однородного и слоистого распределения лёгких (примесных) ионов по объёму мишени.

Научная новизна работы

Диссертация содержит описание законченного исследования, научная новизна которого заключается в следующем:

1. Впервые описан разлёт в вакуум плазменного слоя конечной толщины, содержащего ионы одного сорта и электроны с произвольной заданной температурой.
2. Для широкого диапазона температур электронной компоненты: от квазинейтрального разлёта до кулоновского взрыва, установлена аналитическая связь между максимальной энергией ионов и основными параметрами лазерного импульса: энергия, длительность, размер пятна фокусировки.
3. Получено аналитическое решение задачи о кулоновском взрыве тонкой мишени, состоящей из тяжёлых ионов остова и легко ускоряемой примеси.

4. Теоретически изучено ускорение ионов в режиме кулоновского взрыва из тонкой мишени для случаев однородного и слоистого распределения лёгкой ионной компоненты. Проведён сравнительный анализ этих типов мишеней и найдены оптимальные значения параметров для каждого из них.

Положения, выносимые на защиту

1. Разработанная аналитическая модель описывает разлёт плазмы однокомпонентного ионного состава для произвольного отношения дебаевского радиуса нагретых электронов к толщине слоя плазмы: от квазинейтрального расширения до кулоновского взрыва. Применённая к описанию лазерно-иницированного ускорения ионов модель предсказывает существование оптимального, для получения максимальной энергии ионов, соотношения между длительностью лазерного импульса и размером пятна фокусировки.
2. Существуют оптимальные значения параметров взрывающихся кулоновским образом однородных и слоистых фольг, обеспечивающие улучшение моноэнергетичности генерируемого пучка лёгких примесных ионов и концентрацию их энергии в узком спектральном диапазоне.
3. При кулоновском взрыве плоских мишеней с двумя сортами ионов использование наиболее простых, гомогенных, мишеней обеспечивает максимальное число ускоренных лёгких ионов, содержащихся в узком спектральном интервале вблизи максимальной энергии, а слоистые мишени позволяют минимизировать полную спектральную ширину пучка лёгких ионов.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 7 печатных работах в реферируемых журналах, входящих в список ВАК. Полный список опубликованных работ по теме диссертации [А1–А7] приведён в конце автореферата на странице 23.

Практическая ценность результатов

Построенная в диссертации теория описывает связь основных параметров лазерного импульса (длительность, размер пятна фокусировки и энергия в импульсе) и мишени (плотность, атомный состав, зарядово-массовые соотношения компонент) со спектрально-энергетическими характеристиками ускоренных ионов. Поэтому она может использоваться для направления и сопровождения полномасштабных численных моделирований взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов релятивистской интенсивности с твердотельными фольгами. Предсказательная сила построенной теории может найти применение при планировании экспериментов по ускорению ионов на фемтосекундных лазерных установках: петаваттном комплексе «Pearl», ИПФ РАН (г. Нижний Новгород), субпетаваттном комплексе «Фемто», РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) и приближающихся к ним по мощности лазерах РФЯЦ-ВНИИТФ (г. Снежинск).

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных конференциях: Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2009 – 2011, 2013 – 2015), The Sixth International Conference on Inertial Fusion Science and Applications (IFSA) (San-Francisco, USA, 2009), Школа молодых учёных УНК ФИАН (Москва, 2010, 2014), The 3rd International Symposium “Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied to Science, Energy, Industry, and Medicine” (Kyoto, Japan, 2011), V Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых учёных и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Саров, 2011), 68th Scottish Universities Summer School in Physics (Glasgow, Scotland, 2011), ISTC-GSI Young Scientists School (Darmstadt, Germany, 2011), Забабахинские научные чтения (Снежинск, 2012), EPS Conference on Plasma Physics (Espoo, Finland, 2013), (Berlin, Germany, 2014), APS DPP Meeting (Denver, USA, 2013), Workshop “Complex systems of charged particles and their interaction with electro-magnetic radiation” (Москва, 2014, 2015), Харитоновские тематические чтения (Саров, 2014), 16th International Conference "Laser Optics" (Санкт-Петербург, 2014), 41st IEEE International Conference on Plasma Science & 20th International Conference on High-Power Particle Beams (Washington D.C., USA, 2014), а также на семинарах Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова (ОКРФ) ФИАН в 2012 и 2015 году. Цикл работ «Ускорение ионов при разлете лазерно-нагретого плазменного слоя в вакууме» был отмечен в 2014 году дипло-

мом на конкурсе молодёжных научных работ Учебно-Научного Комплекса ФИАН.

Результаты теории, построенной в диссертации, сравнивались с результатами одномерного электростатического моделирования. Во всём диапазоне параметров модели отклонения теоретических результатов не превышали 20%. Выводы диссертации были подтверждены на основании сравнения с экспериментальными результатами по ускорению ионов углерода из твердотельной мишени [9]. Было получено хорошее количественное согласие по максимально достижимой энергии ионов [А4]. Также было проведено сравнение с результатами полномасштабного численного моделирования методом «частица-в-ячейке» ускорения ионов из тонких мишеней в широком диапазоне интенсивностей лазерного импульса [А6]. Для всего рассматриваемого диапазона энергий лазерного импульса, размеров его пятна фокусировки и длительности было получено качественное и разумное количественное согласие. Предсказанные оптимальные конфигурации тонких мишеней с двумя сортами ионов для однородного и слоистого распределения лёгкой компоненты, а также выводы об их взаимном сравнении нашли своё подтверждение в результатах полномасштабного кинетического моделирования [А3].

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и одного приложения. Изложение материала внутри каждой главы систематизировано по параграфам с введением и заключением. Текст иллюстрируют 39 рисунков, библиография содержит 223 наименования. Общий объём работы составляет 161 машинописную страницу.

Краткое содержание работы

Введение

Во **Введении** обосновывается актуальность темы исследований, приведён обзор литературы по тематике лазерно-иницированного ускорения ионов, показана научная новизна проведённых в диссертации исследований, сформулированы цели диссертационной работы, описана структура текста вместе с решаемыми задачами. Также представлены положения, выносимые на защиту, список публикаций автора по теме диссертации, сведения о практической ценности результатов, их апробации и внедрении. В конце **Введения** помещены благодарности.

Глава 1

В главе 1 сформулирована общая постановка задачи об ускорении ионов при разлёте плазмы конечной толщины с двумя сортами ионов и лазерно-нагретыми электронами. Как один из возможных методов решения поставленной задачи рассматривается одномерное численное моделирование с помощью метода «частица-в-ячейке», которое ниже в диссертации используется для контроля точности аналитической теории и определения границ её применимости.

Раздел 1.1 представляет собой введение первой главы. В нём приводится её краткое содержание и основные результаты.

В разделе 1.2 описан вывод системы уравнений модели Больцмана–Власова–Пуассона (БВП). Считается, что электронная компонента плазмы на временах порядка обратной плазменной частоты электронов, успевает подстроиться под движение ионного остова и всегда находится в равновесии с самосогласованным электростатическим полем. В этом случае распределение плотности электронов можно считать больцмановским с заданной температурой. Также не учитывается влияние столкновительных эффектов на разлёт плазмы. Такой подход оправдан, так как при взаимодействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности с плазмой мишени, как электронная, так и ионная компонента двигаются с достаточно большими скоростями. Тогда эволюция ионных функций распределений описывается уравнениями Власова. В свою очередь, распределение самосогласованного электростатического поля описывается уравнением Пуассона.

Окончательный вид системы уравнений БВП-модели в безразмерных единицах приведён в формуле (1.8) на странице 34 диссертации. Задача в общем случае имеет три управляющих параметра. Первый – это температура лазерно-нагретых электронов, T . В диссертации не рассматриваются вопросы, связанные с движением электронов в поле лазерного импульса и ионов мишени. Вместо этого, температура, являющаяся мерой средней кинетической энергии электронной компоненты плазмы, считается подчиняющейся пондеромоторному скейлингу, найденному эмпирически [11]:

$$T \propto m c^2 \left(\sqrt{1 + a^2} - 1 \right), \quad (1)$$

где $a = 0.85 \sqrt{I \lambda^2} 10^{-18}$ – безразмерная амплитуда поля лазерного импульса, которая связана с интенсивностью I , выраженной в Вт/см², и длиной волны λ . Второй параметр задачи, μ , называется кинематическим и имеет

следующий вид:

$$\mu = \frac{Z_l/M_l}{Z_h/M_h}, \quad (2)$$

где Z_h , M_h и Z_l , M_l – заряд и масса соответственно тяжёлых и лёгких ионов. Параметр μ показывает насколько эффективнее лёгкие ионы откликаются на ускоряющее поле по сравнению с тяжёлыми ионами остова. Последний параметр, ρ , показывает долю полного заряда лёгких ионов, $q_{l,0}$, по отношению к полному заряду ионов мишени, Q :

$$\rho = \frac{q_{l,0}}{Q}. \quad (3)$$

Этот параметр показывает величину вклада лёгких ионов в общее самосогласованное электростатическое поле. Различные комбинации указанных управляющих параметров, фактически, задают постановку задач, решения которых рассматриваются в следующих главах диссертации.

В **разделе 1.3** представлены результаты, полученные с помощью одномерного электростатического БВП-моделирования (полное описание схемы построения численного решения изложено в приложении А). В ходе численного моделирования разлёта плазмы с одним сортом ионов и электронами произвольной температуры изучены распределения ионной плотности, электрического поля, а также спектральные распределения ускоренных ионов. Полученные численные результаты используются для определения точности и границ применимости теоретических моделей, изложению которых посвящены следующие главы.

В **разделе 1.4** подводятся итоги первой главы, формулируются основные выводы. Результаты, представленные в **главе 1**, были опубликованы в работах [А4, А7].

Глава 2

В **главе 2** рассмотрена задача об аналитическом описании разлёта в вакуум плазменного слоя конечной толщины с одним сортом ионов и больцмановскими электронами. Изложенная в этой главе теоретическая модель позволила впервые описать разлёт плазменного слоя в вакуум для произвольного значения его электронной температуры.

В **разделе 2.1** представлен краткий анализ имеющихся работ по теоретическому изучению ускорения ионов при разлёте плазмы в вакуум, приводится краткое содержание **главы 2** и полученные результаты.

Раздел 2.2 посвящён изучению максимально достижимой энергии ионов при разлёте тонкого плазменного слоя в вакуум. С целью получить выражение для максимальной энергии при произвольной температуре была предложена модельная плотность ионов плазмы (**подраздел 2.2.1**). В **подразделе 2.2.2** результаты аналитической модели были сопоставлены с одномерным электростатическим численным моделированием (**раздел 1.3**). Было показана высокая точность построенной теории и корректность перехода к известным предельным случаям: квазинейтральный разлёт и кулоновский взрыв.

В **разделе 2.3** была изучена зависимость максимальной энергии ионов от основных параметров лазерного импульса. Был произведён учёт конечных длительности импульса и размера пятна фокусировки (**подраздел 2.3.1**) с помощью введения адиабатического остывания электронной компоненты после выключения лазерного импульса и учётом падения ускоряющих полей при переходе разлёта плазмы в трёхмерный режим. Точность адаптированной модели контролировалась сравнением с результатами трёхмерного кинетического численного моделирования (**подраздел 2.3.2**). Учитывая результаты успешной апробации построенной модели, она была применена для изучения зависимости энергии отсечки пучка ионов на параметрической плоскости «размер пятна фокусировки – длительность импульса» при фиксированной полной энергии лазера (**подраздел 2.3.3**). Пример подобного построения приведён на рисунке 1. По результатам анализа полученной зависимости был сделан вывод о существовании оптимального соотношения между длительностью лазерного импульса и размером его пятна фокусировки: для наиболее эффективной конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных частиц, длительность импульса не должна превышать характерное время ускорения частиц (определяемое, как время разлёта плазмы на расстояния порядка диаметра пятна)

В **разделах 2.2, 2.3** была изучена максимально достижимая энергия ионов, что требовало, по сути, нахождения электрического поля на фронте разлетающейся плазмы. Но использованная выше модельная плотность (**подраздел 2.2.1**) не обеспечивает корректного описания распределения ускоряющего поля внутри разлетающейся плазмы. По этой причине в **разделе 2.4** было продолжено развитие аналитической модели с целью получения корректных спектральных распределений ускоренных ионов. В **подразделе 2.4.1** было построено модельное, но физически обоснованное, распределение электростатического поля внутри плазмы. При его построении учитывалось влияние волн зарядовой плотности на электрическое поле, обнаруженное в **разделе 1.3** при малых температурах электронов. Также

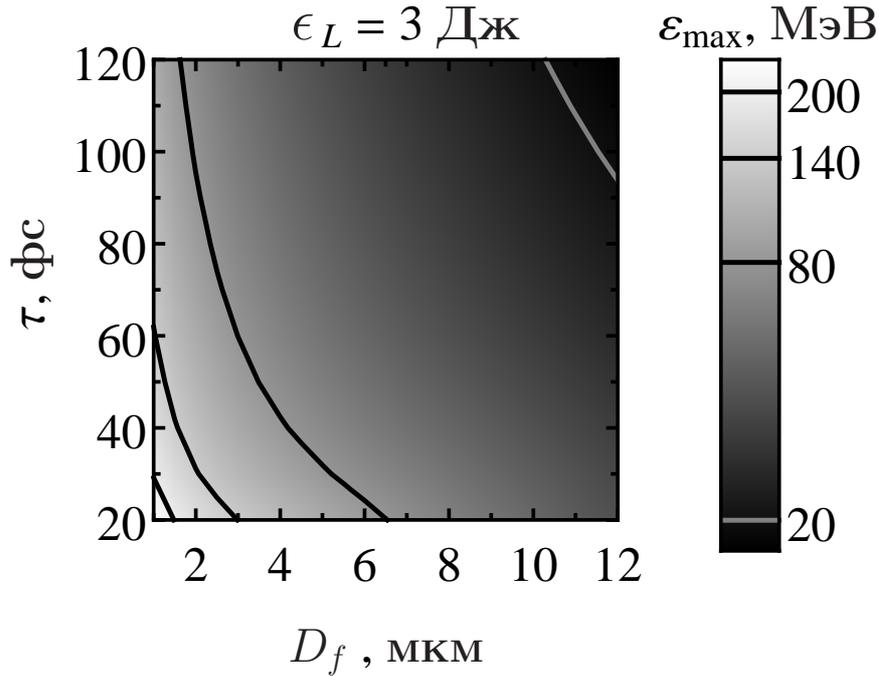


Рис. 1: Максимальная энергия протонов в зависимости от размера пятна фокусировки, D_f , и длительности импульса, τ , для водородной фольги с начальной плотностью электронов $n_{e,0} = 200 n_{cr}$ и оптимальной толщиной, обеспечивающей объёмный нагрев электронов. Энергия лазерного импульса $\epsilon_L = 3$ Дж.

была обеспечена правильность перехода к пределу кулоновского взрыва с ростом температуры. Сравнение теоретических спектральных распределений ионов, ускоренных из разлетающегося плазменного слоя, с результатами численного моделирования показало хорошую точность предложенной модели (подраздел 2.4.2).

В разделе 2.5 подводятся итоги **второй главы**, формулируются основные выводы. Результаты, представленные в **главе 2**, были опубликованы в работах [A4–A7].

Глава 3

Во **второй главе** диссертации было показано, что построение теории ускорения ионов из мишени однокомпонентного ионного состава с произвольной температурой лазерно-нагретых электронов представляет собой достаточно трудоёмкую задачу. По этой причине, переходя к изучению мишеней с двумя сортами ионов, исследование было ограничено рассмотрением разлёта плазмы мишени без учёта электронной компоненты мишени, то есть в режиме кулоновского взрыва. В **главе 3** развита теория разлё-

та плоской мишени с изначально однородными распределениями лёгких и тяжёлых ионов в режиме кулоновского взрыва, характерного для взаимодействия релятивистски сильных фемтосекундных лазерных импульсов с нанофольгами. Была проведена оптимизация спектрального распределения ускоренных лёгких ионов по кинематическому параметру, μ , и полному относительному заряду примеси, ρ . Найдены оптимальные условия для получения пучков ускоренных ионов высокого качества.

В **разделе 3.1** представлено введение к **третьей главе**, в котором описана решаемая задача. Также показана важность учёта собственного кулоновского поля примеси при анализе спектральных распределений ускоренных примесных ионов.

Раздел 3.2 содержит в себе вывод системы уравнений, описывающих кулоновский взрыв фольги с двумя сортами ионов, однородно распределённых по объёму мишени в начальный момент времени. Приводится условие, налагаемое на величину интенсивности лазерного импульса, при котором реализуется полная эвакуация электронов из мишени.

В **разделе 3.3** рассмотрен случай пренебрежения собственным кулоновским полем примесных ионов. Получено аналитическое решение задачи (**подраздел 3.3.1**), проанализированы пространственно-временные и спектральные характеристики ускоренных частиц примеси (**подраздел 3.3.2**), проведено сравнение с результатами, полученными для случая покоящегося остова тяжёлых ионов (**подраздел 3.3.3**). В **подразделе 3.3.4** проведена оптимизация пространственно-временных и спектральных характеристик ускоренных ионов по кинематическому параметру μ . Завершает **раздел 3.3** анализ пределов применимости предположения о малости собственного поля лёгких ионов (**подраздел 3.3.5**).

Раздел 3.4 содержит решение задачи с учётом кулоновского расталкивания между лёгкими ионами. В начале был сделан переход к анализу энергетических характеристик ионов при прохождении ими фиксированной плоскости, «детектора» (**подраздел 3.4.1**). При относительно малом полном заряде примеси (параметр $\rho \ll 1$) было получено аналитическое решение задачи по теории возмущений (**подраздел 3.4.2**). В последствие произведён переход к произвольным значениям параметра ρ (**подраздел 3.4.3**). В **подразделе 3.4.4** была изучена возможность улучшить спектральные характеристики ионов путём подбора состава мишени. То есть были указаны области оптимальных значений параметров μ и ρ , при которых возможно сконцентрировать значительное количество ускоренных частиц в достаточно узком энергетическом диапазоне вблизи максимальной энергии. Результаты оптимизации представлены на рисунке 2.

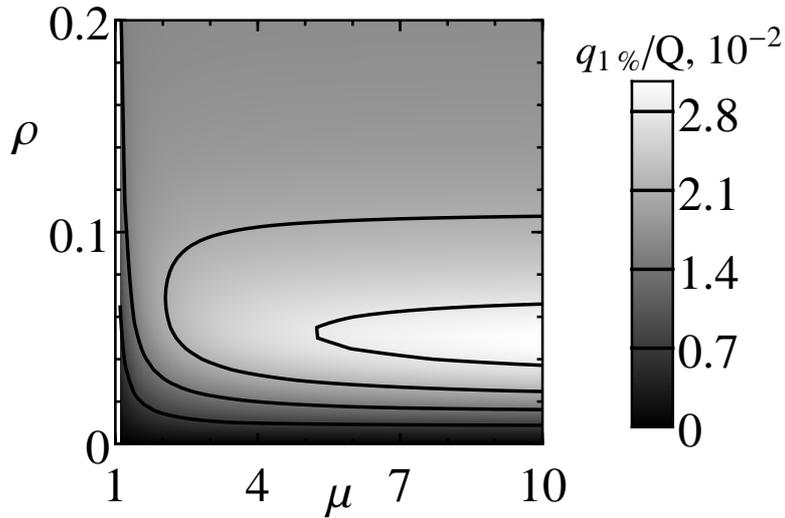


Рис. 2: Относительный суммарный заряд $q_{1\%}/Q$ примесных частиц, содержащихся в спектральном диапазоне $[0.99\varepsilon_{max}, \varepsilon_{max}]$ на плоскости управляющих параметров μ и ρ для однородной мишени.

Теоретическое предсказание о существовании оптимального значения полного заряда примесных ионов было подтверждено в полномасштабном кинетическом моделировании (**подраздел 3.4.5**).

В заключительном **разделе 3.5** подытоживаются результаты **третьей главы** и формулируются основные выводы.

Результаты, представленные в **третьей главе**, были опубликованы в работах [A1–A3].

Глава 4

Рассмотренные в **третьей главе** гомогенные мишени не исчерпывают возможных вариантов структурирования примесной компоненты в мишенях с двумя сортами ионов. В **главе 4** рассмотрен кулоновский взрыв двухкомпонентной мишени в случае, когда лёгкие ионы изначально распределены в объёме мишени в виде слоя.

Вводный **раздел 4.1** содержит встречающуюся в литературе аргументацию о выгоде концентрации ионов в виде тонкого слоя. Также описаны различные варианты расположения слоя лёгких ионов в объёме мишени.

В **разделе 4.2** описан вывод уравнений кулоновского взрыва слоистой мишени из общей системы уравнений (**раздел 1.2**).

Раздел 4.3 посвящён описанию одного из основных предложений по оптимизации ускорения ионов из слоистых мишеней, выдвигаемых в

диссертации: заглубливание слоя примесных ионов в определённую позицию внутри мишени, что позволяет снизить спектральную ширину пучка. Значение оптимальной глубины расположения слоя было получено в начале для случая пренебрежения собственным полем примесных ионов (**подраздел 4.3.1**), а затем уточнено для случая малого (**подраздел 4.3.2**) и конечного заряда примеси (**подраздел 4.3.3**). Результатом данной оптимизации стала следующая аппроксимационная зависимость оптимального положения слоя x_{opt} от управляющих параметров μ и ρ :

$$x_{opt}(\mu, \rho) = \frac{A(\rho)}{\mu^{\alpha(\rho)}} + (1 - A(\rho)), \quad (4)$$

где для диапазона ρ от 0 до 0.0046 коэффициенты $A(\rho)$ и $\alpha(\rho)$ имеют следующий вид:

$$A(\rho) \approx \frac{0.91 - (187.76 \rho)^{2.31}}{1 + (187.76 \rho)^{1.31}}, \quad \alpha(\rho) \approx 0.6 + |135.78 \rho - 0.07|^{1.87}.$$

Раздел 4.4 диссертации посвящён сравнительному анализу различных конфигураций расположения примеси в объёме мишени. В **подразделе 4.4.1** сравниваются между собой различные варианты слоистых мишеней: предложенное в диссертации оптимальное заглубливание слоя, его напыление на тыльную сторону мишени и расположение в центре мишени. Результаты сравнения показали (см. рисунок 3), что заглубливание примеси в оптимальное положение действительно позволяет уменьшить спектральную ширину пучка. Начиная с величины полного заряда лёгких ионов $\rho = \rho_{cr}$, оптимальным становится напыление примеси на поверхность мишени. Для последнего варианта существует оптимальный полный заряд примесных ионов, ρ_{opt}^l , при котором спектральная ширина будет минимальна.

В **подразделе 4.4.2** рассматривается вопрос о выборе наиболее выгодном типа распределения примеси по объёму мишени: слоистого или однородного. Критерием оценки являлась максимизация суммарного числа (заряда) ионов, попадающих в узкий спектральный диапазон вблизи максимальной энергии. На рисунке 4 проводится сравнение однородного по объёму распределения примеси с вариантами её расположения в виде слоя, напылённого на поверхность и расположенного в центре мишени. Основным результатом данного сравнения явилось отсутствие явных преимуществ у слоистого распределения примеси.

В **подразделе 4.4.3** путём сравнения с результатами трёхмерных кинетических расчётов взаимодействия лазерного импульса со слоистыми

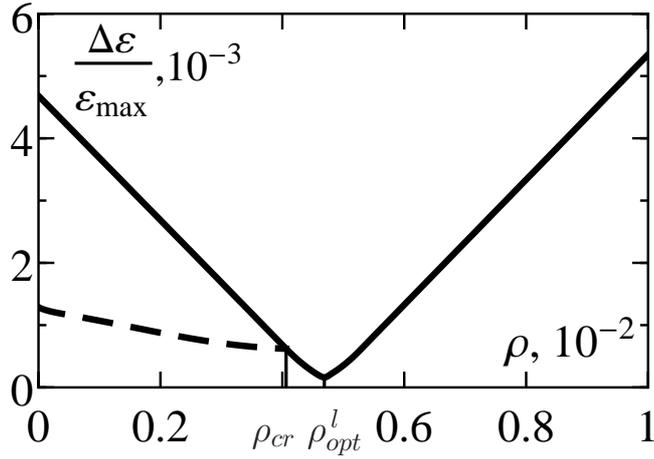


Рис. 3: Полная относительная спектральная ширина пучка лёгких ионов, ускоренных из слоистой мишени, для оптимального положения слоя (пунктирная кривая) и напылённого слоя (сплошная кривая) в зависимости от параметра ρ .

мишенями были подтверждены: теоретическое предсказание о существовании оптимального заглубления и факт отсутствия явных преимуществ у слоистых мишеней по сравнению с однородными.

Раздел 4.5 содержит заключение по **четвёртой главе**, в котором резюмируются основные результаты и предложения по оптимизации кулоновского взрыва слоистых мишеней. Результаты, представленные в **четвёртой главе**, были опубликованы в работах [A2, A3].

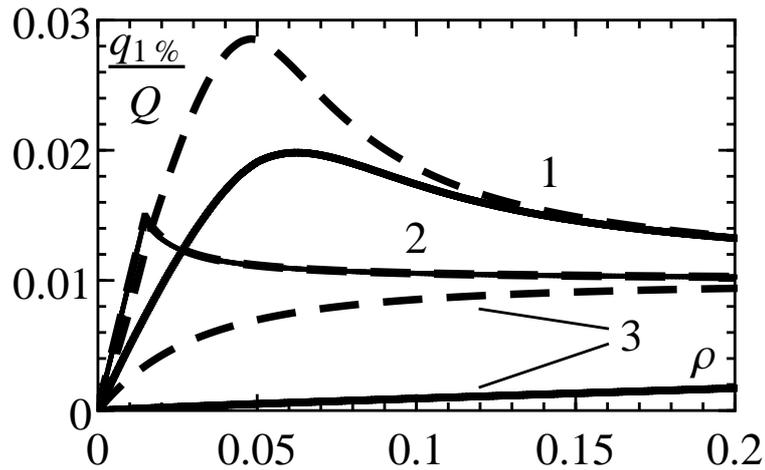


Рис. 4: Относительный суммарный заряд $q_{1\%}/Q$ примесных частиц, содержащихся в спектральном диапазоне $[0.99 \epsilon_{max}, \epsilon_{max}]$, вычисленный для однородного распределения (кривые 1), слоя примеси, расположенного на краю мишени (кривые 2) и в центре фольги (кривые 3). Сплошные линии – $\mu = 2$, пунктирные – $\mu = 7$.

Заключение

Основные выводы и результаты, полученные в диссертационной работе, изложены в **Заключении**. Они разделены на группы по типам распределений компонент лазерной плазмы. Параметрами конфигураций являлись: количество сортов ионов в плазме и их зарядово-массовое отношение (параметр μ), пространственное распределение примесных ионов по объёму мишени при их наличии (однородное распределение или концентрация в узком слое) и их суммарный заряд (параметр ρ), температура лазерно-нагретых электронов (случай произвольной температуры или режим кулоновского взрыва).

В **конце работы** представлен список часто используемых сокращений и обозначений. Заканчивает основную часть текста диссертации список литературы.

Приложение

В **Приложении А** описана схема получения численного решения основной системы уравнений БВП-модели. Подробно изложены: структура пространственной сетки дискретного пространства (**раздел А.1**), процедура вычисления плотностей ионных компонент с помощью метода «частица-в-ячейке» (**раздел А.2**), численное решение разностного уравнения Пуассона для электростатического поля на подвижной эйлеровой сетке (**раздел А.3**) и уравнения движения ионов (**раздел А.4**). В **разделе А.5** приведена схема алгоритма расчёта.

Основные результаты работы

Результатом выполненной работы явилось построение теории ускорения ионов при разлёте плоских плазменных слоев в вакуум, возникающем при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов ультракороткой длительности с веществом гомогенных и гетерогенных мишеней сложного атомного состава в условиях сильного пространственного разделения зарядов. Кратко сформулируем основные научные результаты:

1. Для проверки и установления точности развитых теоретических моделей разработана численная электростатическая модель разлёта в

вакуум плазменного слоя с двумя сортами ионов и электронами произвольной температуры. Разработанная численная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространству.

2. Разработана теоретическая модель разлёта в вакуум плазменного слоя с одним сортом ионов и нагретыми электронами. Получены спектрально-энергетические и пространственно-временные характеристики ускоренных ионов во всём диапазоне температур электронов: от квазинейтрального разлёта плазменного слоя до кулоновского взрыва, что на протяжении 50 лет оставалось нерешённой задачей. Теоретические результаты демонстрируют хорошее согласие с результатами одномерного электростатического моделирования.
3. Для лазерной мишени однокомпонентного ионного состава установлена связь основных параметров лазерного импульса и мишени с максимально достижимой энергии ионов. Полученные результаты согласуются с результатами 3D PIC моделирования ускорения ионов из полупрозрачных мишеней. Установлено существование оптимального соотношения между длительностью импульса и размером его пятна фокусировки: для наиболее эффективной конверсии лазерной энергии в ускоренный пучок ионов длительность лазера не должна превышать времени разлёта плазмы на расстояние порядка диаметра пятна фокусировки.
4. Получено аналитическое решение задачи одномерного кулоновского взрыва фольги, состоящей из ионов двух сортов.
5. С использованием аналитической модели кулоновского взрыва двухкомпонентных мишеней было установлено, что для однородно распределённой примеси лёгких ионов характерно наличие оптимального значения полного относительного заряда лёгких ионов. Мишень с такой примесью будет иметь максимально возможный полный заряд ускоренных ионов, в узком спектральном диапазоне энергии вблизи её максимального значения. Предсказанное теорией наличие оптимального значения относительного заряда однородно распределённой лёгкой примеси подтверждается результатами трёхмерного численного моделирования, описывающего взаимодействие мощного короткого лазерного импульса с тонкими мишенями двухкомпонентного ионного состава.

6. Аналогично случаю гомогенных мишеней были сформулированы практические рекомендации по структурированию слоистых мишеней для существенного уменьшения относительного спектрального разброса генерируемого пучка лёгкой ионной компоненты. При малой концентрации примеси, более выгодным является размещение слоя примеси на определённой глубине в мишени. Это позволяет снизить спектральную ширину пучка ионов в несколько раз, а найденные скейлинги позволяют выбрать нужное положение слоя для различных значений управляющих параметров. С увеличением полного заряда примесных ионов оптимальным становится расположение слоя лёгких ионов у поверхности мишени. Предсказанное теорией существование оптимального положения для слоя лёгких ионов внутри мишени подтверждается результатами трёхмерного численного моделирования, описывающего взаимодействие мощного короткого лазерного импульса с тонкими мишенями двухкомпонентного ионного состава.
7. Полученные малые относительные спектральные ширины пучков лёгких ионов (в теории – около процента), безусловно являются преимуществом при использовании слоистых мишеней при лазерном ускорении ионов. Однако, с точки зрения полного числа ускоренных частиц, использование более простых в плане технического изготовления однородных мишеней оказывается более оправданным и позволяет в несколько раз увеличить число ускоренных частиц, содержащихся в узком спектральном интервале $\sim 1\%$ вблизи максимальной энергии. Данный вывод, основанный на построенной нами упрощённой полуаналитической модели, использующей приближённые вычисления и несложные численные расчёты, находится в качественном соответствии с результатами численных кинетических расчётов, не выявивших преимуществ слоистой мишени.

Список цитированной литературы

- [1] Басов Н. Г., Крохин О. Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, № 1. с. 171.
- [2] Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы // ЖЭТФ. 1965. Т. 49, № 2. с. 647.
- [3] Получение спектров многозарядных ионов при фокусировке излучения

лазера на твердую мишень / Н. Г. Басов, В. А. Бойко, Ю. П. Войнов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5, № 6. с. 177.

- [4] Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Opt. Commun. 1985. Vol. 56, no. 3. p. 219.
- [5] The future is fibre accelerators / G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima et al. // Nat. Photon. 2013. Vol. 7, no. 4. p. 258.
- [6] Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves / A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor et al. // Nature. 1995. Vol. 377, no. 6550. p. 606.
- [7] Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime / W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, no. 24. p. 245002.
- [8] Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets / S. A. Gaillard, T. Kluge, K. A. Flippo et al. // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18, no. 5. p. 056710.
- [9] Laser-driven 1 GeV carbon ions from preheated diamond targets in the break-out afterburner regime / D. Jung, L. Yin, D. C. Gautier et al. // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20, no. 8. p. 083103.
- [10] 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, no. 14. p. 2945.
- [11] Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions / S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8, no. 2. p. 542.

Список работ по теме диссертации

- [A1] Говрас Е. А., Быченков В. Ю., Ковалев В. Ф. Ускорение легких ионов из разлетающейся ультратонкой фольги сложного ионного состава // Физика Плазмы. 2010. Т. 36, № 8. с. 757.
- [A2] High-energy protons from submicron-sized targets / V. Yu. Bychenkov, E. A. Govras, A. V. Brantov et al. // AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1465. p. 128.
- [A3] Говрас Е. А., Быченков В. Ю., Брантов А. В. Кулоновское ускорение легких ионов из однородных и слоистых мишеней // ЖЭТФ. 2012. Т. 141, № 5. с. 859.
- [A4] Говрас Е. А., Быченков В. Ю. Об энергии ионов при разлете горячего плазменного слоя в вакуум // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98, № 2. с. 78.
- [A5] Лазерное ускорение ионов: новые результаты, перспективы использования / В. Ю. Быченков, А. В. Брантов, Е. А. Говрас [и др.] // УФН. 2015. Т. 185, № 1. с. 77.
- [A6] Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets / A. V. Brantov, E. A. Govras, V. Yu. Bychenkov et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2015. Vol. 18, no. 2. p. 021301.
- [A7] Говрас Е. А., Быченков В. Ю. Полуаналитическая модель разлёта тонкого плазменного слоя в вакуум // Краткие сообщения по физике. 2015. Т. 42, № 6. с. 31.