## ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ «Объединенный институт высоких температур Российской академии наук» (ОИВТ РАН)

На правах рукописи

Мартыненко Артем Сергеевич

## СВЕРХПЛОТНАЯ ПЛАЗМА В УСЛОВИЯХ ИЗОХОРИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПИКОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Специальность 01.04.08 -

«Физика плазмы»

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: к. ф.-м. н. Пикуз Сергей Алексеевич

автор:

Москва – 2021

### Оглавление

| ВВЕДЕНИЕ  |
|---|
| ГЛАВА 1. РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОМЕНТА<br>ВРЕМЕНИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ НА ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВКАХ<br>РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ   |
| § 1.1. Особенности лабораторного получения горячей плазмы околотвердотельной плотности15  |
| <ul> <li>§§ 1.1.1. Создание плотного нагретого и плотного горячего веществ в лабораторных условиях</li></ul>  |
| § 1.2. Рентгеноспектральный метод определения параметров плазмы и оценки момента времени  |
| образования преплазмы   |
| ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВОБОДНО РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ,<br>СОЗДАННОЙ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСАМИ<br>РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ, РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ<br>С УЧЁТОМ ЕЁ ОСТЫВАНИЯ И РАЗЛЁТА   |
| § 2.1. Эмиссионная рентгеновская спектрометрия и проблемы определения плотности плазмы свободно   |
| разлетающейся плазмы  |
| § 2.2. Метод определения параметров свободно разлетающейся плазмы по её интегральным по времени   |
| рентгеновским эмиссионным спектрам в предположении адиабатического разлёта  |
| §§ 2.2.1. Приближение адиабатического разлёта       28         §§ 2.2.2. Особенности эмиссионного спектра плазмы в приближении адиабатического разлёта       31         §§ 2.2.3. Определение параметров плазмы по уширениям спектральных линий       35         §§ 2.2.4. Границы применимости       35         §§ 2.2.5. Пример определения параметров плазмы по профилям спектральных линий тонкой кремниевой фольги       37         § 2.3. Заключение к Главе 2       39 |
| ГЛАВА 3. ИЗОХОРИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛОТНОЙ ПИКОСЕКУНДНОЙ<br>РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПРЯМОМ ВОЗДЕЙСТВИИ  |
| ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 40  |
| § 3.1. Постановка эксперимента и используемый диагностический комплекс лазерной установки Vulcan  |
| PW  |
| <ul> <li>§§ 3.1.1. Постановка эксперимента</li></ul>  |
| на мишень за счёт использования специальных мишеней с покрытием   |
| <ul> <li>§§ 3.2.1. Изохорический нагрев плазмы и удержание преплазмы от разлёта</li></ul>   |

| 88 3.2.6. Выволы к цараграфу   |                   |
|--|-------------------|
| § 3.3. Эффекты плотности в атомарной структуре изохорически создаваемой плазмы   | 52                |
| §§ 3.3.1. Эффект понижения потенциала ионизации  | 52                |
| §§ 3.3.2. Моделирование эффекта понижения потенциала ионизации   | 54                |
| §§ 3.3.3. Экспериментальное наблюдение эффекта понижения потенциала ионизации  | 55                |
| §§ 3.3.4. Обсуждение   | 57                |
| §§ 3.3.5. Выводы к параграфу   | 60                |
| § 3.4. Радиационные свойства релятивистской лазерной плазмы твердотельных мишеней                                      | 60                |
| §§ 3.4.1. Требования, предъявляемые к источнику рентгеновского изучения в исследова                                    | ниях с            |
| применением использований абсорбционной спектрометрии  | 60                |
| §§ 3.4.2. Расчеты эмиссионных спектров рентгеновских источников на основе плотной ла                                   | зерной            |
| плазмы твердотельных мишеней.  | 64                |
| §§ 3.4.3. Оптимизация конфигурации твердотельных мишенеи   | 66                |
| §§ 3.4.4. Сравнение светимостеи мишеней различной конфигурации   | 69                |
| уу 5.4.5. Быводы к параграфу   | 71                |
| у 5.5. Заключение к 1 лаве 5   | /1                |
| ГЛАВА 4 НЕПРЯМОЙ ИЗОХОРИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПОТО  | ком               |
| ЭЛЕКТРОНОВ УСКОРЕННЫХ В ПОЛЕ ПИКОСЕКУНЛНЫХ РЕЛАТИВИСТС   | ком<br>чич        |
| JANDALI COD  | лнл<br><b>7</b> 2 |
| ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ   | 73                |
| § 4.1. Эксперименты по генерации плотной горячей плазмы потоком горячих электронов, ускор                              | енных             |
|  | 72                |
| в поле лазерного импульса  |                   |
| §§ 4.1.1. Изохорический нагрев мишени потоком горячих электронов   | 73                |
| §§ 4.1.2. Получение плотной горячей плазмы при лазерном облучении тонких фольг   | 74                |
| §§ 4.1.3. Получение плотной горячей плазмы при лазерном облучении тонких проволочек                                    | 79                |
| § 4.2. Комплексное исследование процессов прогрева тонкопроволочных мишеней  | 82                |
| §§ 4.2.1. Исследование плотного нагретого вещества внутри тонкопроволочных мише  | еней с            |
| одновременным использованием радиографической и эмиссионной рентгеновской диагностик                                   | 82                |
| §§ 4.2.2. Расширенная постановка эксперимента: совмещение радиографической и эмисси                                    | ионной            |
| диагностик   | 83                |
| §§ 4.2.3. Определение температуры плотного нагретого вещества по его эмиссионным рентгено                              | эвским            |
| спектрам   | 86                |
| §§ 4.2.4. Определение пространственного профиля температуры плотного нагретого вещества                                | 88                |
| §§ 4.2.5. Гемпературные профили плотного нагретого вещества при различных типах обл                                    | учения            |
| мишени   | 91<br>03          |
| 88 4 2 7 Определение температуры плазменной короны   |                   |
| 88 4.2.8. Особенности прогрева вещества проволочки в зависимости от энергии и интенси                                  | вности            |
| яз ч.2.6. Особенности прогрева вещества проволо ки в зависимости от эпертии и интенен<br>палающего пазерного излучения | 98                |
| 8 4.3. Заключение к Главе 4  | 103               |
| о ···· · - ······ · · ···· · · · · · · ·   |                   |
| ОБЩЕЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ   | 105               |
|  | 405               |
| СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ, СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИИ И СОКРАЩЕНИИ  | 107               |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ  | 109               |

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Экстремальные состояния вещества, создаваемые сверхинтенсивными потоками энергии, плотности которых на много порядков превышают плотность энергии межатомных молекулярных связей, вызывают несомненный интерес. Он в первую очередь связан с тем, что именно такие состояния характерны для широкого класса астрофизических объектов (например, ядер звёзд и газовых гигантов), а также для активных сред перспективных энергетических установок управляемого синтеза.

При этом для таких состояний вещества характерна высокая сложность протекающих процессов и возникающих явлений. Это приводит к необходимости проведения экспериментальных исследований в относительно контролируемых лабораторных условиях для верификации физических моделей, разрабатываемых для описания этих процессов и явлений.

Быстрое развитие лазерной техники позволило уже в настоящее время обеспечить импульсное воздействие на вещество сверхинтенсивных потоков, достигающих мегаджоульного уровня по энергии и петаваттного уровня по мощности. За счет этого может быть осуществлён нагрев вещества до тысяч эВ и сжатие до нескольких гигабар. Но в то же время особую сложность представляет получение состояний, обладающих высокой плотностью и температурой одновременно. В схемах инерциального синтеза такие условия обеспечиваются за счет динамического сжатия плазмы с температурой в несколько кэВ.

Создание в экспериментальных условиях вещества с плотность порядка плотности твердого тела и температурой около 10–100 эВ до самого недавнего времени экспериментально не было реализовано. Для реализации изохорического нагрева и создания тем самым такого вещества требуется обеспечение условий, при которых время энерговклада составляет менее характерного времени гидродинамического разлета плазмы, обладающей температурой до нескольких сотен эВ, то есть времени разлёта порядка составляющего долей наносекунды. Иными словами, необходимо использование достаточно короткого лазерного импульса.

С другой стороны, для получения новых данных о процессах и состояниях вещества, находящегося в этой области фазовой диаграммы, необходимо обеспечить нагрев в макроскопическом объеме, порядка сотни мкм^3. Это налагает дополнительное требование, предъявляемое к параметрам греющего лазерного импульса: величина его энергии должна составлять десятки и сотни Дж.

Таким образом, отличным кандидатом для обеспечения импульсного энерговклада выступает излучение оптических пикосекундных лазерных комплексов суб-петаваттной мощности, которые стали доступны в последние годы в ведущих мировых научных центрах. При достижении плотностей плазмы, составляющих порядка или даже превышающих твердотельное значение, начинает проявляться целый набор различных не до конца изученных эффектов. Так открытыми остаются вопросы, связанные с влиянием плотности плазмы на ее излучательные и транспортные свойства, на атомную структуру, потенциалы ионизации и сечения кинетических процессов в многозарядных ионах.

Релятивистская лазерная плазма выступает в роли мощного источника высокоэнергетичных электронов, пробег которых в веществе составляет порядка сотен микрометров. Это создаёт принципиальную возможность **непрямого** изохорического прогрева твердотельных мишеней с использованием лазерных установок, а именно за счёт потока лазерноускоренных быстрых электронов. При этом физические процессы, связанные как с динамикой и структурой возникающих электронных токов и индуцируемых электромагнитных полей, так и с механизмами прогрева вещества, представляют отдельный интерес для изучения, в особенности для случая использования пространственно-ограниченных проводящих мишеней.

Важнейшей особенностью применяемых в рамках настоящей диссертационной работы лазерных систем является возможность обеспечения ими сверхвысокого временного контраста лазерного импульса. Это позволило также исследовать процесс изохорического нагрева плотной плазмы счёт **прямого** греющего действия лазерного импульса.

Таким образом, настоящая работа посвящена исследованию свойств плотной плазмы, находящейся в режиме изохорического либо близкого к изохорическому нагрева, за счёт прямого и непрямого воздействия пикосекундных лазерных импульсов сверхвысокого временного контраста и субпетаваттной мощности.

Таким образом, **целью** настоящей работы является создание и экспериментальное изучение свойств плазмы твердотельной и околотвердотельной плотности, изохорически нагреваемой за счет прямого и непрямого воздействия пикосекундных лазерных импульсов субпетаваттной мощности и высокого временного контраста.

Для достижения поставленной цели в диссертационной работе решались следующие задачи:

- Создание лазерной плазмы околотвердотельной плотности и измерение ее параметров в схеме прямого нагрева плазмы пикосекундным релятивистским лазерным импульсом - за счёт одновременного использования сложноструктурированных мишеней, плазменного зеркала и ОРСРА технологии усиления.
- Изучение эффекта понижения потенциала ионизации в многозарядных ионах плазмы околотвердотельной и твердотельной плотностии, валидация существующих теоретических моделей его описывающих.

5

- 3. Обеспечение *непрямого нагрева* вещества до температур в десятки эВ потоком быстрых лазерно-ускоренных электронов в геометрии, позволяющей достоверно определять параметры и изучать процессы в *изохорически нагретой* области
- 4. Одновременное измерение *температурного профиля и динамики разлета* области, нагреваемой потоком релятивистских электронов. Изучение влияния параметров лазерного импульса на характер прогрева вещества.
- 5. Исследование *рентгеновских излучательных свойств* релятивистской лазерной плазмы твердотельной плотности и возможностей её применения в качестве рентгеновского источника для задач *абсорбционной рентгеновской спектроскопии* плотной горячей плазмы.
- 6. Для обеспечения проводимых работ решались также задачи развития *методов диагностики* плотной релятивистской плазмы:
- 7. Разработка рентгеноспектральной методики оценки временного контраста пикосекундных лазерных импульсов релятивистской интенсивности и определения временной задержки между началом образования плазмы на поверхности мишени и воздействием основного лазерного импульса.
- Разработка методики восстановления параметров лазерной плазмы в момент взаимодействия основного лазерного импульса с мишенью, основанной на анализе интегральных по времени эмиссионных рентгеновских спектров.

#### Научная новизна работы

Впервые с высокой точностью было определено положение края рекомбинационного континуума в зависимости от плотности кремниевой плазмы вплоть до околотвердотельных значений. Наблюдалось исчезновения уровней с главным квантовым числом n ≥ 4 в гелиеподобных ионах кремния и пропадание соответствующих эмиссионных рентгеновских спектральных линий.

Предложен оригинальный метод оценки момента образования преплазмы по рентгеновским эмиссионным спектрам лазерной плазмы, создаваемой ультракороткими лазерными импульсами.

Показано, что пластиковые мишенные обкладки позволяют повысить плотность получаемой лазерной плазмы в том числе для случая устравысокого лазерного контраста, достигнутого за счёт одновременного использования ОРСРА и плазменного зеркала.

Разработан и апробирован оригинальный метод восстановления параметров адиабатически разлетающейся плазмы в момент взаимодействия основного сверхмощного

6

лазерного импульса с мишенью по её интегральным по времени эмиссионным рентгеновским спектрам.

Впервые было охарактеризовано состояние плотного нагретого вещества, разогреваемого потоком быстрых лазерно-ускоренных электронов, с одновременным применением эмиссионных рентгеноспектральных и абсорбционных рентгенографических методов диагностики для протяжённых мишеней: впервые проведено одновременное восстановление температурного профиля разогретого вещества и описание динамики разлёта мишени. Выявлено определяющее влияние лазерной интенсивности на характер прогрева проволочки на глубине от 300 мкм; а энергии – на максимальную температуру получаемой плазмы.

#### Научная и практическая значимость работы

Установлено, что одновременное применение пластиковых обкладок ведёт к существенному повышению плотности плазмы вплоть до почти твердотельных значений, в то время как их отсутствие – к генерации плазмы с величиной плотности в несколько раз меньше даже в тех случаях, когда используется излучение лазерной установки ультравысокого контраста.

Показана возможность оптимизации источников жёсткого рентгеновского излучения на основе твердотельных мишеней для абсорбционной спектральной диагностики плотной горячей плазмы.

Полученные экспериментальные данные о положении границы фоторекомбинационного континуума позволили верифицировать существующие теоретические модели, описывающие изменения атомной структуры веществ при высоких плотностях и температурах.

Экспериментальные данные о параметрах прогреваемого потоком горячих электронов токов используются для верификации численных моделей, описывающих динамику и структуру возникающих электронных токов, механизмы прогрева вещества

Развитые подходы к анализу рентгеновских эмиссионных спектров лазерной плазмы, методы оценки момента образования преплазмы и параметров плазмы в момент прихода основного лазерного импульса используются при постановке экспериментов на современных лазерных установках, таких как Vulcan PW (RAL, Великобритания), Phelix (GSI, Германия), и интерпретации их результатов.

#### На защиту выносится:

- Рентгеноспектральный метод определения момента плазмообразования относительно времени прихода основного лазерного импульса релятивистской мощности на мишень, основанный на анализе профиля и относительных интенсивностей диэлектронных сателлитов и линии Ly<sub>α</sub>.
- Метод восстановления плотности и электронной температуры адиабатически разлетающейся плазмы в момент взаимодействия основного сверхмощного лазерного импульса с мишенью, основанный на анализе профилей линий Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub> в интегрированном по времени рентгеновском эмиссионном спектре.
- 3. Демонстрация роли внешнего пластикового покрытия для обеспечения изохорического нагрева микронных тонкоплёночных мишеней, облучаемых пикосекундными релятивистскими лазерными импульсами ультравысокого контраста с интенсивностью до 3 × 10<sup>21</sup> Вт/см<sup>2</sup>, и результаты рентгеноспектральных измерений параметров создаваемой таким образом плазмы.
- 4. Экспериментальная зависимость величины понижения потенциала ионизации от плотности плазмы, создаваемой при облучении микронных фольг кремния высококонтрастным оптическим лазерным импульсом релятивистской интенсивности. Наблюдение смещения границы фоторекомбинационного континуума в излучении гелиеподобных ионов и исчезновение уровней с главным квантовым числом n ≥ 4 в гелиеподобных ионах плазмы твердотельной и околотвердотельной плотности.
- 5. Экспериментальное подтверждение изохорического характера нагрева тонкопроволочной мишени потоком релятивистских электронов, ускоренных в поле пикосекундного лазерного импульса (~1 × 10<sup>20</sup> Bt/cm<sup>2</sup>), полученное за счёт одновременного определения профилей плотности и температуры плотного нагретого вещества методами рентгеновской эмиссионной спектроскопии и покадровой радиографии.
- 6. Эффект увеличения максимальной температуры изохорически нагретой области тонкопроволочной проводящей мишени за счет роста энергии релятивистского лазерного импульса при отсутствии зависимости этой температуры от лазерной интенсивности, изменяемой варьированием диаметра фокального пятна и длительности импульса в диапазоне от 6×10<sup>18</sup> до 1×10<sup>20</sup> Вт/см<sup>2</sup>.

#### Структура и объём работы

Работа состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка литературы, содержащего 197 наименований; она изложена на 122 страницах машинописного текста, включая 53 рисунка, 5 таблиц.

#### Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор участвовал в подготовке, проведении, а также последующей обработке результатов серии экспериментов по исследованию плотного нагретой плазмы на установках Phelix (GSI, Германия), Vulcan PW (RAL, Великобритания), PALS (IPP, Чехия), VEGA (CLPU, Испания). Материалы, полученные на первых двух установках, легли в основу настоящей диссертации. Автор выполнял численные расчёты эмиссионных спектров многозарядных ионов, а также разрабатывал модель адиабатического разлёта плазмы, использовавшуюся для описания экспериментальных данных и определения параметров плазмы.

#### Основное содержание диссертации

Первые две главы посвящены вопросам создания и диагностики плазмы со свободным разлётом на оптических лазерных установках. Так первая глава была посвящена решению одной из сформулированных ранее задач, а именно выработке методики определения момента образования лазерной плазмы по её интегрированным по времени эмиссионным рентгеновским спектрам. Облучение твердотельных мишеней мощными лазерными импульсами является одним из достаточно распространенных и хорошо себя зарекомендовавших способов получения плазмы высокой плотности. Однако, обеспечению изохорического нагрева мешает преждевременное образование преплазмы под действием интенсивного предимпульса или пьедестала. В главе приводится краткий обзор нескольких существующих субпетаваттных экспериментальных лазерных комплексов и их экспериментальных возможностей, включая установки PHELIX (GSI, Германия) и Vulcan PW (RAL, Великобритания). Именно с использованием последних были получены основные экспериментальные данные, лёгшие в основу настоящей работы. Даётся описание рентгеноспектрального метода оценки момента времени образования преплазмы и характеризации временного лазерного профиля. Метод основан на определении параметров плазмы за счёт анализа структуры характеристической линии Ly<sub>a</sub> и её диэлектронных сателлитов рентгеновского эмиссионного спектра создаваемой плазмы.

Вторая глава посвящена другой из обозначенных ранее задач, а именно разработке способа, позволяющего определить начальные параметры свободно разлетающейся лазерной плазмы с учётом её остывания и разлёта, используя для этого интегральные по времени эмиссионным рентгеновские спектры плазмы. Характерное время существования плазмы околотвердотельной плотности, образовывающейся в момент взаимодействия основного лазерного импульса с мишенью, составляет порядка 1 пс. Аналогично, процессы, которые представляют наибольший интерес, являются короткоживущими, а временной разрешающей способности существующих диагностических приборов не хватает для их регистрации. Это

вынуждает искать способы определения начальных параметров плазмы по данным, полученным без временного разрешения. Описываемый в данной главе способ основан на анализе эмиссионных рентгеновских спектров плазмы в т.н. приближении адиабатического разлёта, то есть с учётом остывания и гидродинамического расширения плазмы. Плотности плазмы определялись преимущественно на основании анализа профилей (интенсивностей и уширений) характеристических линий Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub> плазмы, соответствующих ионам XIII и XII.

Третья глава посвящена изучению эффектов плотности и свойств горячей плотной плазмы, создаваемой при прямом воздействии лазерного излучения на твердотельную мишень, также рассматривается вопрос обеспечения её изохорического нагрева за счёт использования сложноструктурированных мишеней. Эксперимент был проведён на лазерной установке Vulcan PW (CLF, Великобритания). Для получения плазмы околотвердотельной плотности использовались мишенные пластиковые обкладки, препятствующие существенному разлёту преплазмы к моменту прихода основного лазерного импульса. Ультравысокий контраст достигался за счёт использования технологии ОРСРА и плазменного зеркала. На основании анализа полученных эмиссионных рентгеновских спектров с использованием численного моделирования осуществлялось определение плотностей плазмы. Показано, что за счёт применения обкладок плотность плазмы была увеличена в 2 раза и составила порядка 80% от твердотельной, параметры лазерного импульса при этом были примерно одинаковыми. В следующей части главы рассматривается один из эффектов плотности, проявляющийся в атомарной структуре плотной плазмы, а именно эффект понижения потенциала ионизации (ППИ). При этом отличие в эмиссионных рентгеновских спектрах плазмы, предсказываемых альтернативными моделями, особенно ярко проявляется в области околотвердотельных плотностей. Показаны результаты экспериментального измерения положения границ фоторекомбинационного континуума и связанный с ним эффект последовательно «пропадания» эмиссионных спектральных линий для кремниевой плазмы в диапазоне плотностей от  $1 \times 10^{21}$  до 4 × 10<sup>22</sup> ион/см<sup>3</sup>. В четвертой части данной главы рассматриваются радиационные свойства релятивистской лазерной плазмы твердотельных мишеней в контексте использования такой плазмы в качестве рентгеновского источника для абсорбционной спектральной диагностики плотной горячей плазмы. Такой источник должен быть достаточно ярким, короткоживущим, малым по размеру, а его спектр не должен содержать интенсивных спектральных линий, то есть быть однородным. В рамках настоящей работы предлагается использовать излучение лазероплазменных источников в спектральном диапазоне фоторекомбинационного континуума, т.к. оно потенциально отвечает всем обозначенным условиям. Это хорошо иллюстрируют расчётные спектры самоизлучения плазмы в области фоторекомбинционного диапазона для некоторых элементов и соединений. Были экспериментально оценены излучательные свойства

мишеней различных конфигураций в области пика фоторекомбинационного континуума. В качестве мишеней использовались кремниевые и алюминиевые фольги, толщины которых менялись в диапазоне от 0.5 до 30 мкм. Максимум светимости наблюдался при толщине мишени порядка 10 мкм.

В четвертой главе рассматривается вопрос изохорического прогрева тонкопроволочных мишеней потоком быстрых электронов, ускоренных в поле лазерного импульса петаваттной мощности установки PHELIX. Прогрев вещества осуществляется не напрямую за счёт греющего действия лазерного импульса, а за счёт вторичных процессов. В рамках настоящей работы впервые был проведён эксперимент по изохорическому нагреву тонких титановых проволочек в торцевой и боковой конфигурациях облучения потоком лазероускоренных горячих электронов с одновременным применением эмиссионной рентгеновской и радиографической диагностик. Эмиссионные спектры были получены с пространственным разрешением вдоль оси проволочки, что позволило диагностически разделить излучение лазерной короны и плотного горячего вещества, формируемого внутри мишени. Для определения температурных профилей прогрева вещества использовался метод нахождения температуры плазмы по сдвигу характеристических линий К<sub>α</sub> её эмиссионных рентгеновских спектров. Показано, что температура вещества близ поверхности мишени составила до нескольких десятков эВ, а общий прогрев составил и до порядка 0.5 мм вглубь мишени. Демонстрируется, что максимальная характерная температура прогрева при торцевом облучении в среднем в 1.25 раза больше, чем при боковом облучении, а характерная глубина прогрева при этом заметно не изменяется. Демонстрируется резкая зависимость температуры прогрева проволочки преимущественно от величины вкладываемой лазерной энергии, а не её интенсивности при изохорическом прогреве мишени потоком релятивистских лазерно-ускоренных электронов в диапазоне интенсивности от 6×10<sup>18</sup> до 1×10<sup>20</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Так, показано, что увеличение интенсивности (за счёт уменьшения длины импульса и диаметра пятна фокусировки) не приводит к повышению температуры прогрева в приповерхностной области мишени, зато влияет на глубину прогрева вещества.

В Заключении приведены основные результаты работы.

#### Апробация результатов

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались лично на 12 всероссийских и международных конференциях и симпозиумах:

- Scientific-Coordination Workshop on Non-Ideal Plasma Physics (NPP 2020). Moscow (Russia), 2-6 декабря, 2020.
- 19th International Conference Laser Optics (ICLO 2020), Санкт-Петербург (Россия), 2-6 ноября 2020.

- International Conference on Ultrafast Optical Science (UFL-2020), Москва (Россия), 28 сентября - 02 октября 2020.
- XXXV International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS-2020). Кабардино-Балкария, Эльбрус (Россия), 1-6 марта 2020.
- VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (ЛаПлаз-2020), Москва (Россия), 11-14 февраля 2020.
- XII Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, Саров (Россия), 25-28 июня 2019.
- 3<sup>rd</sup> European Conference on Plasma Diagnostics (ЕСРД-2019), Лиссабон (Португалия), 6-10 мая 2019.
- International Conference on High Energy Density (ICHED-2019), Оксфорд (Великобритания), 31 марта – 1 апреля 2019.
- 17<sup>th</sup> International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation (CSCPIER-2019), Москва (Россия), 25-27 марта 2019.
- XXXIV International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (ELBRUS-2019). Кабардино-Балкария, Эльбрус (Россия), 1-6 марта 2019.
- V Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (ЛаПлаз-2019), Москва (Россия), 12-15 февраля 2019.
- International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018), Москва (Россия), 1-5 октябрь 2018.

#### Публикации

Основные результаты диссертации представлены в 13-ти публикациях, 9 из которых опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК и входящих в системы цитирования Web of Science и Scopus:

- Martynenko A.S., Skobelev I.Yu., Pikuz S.A., Ryazantsev S.N., Golovkin I.E., Baird C., Booth N., Doehl L., Durey P., Faenov A.Ya., Farley D., Kodama R., Lancaster K., McKenna P., Murphy C.D., Spindloe C., Pikuz T.A., Woolsey N., "Determining the Short Laser Pulse Contrast Based on X-Ray Emission Spectroscopy," High Energy Density Physics, Vol. 38, Page 100924 (2021). https://doi.org/10.1016/j.hedp.2021.100924
- Ryazantsev S. N., Skobelev I.Y., Martynenko A.S., Alkhimova M.A., Mishchenko M.D., Sedov M.V., Pikuz T.A., Fukuda Y., Kiriyama H., Pirozhkov A.S., Pikuz S.A., "Analysis of Lyα Dielectronic Satellites to Characterize Temporal Profile of Intense Femtosecond Laser Pulses", Crystals, 11(2), 130 (2021). https://doi.org/10.3390/cryst11020130

- Martynenko A.S., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu., Ryazantsev S.N., Baird C., Booth N., Doehl L., Durey P., Farley D., Kodama R., Lancaster K., McKenna P., Murphy C., Spindloe C., Pikuz T.A., and Woolsey N. "Optimization of a laser plasma-based X ray source according to WDM absorption spectroscopy requirements" // Matter and Radiation at Extremes, Vol. 6, Issue 1, P. 014405 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0025646
- Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu., Filippov E.D., Martynenko A.S., Mishchenko M.D., Krus M., Renner O., and Pikuz S.A. "Precise wavelength measurements of Potassium He- and Li-like satellites in a laser plasma of a mineral target" // Matter and Radiation at Extremes, Vol. 6, Issue 1, 014402 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0019496
- Martynenko A.S., Pikuz S.A., Antonelli L., Barbato F., Boutoux G., Giuffrida I., Honrubia J.J., Hume E., Jacoby J., Khaghani D., Lancaster K., Neumayer P., Rosmej O.N., Santos J.J., Turianska O., and Batani D. "Role of relativistic laser intensity on isochoric heating of metal wire targets" // Optics Express, Vol. 29 (2021). https://doi.org/10.1364/OE.415091
- Martynenko A.S., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu., Ryazantsev S.N., Baird C., Booth N., Doehl L., Durey P., Farley D., Kodama R., Lancaster K., McKenna P., Murphy C., Spindloe C., Pikuz T.A., and Woolsey N. "Effect of plastic coating on density of plasma formed in Si foil targets irradiated by ultra high-contrast relativistic laser pulses" // *Physical Review E*, Vol. 101, Issue 4 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevE.101.043208
- Martynenko A.S., Skobelev I.Yu., and Pikuz S.A. "Possibility of estimating high-intensity-laser plasma parameters by modelling spectral line profiles in spatially and time-integrated X-ray emission" // Applied Physics B: Lasers and Optics, Vol. 125, No. 2 (2019). https://doi.org/10.1007/s00340-019-7149 4
- Jakubowska K., Mancelli D., Benocci R., Trela J., Errea I., Martynenko A.S., Neumayer P., Rosmej O., Borm B., Molineri A., Verona C., Cannata D., Aliverdiev A., and Batani D. "Reflecting laser-driven shocks in diamond in the megabar pressure range" // *High Power Laser Science and Engineering*, Vol. 9, Issue 1, 010000e3 (2021).
- 9. Cristoforetti G., Antonelli L., Mancelli D., Atzeni S., Baffigi F., Barbato F., Batani D., Boutoux G., D'Amato F., Dostal J., Dudzak R., Filippov E., Gu Y.J., Juha L., Klimo O., Krus M., Malko S., Martynenko A. S., Nicolai P., Ospina V., Pikuz S., Renner O., Santos J., Tikhonchuk V.T., Trela J., Viciani S., Volpe L., Weber S., and Gizzi L. A. "Time evolution of stimulated raman scattering and two plasmon decay at laser intensities relevant for shock ignition in a hot plasma" // High Power Laser Science and Engineering, Vol. 7, e51 (2019).
- Мартыненко А.С., Скобелев И.Ю., Пикуз С.А., Рязанцев С.Н., Бэйрд С., Бут Н., Доэль Л., Дюрей П., Фаенов А.Я., Фарли Д., Кодама Р., Ланкастер К., МакКенна П., Мерфи С., Спиндло С., Пикуз Т.А. и Вулси Н. "Определение параметров пикосекундной лазерной

плазмы на начальных этапах её формирования методами высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии" // Вест*ник Объединенного института высоких температур*, т. 3 (2019).

- 11. Filippov E.D., Martynenko A.S., Cervenak M., Antonelli L., Baffigi F., Cristoferetti G., Gizzi L.A., Pisarczyk T., Mancelli D., Ospina V., Krus M., Dudzak R., Pikuz S.A., Batani D., Renner O. "X-ray time-resolved diagnostics of hot electron generation in shock ignition relevant experiments" // International Conference Laser Optics (ICLO, 2020).
- 12. Martynenko A.S., Pikuz S.A., Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu., Golovkin I.E., Baird C., Booth N., Doehl L., Durey P., Faenov A.Ya., Farley D., Kodama R., Lancaster K., McKenna P., Murphy C.D., Spindloe C., Pikuz T.A., Woolsey N. "X ray spectroscopy validation of ionization potential depression models in dense plasma created by petawatt laser pulses" // International Conference Laser Optics (ICLO, 2020).
- 13. Pikuz S.A., Faenov A.Y., Pikuz T.A., Skobelev I.Yu., Alkhimova M.A., Martynenko A.S., Sakaki H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S., Sagisaka A., Dover N.P., Kondo K., Ogura K., Fukuda Y., Kiriyama H., Kando M., Sentoku Y., Hata M., Zigler A., Nishitani K., Miyahara T., Watanabe Y., Kodama R., and Kondo K. "X-ray radiation properties of plasma under interaction of femtosecond laser pulses with ~ 1022 W/cm2 intensities" // International Conference Laser Optics 2018, (IEEE, 2018), Page 234 (2018).

## ГЛАВА 1. РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОМЕНТА ВРЕМЕНИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ НА ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Настоящая глава посвящена выработке методики определения момента образования лазерной плазмы по её интегрированным по времени эмиссионным рентгеновским спектрам.

# § 1.1. Особенности лабораторного получения горячей плазмы околотвердотельной плотности

#### §§ 1.1.1. Создание плотного нагретого и плотного горячего веществ в лабораторных условиях

Глубокое понимание поведения вещества в экстремальных условиях – при высоких значениях давления и температуры – требуется как для описания большинства астрофизических явлений [1–4], так и для решения практических задач, стоящих перед научным сообществом, таких как создание лазерноиндуцированных источников частиц и мощного рентгеновского излучения [5], а также осуществление инерциального термоядерного синтеза [6], сюда же можно отнести, т.н. быстрое [7–9] и ударное зажигания [10,11] термоядерного топлива.

Вещество при таких экстремальных состояниях обычно называют плотным нагретым веществом (ПНВ) [12] или плотным горячим веществом (ПГВ) [13]. В англоязычной литературе, соответственно, используются термины «warm dense matter» (WDM) и «hot dense matter» (HDM). ПНВ и ПГВ определяется, как вещество околотвердотельной плотности (то есть  $\rho \approx 0.01-100$  г/см<sup>3</sup>) и температурой порядка 1–100 эВ и 100–1000 эВ (1 эВ = 11604 К). Фазовая диаграмма на **Рис. 1-1** показывает их место среди других веществ.



Рис. 1-1. Фазовая диаграмма, показывающая место плотного нагретого и плотного горячего вещества, взято из работы [13].

Граница, отделяющая ПНВ и ПГФ друг от друга, является во многом весьма условной. В рамках настоящей работы следование этому разделению не принесло бы никакой особой значимости, поэтому в дальнейшем речь пойдёт просто о горячей плазме высокой плотности. Хотя, стоит упомянуть, что в **Главе 3** подробно обсуждается плазма, по параметрам близкая к ПГВ, а в **Главе 4** – к ПНВ.

Горячую плазму с плотностью выше плотности твердого тела можно создать в лабораторных условиях за счет сжатия и нагрева вещества ударными волнами, создаваемыми мощными лазерными импульсами [14–16], в том числе в сочетании с алмазными наковальнями [17,18]. Быстрый изохорический нагрев твердого вещества может обеспечить получение плазмы с плотностью, близкой к твердотельному значению. Подобные эксперименты можно осуществить с помощью импульсов рентгеновских лазеров на свободных электронах (XFEL) [19,20], оптических лазеров [21–24], лазерного кильватерного поля [25–28], а также пучков ускоренных частиц [29–34].

#### §§ 1.1.2. Лазерные установки субпетаваттной мощности

Практически с момента изобретения первого лазера, они активно начали применяться для создания и диагностики вещества с высокой плотностью энергии. Тем не менее, поворотным моментом в развитии мощных лазерных комплексов стало изобретение в середине 80-х годов прошлого века принципа чирпирования лазерного импульса (в англоязычной литературе «chirped pulse amplification», далее СРА) [35]. За что её авторы, Жерар Муру (Gérard Mourou) и Донна Стрикленд (Donna Strickland), были удостоены Нобелевской премии по физике в 2018 году. Это послужило толчком к созданию лазеров петаваттной мощности. Впервые это было реализовано на одном из каналов модернизированного в 1992 году лазерного комплекса Nova (Ливерморская национальная лаборатория, США). Принцип СРА получила своё дальнейшее развитие в виде оптического параметрического усиления лазерного импульса в нелинейном кристалле («optical parametric chirped-pulse amplification», далее ОРСРА) [36,37], легшего в основу создания мощных лазерных установок нового типа.

Важной движущей силой в развитии лазерной техники была и остаётся возможность использования лазеров для зажигания термоядерной реакции [38–40]. Знаковой и мощнейшей на момент введения в эксплуатацию в 2002 году лазерной установкой является действующий и в настоящий момент 500-тераваттный лазерный комплекс нс-длительности NIF [41,42] (National Ignition Facility, США), способный обеспечить энергию на мишени порядка 2 МДж. И хотя NIF не смог оправдать все возложенные на него ожидания, похожие проекты развиваются и в других странах. Сюда можно отнести ОМЕGA [43] (США), LMJ [44,45] (Laser Megajoule; Франция); Shenguang-II [46] (Китай). Во ВНИИЭФ (г. Саров) идут завершающие этапы строительства 192-

канальной установки УФЛ-2М [47,48] с планируемой энергией на мишени до 2.8 МДж, что, в случае успешной реализации проекта, может сделать установку лидирующей по мощности в мире на момент запуска. Эта установка фактически приходит на замену более ранним лазерам ИСКРА-5 и «Луч» [40,49,50]. Перечисленные лазерные комплексы являются установками высокой энергии, нс-длительности и непрямого облучения термоядерной мишени.

С другой стороны, уже существуют, модернизируются и активно вводятся в эксплуатацию мощные лазерные установки фс-длительности. Сюда можно отнести J-KAREN [51] (Киото, Япония); VEGA II [52] (CLPU, Саламанка, Испания); вводящиеся в эксплуатацию ELI-Beamlines [53] (Чехия), ELI-ALPS [54] (Attosecond Light Pulse Source; Венгрия) и ELI-NP [55] (Nuclear Physics; Румыния); PEARL [56–58] (PEtawatt pARametric Laser; ИПФ РАН, Нижний Новгород), в настоящее время проходящей модернизацию до мощности в 10 ПВт [59].

Тем не менее, в контексте обеспечения условий формирования плотной горячей плазмы представляется наиболее естественным использование для этого пикосекундных оптических лазеров релятивистской интенсивности. Подобные лазеры отличаются достаточно короткой длительностью импульса по сравнению с наносекундными лазерами и высокой энергетикой по сравнению с фемтосекундными. Поэтому, с одной стороны, при обеспечении высокого контраста лазерного импульса, создаваемая плазма не успевает значительно разлететься за время нагрева, то есть можно говорить об обеспечении условий изохорического нагрева и создании *плотного* разогретого вещества. С другой стороны, можно рассчитывать на создание достаточно *горячей* плазмы в относительно большом объёме вещества (речь идёт о сотнях электронвольт и десятках или даже сотнях микрометрах, соответственно). Стоит также отметить, что задачу нединамического изохорического нагрева вещества можно также решить благодаря использованию излучения рентгеновских лазеров на свободных электронах [60,61], но этот тип установок пока остаётся мало распространённым в силу своей высокой стоимости, поэтому проведение экспериментов на установках такого рода на данный момент является малодоступным для большинства исследователей.

К субпетаваттным установкам пс-длительности можно отнести Vulcan PW [62] (Великобритания); PHELIX [63] (Германия); Gekko XII [64] (Япония); Titan [65], являющейся одним из пяти лазеров, входящих в комплекс Jupiter (США); Orion [66] (Великобритания); субпикосекундный лазер Texas Petawatt Laser [63] (США).

Основные результаты, изложенные в настоящей диссертационной работе, были получены на установках Vulcan PW и PHELIX, их краткому описанию посвящены следующие параграфы.

#### §§ 1.1.3. Лазерная установка Vulcan PW

Описанные в диссертационной работе исследования проводились с использованием петаваттной лазерной установки открытого доступа Vulcan PW [62], расположенной в CLF (Central Laser Facility) в Лаборатории Резерфорда-Эпплтона в Соединённом королевстве. CLF практически сразу с момента своего появления в 1976 году стал одним из ведущих лазерных комплексов, включающим в себя 5 различных лазерных установок (одна из которых Vulcan PW) и ведущим эксперименты в области физики, химии и биологии.

После самой значимой своей модификации, 2005 году установка Vulcan стала обладать с самой высокой интенсивностью в мире на тот момент,  $10^{21}$  Bt/cm<sup>2</sup>. Сердцем лазерного комплекса является неодимовое стекло Nd:glass (с длиной волны 1054 нм), вступающее в роли среды накачки. Используемая технология параметрического усиления чирпированных импульсов (OPCPA), а также плоское плазменное зеркало позволяют добиваться высокой степени лазерного контраста, вплоть до  $10^{10}$  на 1 нс. В настоящее время лазерный комплекс имеет 8 каналов. Два из которых могут работать как в режиме коротких импульсов (длительность порядка 0.5–30 пс), так и в режиме длинных, в то время как остальные 6 только в режиме длинных импульсов (длительность порядка 0.5–10 нс).

Зона Vulcan Target Area Petawatt способна обеспечить импульсы 500 Дж при 500 фс и интенсивностью до 10<sup>21</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Используемая технология ОРСРА обеспечивает контраст не ниже, чем 10<sup>10</sup> при 1 нс. В дополнение к линии коротких лазерных импульсов может быть параллельно использована линия длинных импульсов с энергией до 250 Дж, а также множество зондирующих лучей. Возможна работы в режиме максимальной мощность в 1 ПВт.

Зона Vulcan Target Area West позволяет оперировать одновременно до 8 длинных лазерных импульсов или же 2 коротких и 6 длинных. Два коротких импульсных луча могут работать независимо и быть сконфигурированы так, чтобы один их них обеспечил 80–100 Дж при 1 пс и интенсивностью до 10<sup>20</sup> Вт/см<sup>2</sup>, а другой – 80–100 Дж при 1 пс или 300 Дж при 10 пс. При использовании всех 8 лучей в режиме длинных импульсов возможно обеспечить суммарно максимум 2.5 кДж подведённой энергии. В **Таблица 1-1** представлены параметры лазерной установки.

В настоящее время рассматривается проект, называемый Vulcan 2020. В рамках этой программа предлагается модернизация установки для достижения мощности в 20 ПВт. В настоящее время лазеров такой мощности в мире не существует. Ожидаемые параметры установки после модификации – это 400 Дж энергии при длительности 20 фс для канала коротких импульсов и 20 кДж энергии при длительности 0.2–10 нс.

|                           | «длинный» импульс         | «короткий» импульс        |
|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Длина лазерного импульса  | 0.5–10 нс                 | 0.5–30 пс                 |
| Суммарная энергия         | до 2.6 кДж                | до 630 Дж                 |
| Максимальна интенсивность | $10^{20} { m Bt/cm^2}$    | $10^{21} \text{ Bt/cm}^2$ |
| Диаметр пучка на мишени   | 7 мкм                     | 7 мкм                     |
| Максимальная мощность     | 5 ТВт                     | 1 ПВт                     |
| Лазерный контраст         | ≥10 <sup>10</sup> на 1 нс |                           |

Таблица 1-1. Основные параметры установки Vulcan.

#### §§ 1.1.4. Лазерная установка Phelix

Эксперименты проводились на лазерной установке PHELIX (PetawattHigh Energy Laser for heavy Ion eXperiments) [67–70], находящейся в исследовательском центре GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung or GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research) в Дармштадте, Германия. Центр был основан в 1969 году для проведения исследований на тяжёлых ионах в теоретический и прикладной (преимущественно, медицинской) областях. В 1975 году был окончательно запущен и начались первые исследования на линейном ускорителе UNILAC, на котором впервые в мире были синтезированы тяжёлые элемента таблицы Менделеева с 109 по 112. Благодаря этим успехам в начале 1980-х годов удалось построить дополнительный кольцевой ускоритель - синхротрон на тяжелых ионах SIS-18, а также работать в тесном сотрудничестве с Европейским Центром по ядерным исследованиям CERN. В настоящее время (на 2021 г.) строится новый кольцевой ускоритель FAIR.

В 2008 году окончательно была введена петтаватная лазерная установка PHELIX, первоначально создававшаяся под эгидой проведения исследований, требующих одновременное применение лазерных импульсов и пучков тяжёлых ионов, которая тем не менее активно используется для проведения фундаментальных исследований в области в плазме, астро- и атомной физике. Дизайн установки был выполнен в тесном научном и материальном сотрудничестве с Комиссариатом по атомной и альтернативным видам энергии Франции (CEA) и Ливерморской национальной лабораторией им. Э. Лоуренса (LLNL) США. Были получены компоненты лазерной системы Nova, которые были использованы для построения основного лазерного усилителя, систем накачки и диагностики. Поэтому PHELIX представляет из себя лазер на неодимовом стекле (Nd:glass) с потенциальной мощностью до 1 ПВт, которые в действительности не были реализованы по экономическим соображениям. В настоящее время

РНЕLIX является двухканальной лазерной установкой с параметрами, представленными в **Таблица 1-2**. Высокие значения контраста получены благодаря использованию т.н. быстрого усиления чирпированных импульсов (uOPA) [71].

|                           | «длинный» импульс           | «короткий» импульс                   |
|---------------------------|-----------------------------|--------------------------------------|
| Длина лазерного импульса  | 1–15 нс                     | 0.4–20 пс                            |
| Энергия в пучке           | 0.3–1 кДж                   | до 200 Дж                            |
| Максимальна интенсивность | $10^{16}{ m Bt/cm^2}$       | $2 \times 10^{21} \mathrm{ Bt/cm}^2$ |
| Диаметр пучка на мишени   | 500 мкм                     | >10 мкм                              |
| Лазерный контраст         | до 10 <sup>10</sup> на 1 нс |                                      |

Таблица 1-2. Основные параметры установки PHELIX [70].

Как можно видеть на примере установок Vulcan PW и Phelix, технология ОРСРА позволяет получить высокий лазерный контраст, не менее 10<sup>10</sup> на 1 нс. Но вопрос его значений для отдельных экспериментов на пикосекундных лазерных установках остаётся открытым. При этом, если речь идёт об установках, работающих в режиме низкой частоты лазерных импульсов, то определение контраста значительно осложнено и является крайне время- и ресурсозатратным. При этом, лазерный пьедестал является интенсивным и может приводить к раннему плазмообразованию, что, безусловно, мешает обеспечению изохорического нагрева и созданию плазмы околотвердотельной плотности. И эти условия в совокупности делают необходимым развитие новых методов диагностики временного профиля пучка.

## §§ 1.1.5. Временной профиль лазерного импульса и его влияние на параметры создаваемой им плазмы

Использование сверхмощных лазеров релятивистской интенсивности является хорошо себя зарекомендовавшим и достаточно распространённым способом создания горячей плотной плазмы. Можно назвать следующие основные требования, предъявляемые к лазерным импульсам, используемым для создания плотной плазмы: малая длительность; высокие энергии; обеспечение изохорический нагрева вещества. Поэтому лучше всего подходят лазеры пикосекундной длительности. С одной стороны, плазма не успевает значительно разлететься за время длительности лазерного импульса в отличие от случая использования лазеров наносекундной длительности – это позволяет обеспечить изохорический нагрев и получении плотного вещества. С другой стороны, величина энергии, вкладываемой в импульсы пикосекундной длительности, как правило, превышает значения энергии, вкладываемой в фемтосекундные импульсы. Это создаёт благоприятные условия для прогрева относительно

больших объёмов вещества до высоких температур, а также для последующего исследования различных «объёмных» эффектов.

Достижение наиболее высоких значений плотности энергии возможно при сокращении длительности лазерного импульса  $\tau_{las}$  до значений, при которых за время действия импульса разлет плазмы возможен лишь на расстояния порядка начального размера плазмы. Если считать, что для нагрева используется наиболее распространенный тип лазера с длиной волны 1 мкм, то начальная толщина плазмы (толщина скин-слоя) будет порядка  $l_0 \sim 0.1$  мкм, и при типичных скоростях разлета  $v_f \sim 10^6 - 10^7$  см/с мы получаем, что длительность лазерного импульса должна удовлетворять условию  $\tau_{las} < l_0/v_f \sim (1-10)$  пс.

Плотность энергии в создаваемой плазме, естественно, будет зависеть также от ее температуры, повысить которую можно, увеличивая мощность лазера. Для импульсов пикосекундной длительности это потребовало бы создания гигантских дорогостоящих лазерных установок. Наиболее «дешевым» способом является повышение мощности за счет сокращения длительности лазерного импульса. Именно такой подход наиболее широко применяется в настоящее время для создания состояний со сверхвысокой плотностью энергии.

Казалось бы, для пикосекундного лазерного нагрева условие  $\tau_{las} < l_0/v_f$  заведомо выполняется. Однако это не так, поскольку обычно импульс лазера имеет весьма сложный временной профиль, который схематично представлен на **Рис. 1-2**. Во-первых, у него есть предимпульс, находящийся на расстоянии порядка одной наносекунды от основного и имеющий длительность порядка длительности основного импульса, который в дальнейшем мы будем называть «наносекундным предимпульсом», и пьедестал, непосредственно примыкающий к основному и имеющий длительность порядка 10–100 пс.

Наносекундный предимпульс с интенсивностью выше порога плазмообразования сформирует профиль плотности преплазмы, в некотором месте которого, а точнее, там, где ионная плотность составляет порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> (для элементов с зарядами ядер  $Z \sim 10$ ), возникнет состояние с электронной критической плотностью, где и будет поглощен основной импульс. В этом случае мы будем иметь области либо горячей, но не слишком плотной плазмы, либо твердотельной, но плохо нагретой, т.е. энергосодержание будет не слишком высоким. К счастью, добиться отсутствия наносекундного предимпульса довольно просто, например, за счет использования технологии OPCPA.

Если наносекундного предимпульса нет, а интенсивность пьедестала превышает порог плазмообразования, то, в зависимости от его длительности преплазма к приходу основного импульса может расшириться в 10–100 раз, что приведет к примерно такому же падению ее плотности. Таким образом, ожидаемая ионная плотность будет составлять порядка 0.1–0.01 от

твердотельной, а ожидаемая электронная плотность будет заведомо выше критической для элементов с Z > 10.



**Рис. 1-2.** Типичный временной профиль короткого лазерного импульса, используемого для создания плазмы. Горизонтальной линией *I*<sub>plasm</sub> отмечена граница плазмообразования. На верхней половине рисунка изображены области, на которые успеет распространиться преплазма в случае А образования за счёт наносекундного предымпульса (синяя область); в случае В образования преплазмы за счёт лазерного пьедестала и в случае С образования плазмы за счёт подавлении наносекундного предимпульса и пьедестала ниже порога плазмообразования).

Наличие пьедестала также не позволяет вложить энергию основного импульса в область с твердотельной плотностью. При этом избавление от него представляет весьма сложную задачу, для решения которой в настоящее время существует не так много способов (плазменное зеркало [13,72–76], двойное плазменное зеркало [77], использование гармоник основной лазерной частоты [78], нелинейное вращение плоскости поляризации [79,80]). Как сказано выше, наличие пьедестала не так сильно понижает плотность среды в области взаимодействия, но для оценки этого понижения необходимы данные по временному профилю лазерного импульса, которых почти никогда нет.

#### § 1.2. Рентгеноспектральный метод определения параметров плазмы и оценки момента времени образования преплазмы

#### §§ 1.2.1. Структура характеристической линии Lya и её диэлектронных сателлитов

Определить момент времени образования преплазмы можно, непосредственно измеряя рентгеноспектральными методиками плотность плазмы в области ее максимального свечения. Измеренные значения плотности позволяют оценить длительность пикосекундного пьедестала с момента, когда его интенсивность превышает порог плазмообразования. Экспериментальные исследования влияния пьедестала были проведены при плотностях потока лазерного излучения порядка  $3 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности импульса 1 пс, а интенсивность пьедестала менялась за счет использования плазменного зеркала.

Примеры полученных денситограмм представлены на **Рис. 1-3**. Как видно из этого рисунка, спектры, зарегистрированные в эксперименте с использованием плазменного зеркала и без его использования, заметно отличаются друг от друга. Это различие проявляется как в ширинах наблюдаемых линий, так и в структуре их интенсивностей.



Рис. 1-3. Спектры пикосекундной лазерной плазмы, зарегистрированные при использовании плазменного зеркала (оранжевая линия) и без использования (черная линия).

Для определения плотности плазмы наиболее удобным является структура диэлектронных сателлитов 2l2p – ls2l резонансной линии H-подобного Si XIV. Как было впервые показано в работе [81] структура относительных интенсивностей таких сателлитов весьма чувствительна к плотности плазмы и слабо зависит от ее температуры. При этом, они практически всегда являются оптически тонкими, а также не зависят от ионизационного состояния плазмы, которое для коротких лазерных импульсов может быть резко нестационарным. На **Рис. 1-4** показано рассчитанное с помощью радиационностолкновительного кода PrismSPECT (см. §§ 2.2.1) изменение излучательного спектра сателлитов при изменении плотности и температуры плазмы.



**Рис. 1-4.** (а) Спектр излучения ионов Si в плазме с температурой 400 эВ и плотностями ионов от  $1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> до  $5.2 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>; (б) Зависимость спектра от температуры при фиксированной ионной плотности  $3 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

#### §§ 1.2.2. Определение момента плазмообразованя в эксперименте на установке Vulcan PW

Поскольку отношение интенсивности всей сателлитной структуры к интенсивности самой резонансной линии сильно зависит от электронной температуры плазмы  $T_e$ , то рассматриваемая область спектра позволяет определить одновременно значения и  $n_i$  и  $T_e$  (и, соответственно,  $n_e$ ). Сопоставление модельных расчетов с экспериментальными данными показало, что при определенном выборе значений  $n_i$ ,  $T_e$  расчет хорошо описывает структуру сателлитов, но не может правильно описать ширины наблюдаемых линий (см. **Рис. 1-5**) для обоих экспериментов.



**Рис. 1-5.** Сравнение экспериментальных спектров (оранжевые области) с модельными (чёрные кривые) для случаев неиспользования (а) и использования (б) плазменного зеркала. В расчете не учитывалось уширение линий за счет разлета плазмы, параметры расчетов указаны на рисунках.

Причиной расхождений является то, что в коде PrismSPEC хотя и учитывается Штарковское уширение линий и допплеровское уширение, связанное с тепловым движением ионов, но не учитывается допплеровское уширение, обусловленное макроскопическим движением (разлетом) лазерной плазмы со средней скоростью  $v_{exp}$  и разбросом скоростей порядка этой средней скорости. Добавление в расчет этого механизма уширения позволило получить очень хорошее описание наблюдаемых спектров (см. **Рис. 1-6**).



**Рис. 1-6.** Сравнение экспериментальных спектров (оранжевые области) с модельными (чёрные кривые) для случаев (а) неиспользования и (б) использования плазменного зеркала. В расчете учтено уширение линий за счет разлета плазмы, параметры расчетов указаны на рисунках.

В случае эксперимента без использования плазменного зеркала наилучшее согласие экспериментального и расчетного спектров достигалось при  $n_i = 3 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 360$  эВ и скорости разлета  $v_{exp} = 3 \times 10^7$  см/с (см. **Рис. 1-6-а**). Поскольку в данном случае измеряемая ионная плотность плазмы отличается от твердотельной примерно в 170 раз, то разлет преплазмы происходит на расстояния большие диаметра пятна фокусировки лазерного излучения, т.е. не является плоским. Полагая, что раствор конуса разлета составляет ~ 90<sup>0</sup>, получаем длительность пьедестала по уровню порога плазмообразования ~ 25 пс, что хорошо соответствует данным [82]. Следует отметить, что электронная плотность преплазмы в данном случае составляет  $n_e = (3-4) \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, т.е. превышает в несколько раз критическую плотность. Однако это не приводить к поглощению основного лазерного импульса только в пограничной области, поскольку значение релятивистской критической плотности для используемых лазерных потоков оказывается существенно выше (см., например, [83–85])] и основной лазерный импульс прогревает всю область преплазмы.

В случае эксперимента с использованием плазменного зеркала наилучшее согласие экспериментального и расчетного спектров достигалось при  $n_i = 1 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 390$  эВ и скорости разлета  $v_{exp} = 4.5 \times 10^7$  см/с (см. **Рис. 1-6-b**. Поскольку в данном случае измеряемая плотность плазмы ниже твердотельной всего в 5 раз, то разлет является плоским, а длительность предимпульса составляет не более 1 пс, т.е. порядка длительности основного лазерного импульса. Таким образом, в данном эксперименте плазменное зеркало почти полностью убирает пьедестал. Следует подчеркнуть, что, несмотря на это, вложение энергии и в этом случае происходит не в твердое тело, а в весьма плотную преплазму, создаваемую частью пьедестала и фронтом основного лазерного импульса. Получение же плазмы твердотельной плотности возможно при основном лазерном импульсе с длительностью в десятки фемтосекунд [86].

Помимо этого, представленные выше результаты говорят о том, что в обычно используемых схемах генерации фемтосекундных лазерных импульсов релятивистской интенсивности пикосекундный пьедестал имеет интенсивность и длительность, достаточные для формирования преплазмы с плотностью, близкой к критической. При применении плазменного зеркала происходит резкое уменьшение интенсивности пьедестала. Поскольку для образования преплазмы важна лишь та часть пьедестала, интенсивность которой превышает порог плазмообразования, то такое уменьшение интенсивности фактически приводит к существенному сокращению длительности пьедестала, и, следовательно, к увеличению плотности преплазмы.

#### § 1.3. Заключение к Главе 1

Разработан и впервые применён метод оценки длительности пьедестала пикосекундного лазерного импульса релятивистской мощности по рентгеновским спектрам создаваемой им плазмы. Метод основан на анализе профиля и относительных интенсивностей диэлектронных сателлитов и линии Ly<sub>α</sub> H-подобного иона.

Наблюдение эмиссионных спектров плазмы, особенно в окрестности резонансной линии Н-подобных многозарядных ионов, позволяет в режиме «онлайн» контролировать длительность пикосекундного пьедестала. Таким образом, показано, что рентгеноспектральная диагностика лазерной плазмы позволяет не только измерить ее параметры, но и количественно оценить характеристики коротких лазерных импульсов, используемых для ее создания. Предложенная выше методика является особенно актуальной для задач создания состояний вещества со сверхвысокой плотностью энергии. В частности, была количественно измерена эффективность применения плазменного зеркала, используемого для повышения контраста лазерного импульса на мишени.

#### На защиту выносится:

Рентгеноспектральный метод определения момента плазмообразования относительно времени прихода основного лазерного импульса релятивистской мощности на мишень, основанный на анализе профиля и относительных интенсивностей диэлектронных сателлитов и линии Lya.

## ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВОБОДНО РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ, СОЗДАННОЙ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСАМИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ, РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ С УЧЁТОМ ЕЁ ОСТЫВАНИЯ И РАЗЛЁТА

Настоящая глава посвящена разработке подхода, позволяющего по интегральным по времени эмиссионным рентгеновские спектры свободно разлетающейся лазерной плазмы определить её начальные параметры с учётом её остывания и разлёта.

# § 2.1. Эмиссионная рентгеновская спектрометрия и проблемы определения плотности плазмы свободно разлетающейся плазмы

Исследование взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом остается очень актуальным направлением на протяжении уже более чем полстолетия. Появление лазеров сначала с пикосекундной, а затем и с фемтосекундной длительностью импульса позволило на много порядков поднять мощность лазерного излучения и проводить эксперименты при потоках лазерного излучения, достигающих значений порядка 10<sup>22</sup> Вт/см<sup>2</sup> (см., например, [87-89]). Практически во всех проводимых исследованиях, связанных с генерацией плазмы, требуется уметь измерять её параметры. Одним из основных диагностических подходов здесь является рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, которая показала себя очень информативным источником, как в случаях создания плазмы сравнительно длинными (наносекундными), так и короткими лазерными импульсами. Однако, переход к сверхвысоким лазерным потокам сопровождается не только укорочением лазерного импульса (до десятков фемтосекунд), но, как правило, и улучшением его фокусировки (до нескольких мкм). В результате, создаваемый плазменный объект характеризуется чрезвычайно высокими Улучшение пространственно-временными градиентами. же характеристик рентгеноспектральных приборов за последние десятилетия не было столь значительным. На сегодняшний день можно наблюдать рентгеновские спектры с временным разрешением не лучше 1 пс и с пространственным разрешением не лучше нескольких микрон, что гораздо больше пространственно-временных градиентов, свойственных исследуемому объекту. Таким образом, возникает вопрос о том, какую информацию может дать интегральный по времени и пространству эмиссионный спектр, и насколько измеренные по нему значения параметров плазмы будут отражать, как правило, наиболее интересные для исследователей значения плазменных параметров к моменту окончания нагревающего лазерного импульса. Особенно

актуальным этот вопрос становится в случае экспериментов по нагреву т.н. мишеней с ограниченной массой, например нанофольг [90–92] или тонких проволочек [93].

Необходимо отметить, что важнейшим параметром, характеризующим взаимодействие лазерного излучения с веществом, является значение плотности той области вещества, в которой происходит поглощение основной части энергии лазерного импульса. Очевидно, что для идеального сверхкороткого (фемтосекундного) лазерного импульса эта плотность равна плотности невозмущенного вещества, т.е. для твердотельной мишени равна плотности твердого тела. Однако, если основной лазерный импульс имеет предымпульс, интенсивность которого достаточна для плазмообразования, то основной импульс будет поглощаться в плазменной области с критической электронной плотностью, где плотность ионов будет уже заметно ниже твердотельной. Заметим, что переход к релятивистским значениям интенсивности лазера повышает классическое значение критической плотности до, так называемой, релятивистской критической плотности, однако даже при лазерных потоках на уровне 10<sup>22</sup> Вт/см<sup>2</sup> она остается существенно ниже твердотельной (см., например, [85]). Если же мишенью является очень тонкая (нанометровая) фольга, а лазерный предымпульс имеет большую длительность, то основной лазерный импульс может взаимодействовать с еще менее плотной плазмой. Между тем, от плотности плазмы в области поглощения лазерной энергии зависят чрезвычайно важные ее параметры, такие как плотность энергии, степень ионизации, давление и т.п. Поэтому определение значения плотности этой области является одной из основных диагностических задач. При этом, следует сказать, что во многих случаях даже ответ на более простой вопрос, является ли область поглощения твердотельной, уже является достаточно информативным, поскольку позволяет, в частности, сделать вывод о величине лазерного контраста.

#### § 2.2. Метод определения параметров свободно разлетающейся плазмы по её интегральным по времени рентгеновским эмиссионным спектрам в предположении адиабатического разлёта

#### §§ 2.2.1. Приближение адиабатического разлёта

Ниже рассмотрен метод определения плотности плазмы по ширинам спектральных линий Н- и Не-подобных многозарядных ионов, и оценён, какую количественную информацию можно ожидать при применении этого метода к спектрам, полученным без временного и пространственного разрешения.

Пусть основной фемтосекундный лазерный импульс взаимодействует с плазмой, имеющей плотность электронов  $n_{e,1}$  и объем  $V_1$ . После окончания греющего импульса начнется (или продолжится, если лазерный предимпульс уже создал разлетающуюся плазму) макроскопическое движение плазмы, сопровождающееся уменьшением её температуры и плотности. Хотя, естественно, плазма на этом этапе эволюции не перестаёт излучать, но в первом

приближении можно предположить, что разлет будет адиабатическим, т.е.  $T_e \cdot V^{\gamma-1} = const$ , где  $T_e$ – температура электронов, а  $\gamma$  – показатель адиабаты. Показатель адиабаты для плазмы обычно лежит в диапазоне 1.2–1.67 [94], мы будем считать его равным среднему значению 1.4.

Временные зависимости параметров плазмы мы аппроксимируем ступенчатыми функциями, т.е. будем рассматривать плазму как простой набор дискретных скачкообразно сменяющих друг друга состояний (или слоёв)  $S_n$  с различными значениями плотностями ионов  $n_{ion,n}$  и электронов  $n_{e,n}$ ; температуры ионов  $T_{ion,n}$  и электронов  $T_{e,n}$  и времени существования  $t_n$ . Пусть время существования плазмы в начальном состоянии  $S_1$  равно  $t_1$ . Набор  $S_n$  определим условием, что ионная плотность плазмы в n-ом состоянии в  $\alpha^{n-1}$  раз меньше, чем в начальном, т.е.

$$n_{ion,n} = n_{ion,1} \cdot \alpha^{-(n-1)},$$

где *α* – некоторая константа, характеризующая качество аппроксимации реальных временных зависимостей ступенчатыми. Тогда для состояния *S<sub>n</sub>* его объем и температура электронов:

$$V_n = V_1 \cdot \alpha^{(n-1)},$$
$$T_{e,n} = T_{e,1} \cdot \alpha^{-(n-1) \cdot (\gamma-1)},$$

а, предполагая, что разлет происходит с постоянной скоростью, время существования

$$t_n = t_1 \cdot \alpha^{(n-1)/m} \cdot t_{n-1},$$

где *m* означает размерность разлета. Поскольку нас интересуют лишь относительные вклады различных стадий в суммарный спектр, то можно считать  $t_1 = 1$ ,  $V_1 = 1$ . Ниже мы рассмотрим 2 случая: m = 1 (плоский разлет) и m = 3 (сферический разлет). Во всех случаях использовалось значение коэффициента  $\alpha = 10^{0.25}$ , обеспечивающее достаточно хорошее качество аппроксимации. Указанные выше зависимости температуры, плотности, объёма и времени жизни слоёв в зависимости от их номеров представлены на **Рис. 2-1** для m = 1.

Поскольку при уменьшении плотности и температуры плазмы её светимость, как правило, падает (исключением является случай рекомбинирующей плазмы, где рост свечения может быть обусловлен резким падением температуры при медленном спаде плотности), то более поздние стадии будут играть всё меньшую роль в формировании наблюдаемых ширин линий интегрального по времени спектра. Это означает, что начальные стадии оставляют свой «след» в итоговом спектре, по которому можно попытаться оценить параметры этих стадий. Очевидно, роль начальных стадий будет тем выше, чем более ионизованный ион мы будем рассматривать. Поэтому сразу предположим, что для диагностики мы выбираем линии наблюдающихся в исследуемой плазме ионов с максимальным потенциалом ионизации. Заметим, что в этом случае и упоминавшийся выше эффект рекомбинации будет, как правило, несущественен.



**Рис. 2-1.** (а) Иллюстрация использованного подхода, согласно которому плазма представляется как набор последовательно сменяющих друг друга состояний (стадий), а также схема эксперимента с генерацией лазерной плазмы и регистрацией её излучения на спектрометр без временного разрешения. (б) Зависимости электронных температуры  $T_{e,j}$  (чёрная сплошная линия), плотности  $n_{ion,j}$  (чёрная пунктирная линия), объёма  $V_j$  (красная сплошная линия) и времени жизни  $t_j$  (красная пунктирная линия) слоёв в зависимости от их номеров j.

Ширины спектральных линий зависят как от температуры плазмы (за счет эффекта Доплера), так и от ее плотности (за счет эффекта Штарка). За счет эффекта Штарка сильнее всего уширяются линии водородоподобных ионов, причём их ширины пропорциональны  $n^2$ , где n – главное квантовое число верхнего уровня соответствующего радиационного перехода. Т.е. для диагностики выгоднее всего было бы использовать наиболее чувствительные к плотности спектральные линии с большим n, но, поскольку, во-первых, с ростом n быстро падают интенсивности линий и возникают сложности с их экспериментальной регистрацией, и, вовторых, при очень высоких плотностях вследствие эффекта понижения границы ионизации эти линии вообще могут исчезать, то линии со слишком большими n не являются лучшим выбором. Компромиссным решением могут быть вторые члены резонансных серий H- и He- подобных ионов, т.е. линии Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub>. Именно эти линии рассматриваются в настоящей работе, причем приведенные ниже результаты численных расчетов относятся к ионам алюминия, поскольку алюминиевые фольги очень часто используются в проводимых сейчас экспериментах по взаимодействию сверхинтенсивных лазерных импульсов с веществом.

Для каждой стадии  $S_n$  спектр излучения плазмы  $E_n(\lambda)$  рассчитывался в стационарном приближении с помощью радиационно-столкновительного кинетического кода PrismSPECT [95,96], а интегральный по времени спектр  $E(\lambda)$  получался простым суммированием рассчитанных спектров, домноженных на весовой коэффициент  $k_n = t_n \cdot V_n$ , учитывающий время существования каждой стадии и соответствующий объём: где

$$E_{sum,N}(\lambda) = \sum_{1}^{N} k_n E_n(\lambda).$$

Контур спектральной линии A с центральной длиной волны  $\lambda_0$  определяется спектром  $E(\lambda)$  в окрестности  $\lambda_0$ , из которого вычтены вклады тормозного и фоторекомбинационного излучений. Обозначим  $W_H(N,A)$  полную ширину линии A по уровню H, рассчитанную при использовании функции  $E_{sum,N}(\lambda)$ . Тогда наблюдаемая в отсутствии временного разрешения ширина линии будет определяться величиной  $W_H(A) = W_H(\infty,A)$ , а ширина линии, соответствующая первой стадии эволюции плазмы (стадии ее создания) будет равна  $W_H(1,A)$ . Обозначим также величиной  $R_H(A)$  их отношение  $R_H(A) = W_H(A)/W_H(1,A)$ . Поскольку измеряемой в эксперименте величиной является  $W_H(A)$ , то зная  $R_H(A)$  можно определить ширину линии на стадии создания плазмы, а затем и плотность плазмы в этот момент времени.

## §§ 2.2.2. Особенности эмиссионного спектра плазмы в приближении адиабатического разлёта

Рассмотрим сначала результаты расчетов для линии  $Ly_{\beta}$  иона Al XIII. Определенные в соответствии с описанной выше моделью параметры плазмы, соответствующие состояниям  $S_n$ , для случая плоского разлёта (m = 1) с начальными значениями ионной плотности  $6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (твердый алюминий) и электронной температуры 1 keV, приведены на **Рис. 2-2**. На **Рис. 2-3** показаны рассчитанные профили  $E_n(\lambda)$  спектральной линии  $Ly_{\beta}$ , а также интегральный по времени и пространству профиль  $E_{sum,N}(\lambda)$  (обозначенный красной пунктирной линией на рисунке), являющийся суммой первых N стадий с учётом весовых коэффициентов. **Рис. 2-3** показывает изменение интегральной по времени и пространству интенсивности  $E_{sum,N}(\lambda)$  по мере увеличения N, т.е. в процессе эволюции плазмы.

Из Рис. 2-3 можно видеть, что, во-первых, максимумы спектральных интенсивностей линий, соответствующих стадиям  $S_3$  и  $S_4$  выше, чем для начальных стадий плазмы  $S_1$  и  $S_2$ , а, вовторых, что ширина интегральной линии, взятая на полувысоте, довольно сильно (более, чем в 2 раза) отличается от полуширины начального состояния  $S_1$ , но относительно близка к полуширинам слоёв  $S_3$  и  $S_4$ . По интенсивностям центральной области и крыльев линии на рисунке можно видеть, что поздние стадии разлета дают существенный вклад в центральные области контура линии (например, самая центральной область перестаёт заметно меняться лишь, начиная с N > 5); в то время, как форма крыльев линии окончательно формируется уже на первых стадиях. Это объясняется тем, что ширина линий уменьшается по мере эволюции плазмы, а рост значений весовых коэффициентов сравним с падением максимумов спектральных функций. Иными словами, за счёт того, что каждая последующая стадия существует дольше, чем предыдущая и занимает больший объём, стадии с *n* = 1–6 оказывают заметное влияние на форму итогового контура спектральной линии в его центральной части.



**Рис. 2-2.** Спектральные профили линии Ly<sub>β</sub>, рассчитанные для плотностей и температур алюминиевой плазмы в приближении адиабатического разлёта. Для удобства сумма представлена на графике умноженной на коэффициент 0.3.



**Рис. 2-3.** Спектральная интенсивность (а) и нормированные условием E(λ0) = 1 профили (б) линии Ly<sub>β</sub>, излучаемой первыми N стадиями эволюции плазмы.

Таким образом, разные стадии оказывают различное влияние на формирование итогового (суммарного) профиля спектральной линии, причем влияние более ранних стадий разлёта заметнее на краях интегрального профиля, а влияние более поздних, напротив, в его центральной области.

На Рис. 2-4-а приведены отношения ширин суммарных профилей  $E(\lambda)$  к ширинам профилей  $E_1(\lambda)$ , соответствующих начальным состояниям. При этом расчеты проводились при различных значениях начальных параметров плазмы, а ширины профилей определялись на

разных высотах (1/10, 1/4, 1/e, 1/2 и 3/4 от максимума). Можно видеть, что меньше всего подвержены изменениям ширины линий на 0.1 высоты (причём, чем ниже начальная плотность, тем меньше это изменение). Это объясняется тем, что, остывающая и расширяющаяся плазма вносит всё меньший вклад в крылья суммарной спектральной линии. Это означает, что для диагностики начального состояния плазмы предпочтительно использовать ее ширину на самой низкой из возможных высот. К сожалению, при таком подходе мы сталкиваемся с ограничением, вызванным наличием в наблюдаемом спектре как шумов различной природы, так и расположенных рядом сателлитных структур, которые не позволяют достаточно точно измерить ширину спектральной линии на желаемой малой высоте.



**Рис. 2-4.** (*a*) Значения параметра  $R_H(Ly_\beta)$  при одномерном адиабатическом разлете плазмы для различных начальных значениях ионной плотности  $n_{ion,1}$  и электронной температуры  $T_{e,1}$ . (*б*) Зависимости величины  $R_{0.5}(Ly_\beta)$  от начального значения ионной плотности для случаев трёхмерного (штриховая линия), одномерного (штрихпунктирная линия) и нульмерного (сплошная линия) разлётов при адиабатическом остывании с начальной температуры  $T_{e,1} = 500$  eV. Дать рисунок для величины  $R_{0.5}(Ly_\beta)$ .

Отметим, что наблюдается достаточно слабая корреляция между изменениями начальной плотности и рассматриваемым отношением ширин. Обратная ситуация с температурой: можно утверждать, что чем меньше начальная температура плазмы, тем меньше будет различие между ширинами профилей  $E_1(\lambda)$  и  $E(\lambda)$ . Это хорошо видно из **Рис. 2-4-а**, и имеет очень простое объяснение. При низкой начальной температуре, когда  $T_e$  существенно меньше энергии возбуждения линии Ly<sub>β</sub> дальнейшее уменьшение температуры в процессе разлета будет приводить к экспоненциальному падению светимости этой линии. Это означает, что уже при малых  $N \sim 1-2$  будет выполняться соотношение  $E(\lambda) \sim E_{sum,N}(\lambda)$ .

На Рис. 2-4-б показано сравнение результатов расчетов для моделей разлёта различной размерности: трёхмерной (m = 3), одномерной (m = 1) и нульмерной (в последнем случае приведены спектра, соответствующего плазменному слою с начальными параметрами  $n_{ion,1}$  и

 $T_{e,1} = 500$  эВ; то есть разлёта как такового в этом случае нет). Здесь приведены зависимости величины  $R_{0.5}(Ly_{\beta})$  от начального значения ионной плотности.

Из **Рис. 2-4-б** видно, что одномерная и трехмерная модели разлета дают почти одинаковые результаты. Конечно, выбор модели разлёта, адекватной конкретному эксперименту, может внести некоторые уточнения в наблюдаемые значения ширин спектральных линий, но в первом приближении от размерности разлета они не зависят. Поскольку в настоящее время очень актуальными являются эксперименты по нагреву сверхтонких фольг, когда толщина фольги гораздо меньше диаметра лазерного пятна, то ниже мы будем рассматривать только модель одномерного разлета, которая является адекватной для такого рода экспериментов.

Вне зависимости от высоты, на которой определяется ширина спектрального профиля, ширина наблюдаемого профиля  $E(\lambda)$  отличается от ширины профиля  $E_1(\lambda)$ . Это отличие, т.е. значение параметра  $R_H(Ly_\beta)$  зависит, главным образом, от начальной температуры  $T_{e,1}$  и, в значительно меньшей степени, от начальной ионной плотности  $n_{ion,1}$ . Это хорошо видно из **Рис.** 2-5-а. Если начальная температура плазмы известна, например, определена по относительным интенсивностям диэлектронных сателлитов (см., например, [97]), то данные этого рисунка можно использовать для измерения начальной плотности плазмы. Для этого надо измеренную ширину линии  $Ly_\beta$  разделить на значение параметра  $R_H(Ly_\beta)$ , определив тем самым значение ее ширины  $W_H(1,Ly_\beta)$  в начальный момент времени, и уже по этой ширине стандартным методом (см., например, [98]) определить плотность плазмы.



**Рис. 2-5.** Зависимость  $R_{0.5}(Ly_{\beta})$  от начальной температуры одномерно разлетающейся алюминиевой плазмы при различных значениях начальной ионной плотности.

Если интенсивность линии  $Ly_{\beta}$  слишком низка для измерения ширины ее контура, что, скорее всего, говорит о относительно низкой температуре плазмы, то можно использовать линию Не<sub>β</sub> иона Al XII, для которой значения параметра  $R_{0.5}$ (Не<sub>β</sub>) приведены на **Рис. 2-5-b**.

#### §§ 2.2.3. Определение параметров плазмы по уширениям спектральных линий

Если при расчете штарковских ширин использовать для распределения ионного поля формулу Хольцмарка, учесть электронное ударное уширение и тепловое Допплеровское, как это сделано в коде PrismSPECT, то можно рассчитать зависимости ширин обеих спектральных линий Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub> от начальных плотности и температуры плазмы. Результаты расчетов приведены на **Puc. 2-6** для случая m = 1 и H = 0.5. Если в эксперименте уверенно наблюдаются обе рассматриваемые линии, то одновременное измерение их ширин позволяет с помощью приведенных зависимостей определить сразу оба плазменных параметра,  $n_{ion,1}$  и  $T_{e,1}$ . Для этого придется использовать вполне очевидную процедуру. Сначала, для измеренных значений  $W_{0.5}(Ly_{\beta})$  и  $W_{0.5}(He_{\beta})$  строятся множества точек  $\{n_{ion,1}, T_{e,1}\}(Ly_{\beta})$  и  $\{n_{ion,1}, T_{e,1}\}(He_{\beta})$ , для которых расчетные значения ширин совпадают с соответствующими экспериментальными, а затем определяется их пересечение, которое и даст значения  $n_{ion,1}$  и  $T_{e,1}$ .



**Рис. 2-6.** Зависимости наблюдаемых ширин  $W_{0.5}(Ly_{\beta})$  линии Ly<sub> $\beta$ </sub> иона Al XIII (а) и  $W_{0.5}(He_{\beta})$  линии He<sub> $\beta$ </sub> иона Al XII (б) в зависимости от начального значения плотности  $n_{ion,1}$  при различных начальных температурах  $T_{e,1}$ .

Ниже, в §§ 2.2.5 приведён пример определения параметров плазмы на начальных этапах разлёта по эмиссионным интегрированным по времени рентгеновским спектрам плазмы.

#### §§ 2.2.4. Границы применимости

На **Рис. 2-7** представлен график, иллюстрирующий зависимость концентрациий долей ионов водородо- и гелиеподобных ионов алюминия по мере эволюции плазмы для разных начальных температур. Данный график даёт представление о границах применимости описанной в данной статье методики, а именно:

- представляется крайне затруднительным делать диагностику начальной стадии плазмы для температур порядка 1 кэВ и более по гелиеподобным линиям ионов алюминия из-за крайне

малого количества соответствующих ионов (так как такая плазма является высокоионизированной, содержащей в основном Н-подобные ионы);

- аналогично не подходят водородоподобные для температур порядка 250 эВ и ниже (так как такая плазма являешься уже слабоионизированной).



**Рис. 2-7.** График зависимости относительной концентрации H- и He-подобных ионов алюминия в расширяющейся и остывающей по описанной выше модели плазме. Начальная ионная плотность всегда выбиралась равной  $6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, а начальная электронная температура указана в легенде.

Описанные выше результаты позволяют по зарегистрированным без временного разрешения спектрам излучения многозарядных ионов оценить параметры плазмы, соответствующие стадии ее нагрева. В использованной нами модели плазмы заложены некоторые ограничения, которые могут серьезно ограничить область применимости предлагаемой диагностической методики.

Самое серьезное ограничение связано с неучетом рекомбинационного канала возбуждения спектральных линий. Этот канал может быть легко учтен в расчетах кинетики возбуждения использованием зависящих от времени кинетических уравнений. Однако, в этом случае придется отказаться от универсальности методики, поскольку время в кинетических уравнениях будет иметь абсолютный характер и будет отличаться от относительного времени существования n-той стадии  $t_n$ , введенного выше. Это потребует конкретизации, как начального размера плазмы, так и скорости ее разлета. В результате, рассчитанные значения ширин линий станут зависеть от слишком большого числа свободных параметров, и их диагностическое использование, по сути, станет невозможным.

С другой стороны, в экспериментальных условиях можно достаточно легко обеспечить пренебрежимо малый вклад процессов рекомбинационной накачки возбужденных уровней. Для
этого, как уже отмечалось выше, надо использовать для диагностики спектральные линии ионов с потенциалами ионизации, значительно превышающими ожидаемую температуру плазмы. Для этого может потребоваться введение в лазерную мишень специальных диагностических добавок из элементов с достаточно большими атомными номерами.

В используемой нами модели разлета плазмы предполагается, что на стадии нагрева плазмы ее разлет не происходит. Т.е. мы считаем, что длительность основного лазерного импульса гораздо меньше, чем характерное газодинамическое время. Это ограничение является существенным в случае нагрева плазмы длинными (наносекундными) лазерными импульсами, который в настоящей работе не рассматривается.

Помимо адиабатического типа расширения и линейности разлёта, также были сделаны следующие допущения: а) плазма остается однородной на каждой стадии расширения, б) плазма остается оптически тонкой, в) основная часть популяции ионов относится к высокоионизированным, г) образование плазмы за счёт ультракороткого лазерного импульса, д) спектрометр регистрирует излучение всего плазменного объема V<sub>i</sub> на каждой стадии расширения. Если некоторые экспериментальные параметры не удовлетворяют упомянутым допущениям (например, расширение плазмы не может рассматриваться как адиабатическое), то это следует учесть. Все определенные экспериментальные особенности также должны быть приняты во внимание.

## §§ 2.2.5. Пример определения параметров плазмы по профилям спектральных линий тонкой кремниевой фольги

Ниже рассмотрен экспериментальный спектр, полученный при облучении тонкой ничем не покрытой 0.5 мкм кремниевой фольги лазерным импульсом с энергией, длиной и диаметром пучка 550 Дж, 1 пс и 7 мкм соответственно. В этом случае уже на стадии предымпульса должна происходить ионизация мишени и заметный разлёт образовавшейся преплазмы. В этом случае энергия основного лазерного импульса вкладывается в преплазму, плотность которой уже заметно ниже твердотельной. Это приводит к тому, что в таком случае становится необходимо учесть разлёт плазмы при моделировании её эмиссионного спектра. Причём в общем случае для этого требуется проводить нестационарное моделирование (или, как минимум, учитывающее больше различных эффектов, чем простой стационарный подход [85]), которое должно иметь возможность воспроизвести интегральный по времени и пространству экспериментальный спектр. Подобный подход является затратным по времени и ресурсом и не всегда даёт желаемый результат, вместо этого для определения параметров плазмы будет использован квазинестационарному подход, описанный в §§ 2.2.1–§§ 2.2.3, а также в статье [99].

В соответствии с этим подходом предполагалось расширение плазмы, сопровождающееся, помимо увеличения объёма, также уменьшением температуры согласно

адиабатическому закону. При этом, в общий спектр учитывается вклад от каждой стадии эволюции плазмы, а величина оптической толщины предполагается пренебрежимо маленькой. Результатом подобного численного моделирования является возможность с большей точностью, чем при стационарном подходе, описать экспериментальный интегральный по времени и пространству спектр. Данный подход был применён к спектральным линиям Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub>, поскольку ширины именно этих спектральных линий оказываются наиболее чувствительными к изменению параметров плазмы. Сравнение экспериментального и модельных (в приближении адиабатического разлёта; уже с учётом весовых коэффициентов) спектров показано на **Рис. 2-8**, а параметры плазмы и ширины линии He<sub>β</sub> на каждой стадии – в **Таблица 2-1**. В последней же также указаны параметры плазмы и ширины линии He<sub>β</sub> на полувысоте для суммы всех стадий с учётом весовых коэффициентов, то есть результата применения подхода; а также стационарного приближения.



**Рис. 2-8.** Сравнение линий Lyβ и Heβ расчётных спектров (цветные кривые), полученных в приближении разлёта плазмы с учётом остывания для первых нескольких стадий, с экспериментальными линиями, полученными при облучении 0.5 мкм Si фольги лазерным импульсом (закрашенная область). Параметры каждой стадии указаны в **Таблица 2-1**. Интенсивность суммарного спектра для удобства восприятия на рисунке была уменьшена в 3 раза.

Таким образом, можно видеть, что модельный спектр позволяет, во-первых, достаточно хорошо описать экспериментальный, а во-вторых, уточнить значение начальной плотности плазмы, поднимая её оценку в 2 раза, также меняется и оценка температуры.

|           | $n_i \times 10^{21}$ , | $T_e$ , | $\Delta\lambda$ He <sub><math>\beta</math></sub> , |
|-----------|------------------------|---------|--|
|           | ион/см <sup>3</sup>    | эВ      | мÅ   |
| Ι         | 20                     | 575     | 10.4   |
| II        | 11                     | 460     | 8.6  |
| III       | 6.3                    | 360     | 7.5  |
| IV        | 3.6                    | 290     | 7  |
| V         | 2                      | 230     | 6.5  |
| Сумма I-V |                        |         | 8.4  |
| Стац. пр. | 1                      | 480     | 8.4  |
| Эксп-т    |                        |         | 8.4  |

**Таблица 2-1.** Ионные плотности  $(n_i)$ , электронные плотности плазмы  $(T_e)$  и ширины на полувысоте  $(\Delta \lambda)$  для I-V стадий разлёта плазмы в приближении её адиабатического разлёта; их суммы; стационарного приближения и эксперимента.

#### § 2.3. Заключение к Главе 2

Таким образом, основными результатами данной Главы являются:

- Предложен и разработан подход, позволяющий по интегрированным по времени и пространству рентгеновским спектрам излучения многозарядных ионов плазмы оценить её параметры, электронную температуру и плотность в момент прихода основного лазерного импульса с учётом гидродинамики разлёта плазмы и характера её остывания.
- 2. Продемонстрировано, что свободно разлетающаяся плазма является в среднем низкоплотной, а её нагрев неизохорическим. Это говорит о необходимости развития методов, препятствующих свободному разлёту плазмы, для достижения высоких значений плотности плазмы.

#### На защиту выносится:

Метод восстановления плотности и электронной температуры адиабатически разлетающейся плазмы в момент взаимодействия основного сверхмощного лазерного импульса с мишенью, основанный на анализе профилей линий Ly<sub>β</sub> и He<sub>β</sub> в интегрированном по времени рентгеновском эмиссионном спектре.

### ГЛАВА З. ИЗОХОРИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛОТНОЙ ПИКОСЕКУНДНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПРЯМОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Настоящая глава посвящена изучению эффектов плотности и свойств горячей плотной плазмы, создаваемой при прямом воздействии лазерного излучения на твердотельную мишень, помимо того рассматривается вопрос обеспечения её изохорического нагрева за счёт использования сложноструктурированных мишеней.

# § 3.1. Постановка эксперимента и используемый диагностический комплекс лазерной установки Vulcan PW

#### §§ 3.1.1. Постановка эксперимента

Значительна часть экспериментальных данных, результаты анализа которых легли в основу данной диссертационной работы, была получена на лазерной установке Vulcan PW (см. описание установки в §§ 1.1.2). Ниже приводится описание постановки эксперимента и диагностического комплекса.

Внеосевое параболическое зеркало (с f/3) фокусировало лазерное излучение на мишени в фокальное пятно диаметром порядка 7 мкм под углом 45° к нормали к поверхности мишени. Характерная длительность лазерного импульса была порядка 1.2 пс, а энергия в пучке составляла порядка 600 Дж. Это позволило получить величину плотности потока лазерного излучения на мишень, составляющую порядка 3×10<sup>20</sup> Bt/см<sup>2</sup>.

Постановка эксперимента была призвана ответить на широкий круг вопросов, связанных с рентгеновской диагностикой, поэтому использованные твердотельные мишени были самой разной конфигурации, о чём будет сказано ниже. Основной диагностикой был фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСПР) (см. §§ 3.1.2) на основе сферически изогнутых кристаллов кварца. Три спектрометра располагались с передней стороны мишени, три с - задней, как показано на **Рис. 3-1**. Причём их спектральные диапазоны частично перекрывались для получения перекрестной калибровки измеренных спектральных интенсивностей, что позволило в конечном итоге получить их объединённый спектр в достаточно широком спектральном диапазоне, от 4.5 до 7.5 Å. Это также позволило точно выделить и вычесть вклад тормозного излучения в спектре. Спектрометры располагались близко к нормали мишени (с углом около 5°), они были зафиксированы в течение всего эксперимента.





В эксперименте использовались твердотельные фольги из Al, Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, а также сложные наноструктурные мишени на основе кремния. Толщины варьировались в диапазоне от 0.5 до 30 мкм. Некоторые мишени были покрыты слоями CH пластика толщиной порядка 1 мкм. Энергия варьировалась в диапазоне от 450 до 700 Дж, а длительность лазерного пучка и диаметр фокального пятна составляли порядка 1.2 пс и 5 мкм соответственно. В данной главе в первую очередь рассматривались кремниевые мишени толщиной от 0.5 до 2 мкм, покрытые и непокрытые слоями пластика, которые облучались лазерными импульсами с энергией порядка 600 Дж.

#### §§ 3.1.2. Фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением

Одной из основных диагностик, использовавшихся в диссертационной работе. спектральный прибор, основанный на принципе отражения рентгеновского излучения многозарядных ионов плазмы от изогнутого многослойного кристалла и называемый фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением (ФСПР) [100,101]. Отражение от кристаллического слоя с номером *m* происходит в соответствии с условием Вульфа-Брегга:  $m \times \lambda = 2d \sin \theta$ , где  $\lambda$  – длина волны падающего излучения, d – межплоскостное расстояние кристалла, *m* – порядок отражения,  $\theta$  – угол скольжения. Поскольку рентгеновские лучи обладают хорошей проникающей способностью, будет происходить интерференция этих лучей, отраженных от разных плоскостей, что, в зависимости от их разницы фаз, приведёт к усилению или ослаблению их суммы.

Искривление кристалла по поверхности сферы позволяет объединить в себе диспергирующие свойства кристалла и оптические свойства сферически изогнутого зеркала, иными пловами помимо разложения падающего излучения в спектр (за счёт избирательного отражения) становится возможным получить сфокусированное отражённое излучение и

увеличить его спектральное и пространственное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda u x/\Delta x$  соответственно, где  $\Delta\lambda$  – минимальное расстояние между различимыми соседними линиями,  $\Delta x$  - минимальное расстояние между соседними точками источника, излучение которых различимо. В качестве регистрирующего прибора, как правило, выступает фотоплёнка, регистрирующая пластика (в англоязычной литературе «image plate») или матрица ССD камеры. Зарегистрированный сигнал является суммой сигналов, отражённых от разных слоёв кристалла, а также интегрированным по времени, но в то же время обладает пространственным разрешением.

Принцип работы ФСПР хорошо иллюстрирует условие Вульфа-Брэгга, откуда следует, что при данном угле падения  $\theta$  излучения с длиной волны  $\lambda$  на кристалл от его кристаллической поверхности с номером *m* отразится лишь часть общего потока фотонов, а именно с определённой длиной волны,  $\lambda = \frac{2d}{m} \sin \theta$ . Причём углы падения и отражения будут равны, а сами лучи будут лежать в плоскости, содержащей также и нормаль к кристаллу, проведённую из точки падения, эта плоскость называется сагиттальной. Перпендикулярная к ней плоскость, также содержащая нормаль в точке падения луча называется меридиональной.

Схема спектрометра ФСПР представлена на **Рис. 3-2**, где через *R* обозначен радиус кривизны кристалла;  $a = \frac{R \sin \theta}{\cos 2\theta}$  – дистанция между кристаллом и источником излучения;  $b = R \cos \theta$  – расстояние от кристалла до используемого детектора.





Уже упоминавшийся раньше термин, кривая отражения кристалла, обозначает отражательную способность кристалла и представляет собой зависимость коэффициента отражения падающего излучения для данного кристалла  $C_R(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$ . Для разных порядков отражения кристалла характерна своя отражательная способность [102]. Поэтому это одновременно приводит к значительному расширению рабочий спектральный диапазон используемого и усложняет последующий анализ полученных данных по той причине, что *а priori* в экспериментальном спектре нельзя выделить вклад отдельно от каждого порядка отражения и возможно наложение эмиссионных спектральных линий разных порядков.

Интенсивность отражённого от разных слоёв кристалла излучения различна и зависит как от типа кристаллической решетки и геометрических параметров кристалла, так и от длины волны падающего излучения и угла скольжения. Не стоит забывать и об изменении межплоскостного расстояния в следствии предания изначально плоскому кристаллу изогнутой формы. Подробнее про кривых отражения и их расчёте для различных кристаллов можно найти в работах [100,103] с теоретической точки зрения и в работе [104] с практической.

Все спектры, представленные в диссертационной работе, были получены с использованием различных кристаллов α-кварца (SiO<sub>2</sub>) [105,106], отражающих в рабочем диапазоне около 0.5–12 Å и слюды [107], позволяющий работать в ещё более широком спектральном диапазоне (около 0.5–19 Å) за счёт очень хорошей отражательной способности для высоких порядков.

#### § 3.2. Получение плазмы околотвердотельной плотности при прямом воздействии лазерного излучения на мишень за счёт использования специальных мишеней с покрытием

#### §§ 3.2.1. Изохорический нагрев плазмы и удержание преплазмы от разлёта

Исследования состояния вещества с высокой плотностью энергии (>  $10^5 \text{ Дж/см}^3$ ) всегда представляли огромный интерес для различных областей науки, таких как астрофизика, физика плазмы и термоядерного синтеза, электрофизика высоких напряжений и мощностей, ускорительная техника [108]. Для создания таких состояний в лабораторных условиях обычно использовались методы, основанные на сжатии нагретого вещества (плазмы) ударными волнами, возбуждаемыми различными способами (например, газовые пушки, пинчующиеся разряды, мощные лазеры). Если обеспечить высокую начальную плотность нагреваемого вещества и достаточно короткую длительность нагревающего импульса, то стадия сжатия, вообще говоря, не будет необходимой, и состояния с высокой плотностью энергии будут образовываться, по крайней мере, для моментов времени, не превышающих времени разлета возникающей плазмы. Реализация такого подхода требует использования очень мощных и коротких нагревающих импульсов, что наиболее естественно может быть получено за счет применения сверхкоротких лазеров релятивистской интенсивности, ставших доступными для исследователей в последнее десятилетие [109–113].

Принципиально важным при этом является обеспечение условий, при которых энергия лазерного импульса будет вкладываться непосредственно в твердотельную мишень. Если лазерный импульс обладает достаточно интенсивным предымпульсом, то это будет невозможно из-за образования преплазмы и поглощения основной части энергии лазерного импульса в области плазмы с критической плотностью, которая даже в релятивистском случае оказывается гораздо ниже твердотельной (см., например, [84]). Отсюда следует вывод о необходимости

использования для создания состояний вещества с высокой плотностью энергии лазерных импульсов сверхвысокого контраста. При этом, увеличение потока лазерного излучения, способствующее увеличению кинетической энергии свободных электронов плазмы, еще более усиливает требования на контраст лазерного импульса. Например, при рассматриваемых сейчас потоках до  $10^{22}$ – $10^{23}$  BT/см<sup>2</sup>, лазерный предымпульс не будет создавать преплазму только при значениях лазерного контраста не хуже  $10^{13}$ , что уже превышает экспериментально реализованные на сегодняшний день значения порядка  $10^{12}$  [113].

Вообще говоря, эффективному вводу энергии лазера в плотное вещество мешает не образование преплазмы как таковое, а то, что к моменту прихода основного лазерного импульса она успевает существенно расшириться. В работах [13,72–74] для ограничения разлета преплазмы было предложено использовать слоистые мишени. Наружный слой таких мишеней является прозрачным для лазерного излучения, а поглощающим является внутренний слой. Лазерный предымпульс даже если обладает достаточной интенсивностью для образования плазмы, создает ее во внутреннем слое мишени, а ее наружный слой в значительной степени удерживает плазму от расширения до прихода основного импульса. Такая постановка эксперимента, очевидно, не отменяет совсем требование на хороший лазерный контраст, поскольку при плохом контрасте может произойти пробой в наружном слое мишени. Однако, в целом, требования на величину контраста заметно смягчаются.



**Рис. 3-3.** Схема лазерного облучения фольг (а) непокрытой и (б) покрытой дополнительным прозрачным для лазерного излучения слоем СН пластика. Показано состояние мишени в момент прихода основного лазерного импульса и степень разлёта преплазмы к этому моменту.

Таким образом, можно сделать вывод, что наилучшим способом создания состояний плазмы со сверхвысокой плотностью энергии является одновременное использование для ее нагрева сверхкоротких лазерных импульсов предельно высокой интенсивности и контраста и слоистых мишеней, имеющих прозрачный для лазерного излучения наружный слой. Схема на **Рис. 3-3** иллюстрирует подобную идею, показывая состояние мишени к моменту прихода основного лазерного импульса. В случае (а) использования непокрытой твердотельной мишени

образовавшаяся плазма успевает распространиться на бо́льшее расстояние, чем в случае (ю) использования слоистой фольги в качестве мишени, где обкладки препятствуют разлёту преплазмы. Сам рисунок во многом пересекается с тем, что было показано на **Рис. 1-2** в **Главе 1**.

К сожалению, задача измерения лазерного контраста в области его значений порядка  $10^{11}$ – $10^{13}$  является исключительно сложной, и, как правило, сказать *a priori*, каким будет контраст импульса в конкретном лазерном выстреле, практически невозможно. Ответить на этот вопрос можно, проведя диагностику созданной плазмы и определив, в частности, ее плотность. В настоящей работе такая диагностика проведена рентгеноспектральными методами для случая использования для нагрева слоистых мишеней пикосекундных лазерных импульсов, обеспечивающих поток излучения до  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Поскольку плотность плазмы в области максимальной температуры оказалась близка к твердотельной, то это позволяет утверждать, что в рассматриваемом эксперименте за счет использования плазмы в наружном слое мишени. Измеренные значения параметров плазмы показывают, что в проведенных экспериментах было создано состояние вещества со сверхвысокой плотностью энергии более 5 ×  $10^7$  Дж/см<sup>3</sup>.

### §§ 3.2.2. Экспериментальные эмиссионные рентгеновские спектры и их предварительный анализ

В случае, если плазменное зеркало не применяется, высокая интенсивность пьедестала ASE может привести к значительному разрушению мишени, образованию преплазмы и ее последующему заметному расширению к моменту прихода основного лазерного импульса. Экспериментальный рентгеновский спектр, полученный при облучении лазерным импульсом без плазменного зеркала тонкой 0.5 мкм фольги отмечен на Рис. 3-4 (i) оранжевой кривой. Действительно, спектр содержит относительно узкие и хорошо различимые линии H- и He-подобных ионов кремния и их сателлитов, что соответствует плазме сравнительно низкой плотности, близкой к критической (которая, в свою очередь, составляет около  $1 \times 10^{20}$  ион/см<sup>3</sup> для ионной плотности). Этот спектр можно использовать в качестве реперного (референсного) для проверки положения спектральных линий во всех остальных спектров, а также их дисперсионных уравнений.

Остальные спектры были получены с использованием плазменного зеркала. В случае (ii) взаимодействия тонкой фольги SiN<sub>3</sub> толщиной 0.5 мкм с высококонтрастным лазерным импульсом с использованием плазменного зеркала (зеленая кривая на Рис. 3-4) спектральные линии значительно шире, чем в предыдущем случае (i). Интенсивности линий  $Ly_{\alpha}$ ,  $Ly_{\beta}$  Si XVI и  $He_{\alpha}$ ,  $He_{\beta}$  и  $He_{\gamma}$  линий Si XIII стали одного порядка друг относительно друга, а линия  $He_{\delta}$  Si XIII исчезла. В то же время спектральные линии хорошо разрешены, как и в предыдущем случае (i). Это приводит к заключению, что плотность плазмы можно оценить, как выше критической (и

значительно выше, чем в случае (i)), но ниже, чем твердотельного значения. Единственная разница в экспериментальной постановке эксперимента заключалась в том, что случае (i) не было плазменного зеркала, в отличие от случая (ii).



**Рис. 3-4.** Экспериментальные эмиссионные рентгеновские спектры лазерной плазмы для разных мишеней и условий: (i, оранжевая кривая) и (ii, зеленая кривая) соответствуют облучению 0.5 мкм SiN<sub>3</sub> фольги без и с использованием плазменного зеркала; (iii, черная кривая) и (iv, красная кривая) 2 мкм Si фольги без покрытия и с покрытием (1.4 мкм пластиковые CH слоев с обеих сторон). В случаях (ii)-(iv) использовалось плазменное зеркало. Интенсивность (iii) на графике увеличена в 2 раза.

Увеличение толщины мишени приводит, как правило к дальнейшему увеличению плотности плазмы. Спектр, полученный при лазерном облучения непокрытой фольги толщиной 2 мкм (iii) отмечен на Рис. 3-4 черной кривой. Наиболее заметными линиями являются  $Ly_{\alpha}$ ,  $Ly_{\beta}$  Si XVI и He<sub> $\alpha$ </sub>, He<sub> $\beta$ </sub> линии Si XIII, а также их сателлитные структуры. Они заметно шире, чем в предыдущих случаях (i) и (ii), что соответствует достаточно высокой плотности плазмы (твердотельной или почти твердотельной) и оптической толщине, сопоставимой с толщиной мишени. Спектральные линии не так хорошо разрешены, как в предыдущих случаях (i) и (ii), что также вызвано высокой плотностью плазмы. Например, линия перехода Не<sub> $\beta$ </sub> частично перекрывается Не-сателлитами линии Ly<sub> $\beta$ </sub> в области 5.5–5.7 Å. Асимметричный профиль линий указывает на наличие самопоглощения в плазме.

Наконец, красной линией отмечен случай (iv) облучения Si фольги, покрытой 1.4 мкм CH пластиком с обеих сторон. Как и в предыдущем описанном случае (iii), ширины спектральных линий достаточно большие, а сами линии не являются хорошо разрешёнными. Линиям присуща большая симметричность, чем в случае предыдущем описанном случае (iii), но в центре

присутствует провал, объясняющейся самопоглощением рентгеновского излучения в плазме. Как можно видеть, ширина линии  $He_{\beta}$  для облучения покрытой мишени (iv) лазером несколько больше аналогичной для случая непокрытой мишени (iii), что напрямую связано с разной плазменной плотностью, что в свою очередь является следствием наличия обкладок в первом случае, препятствующих разлёту преплазмы. Аналогичное можно сказать и про интенсивности: интенсивность спектральных линий для случая (iv) покрытой мишени оказалась больше (примерно в 2 раза; на рисунке приведена относительная интенсивность для случая (iii) облучения непокрытой толстой мишени), чем для случая облучения непокрытой мишени (iii), которая в свою очередь больше интенсивности линий для случав (i) и (ii) облучения тонких мишеней с высоким контрастом, что, по-видимому связана с соответствующим различным временем существования плазм в горячем и плотном состоянии. То есть с тем, что высокотемпературная плазма с околотвердотельной плотностью существует дольше по времени, давая больший вклад в интегральный измеряемый спектр и приводя к заметному различию в экспериментальных спектрах. Наличие «поджатия» верхних частей линий Ly<sub>a</sub>, He<sub>a</sub> для случая покрытой мишени (iv) по сравнению со случаем непокрытой мишени (iii) может быть связана с бо́льшей оптической толщиной в первом случае относительно второго. А заметное смещение линий Ly<sub>b</sub>, He<sub>b</sub> для случаев (ii), (iii) и (iv) относительно случая (i) может быть вызвано эффектом, проявляющейся в плотной плазме и связанном с поджатием энергетических электронных уровней и уменьшением энергии излучаемых фотонов [115].

Чтобы дать количественные оценки на величины плотностей (и температур) плазмы было проведено сравнение экспериментальных спектров с модельными, о чём пойдёт речь далее.

## §§ 3.2.3. Определение параметров плазмы с использованием численного моделирования

С целью определения параметров плазмы по зарегистрированным экспериментальным спектрам было проведено моделирование с использованием атомно-кинетического численного кода PrismSPECT, который уже обсуждался в § 2.2. Как уже было отмечено, регистрируемые на спектрометр эмиссионные спектры не имели временно́го и полного пространственного разрешения, то есть являлись интегрированными по времени и пространству (по пространству интегрирование происходит лишь по одной оси, по другой имеется пространственное разрешение). Это приходится особым образом учитывать при анализе экспериментальным данных.

На основании предварительного анализа представленных на Рис. 3-4 экспериментальных спектров, полученных при облучении обеих толстых 2 мкм мишеней лазером высокого относительно контраста, случаи (iii) и (iv), плотности плазмы ожидалась околотвердотельными. В первые моменты времени после прихода основного лазерного импульса плазма является

наиболее горячей и достаточно плотной, а её вклад в общий спектр - доминирующим. В этом случае моделирование эмиссионного спектра, проведённое в стационарном приближении, как правило, способно достаточно хорошо описать экспериментальный, что и будет продемонстрировано ниже.

Для случая же (i) облучения тонкой 0.5 мкм фольги без покрытия лазером относительно низкого контраста значение плотности плазмы ожидалась значительно более низким относительно своего твердотельного значения из-за наличия предымпульса и заметного расширения образовавшейся преплазмы к моменту прихода основного лазерного импульса. В связи с этим при проведении моделирования становится необходимо учитывать как сам разлёт плазмы, так и вклад более поздних стадий разлёта плазмы в общий спектр.

#### §§ 3.2.4. Определение параметров плазмы тонкой мишени

Для описания спектра для случая (i) облучения тонкой мишени без покрытия высококонтрастным лазерным импульсом без плазменного зеркала, численное моделирование проводилось в соответствии с подходом адиабатического расширения, описанным в § 2.2 и работе [99]. Этот подход был применен к спектральным линиям  $Ly_{\beta}$  и  $He_{\beta}$ , так как ширина этих линий наиболее чувствительна к изменениям параметров плазмы. Сравнение рассчитанных спектров с экспериментальным показано на **Рис. 3-5**.

Необходимо подчеркнуть, что уширение линий лучше видно на крыльях профиля, где основной вклад вносит излучение начальных стадий расширения плазмы. Таким образом, более выгодно сравнивать модельные и экспериментальные профили линий на минимально возможной высоте, чтобы обеспечить наилучшую точность в оценке плотности плазмы на начальных этапах расширения [99]. В частности, такое сравнение линий перехода  $Ly_{\beta}$  и  $He_{\beta}$  для представленного спектра было сделано на уровне 1/8, считая от максимумов спектральных линий. Это стало возможным из-за низкого уровня шума в эксперименте. Также видна достаточная асимметрия профиля спектральной линии. Красное крыло резонансных линий оказывается шире благодаря вкладу сателлитных структур, а не из-за расширения резонансных линий. Соответственно, для анализа уширения профиля резонансной линии следует рассмотреть синее (коротковолновое) крыло.

Наилучшее соответствие эксперименту дает модельная кривая, соответствующая плазме с ионной и электронной плотностью  $n_i = 2 (\pm 0.5) \times 10^{21}$  ион/см<sup>3</sup> и  $n_e = 2.5 (\pm 0.5) \times 10^{22}$  электрон/см<sup>3</sup>, соответственно и температурой около 520 эВ (красная сплошная кривая на **Рис. 3-5**). В модели предполагалось, что оптическая толщина равна нулю. Средняя плотность энергии для таких параметров плазмы находится в диапазоне  $Q = 1.5 - 2.5 \times 10^6$  Дж/см<sup>3</sup>. Остальные кривые на рисунке (пунктирные цветные линии) обеспечивают заметно менее хорошее соответствие.



**Рис. 3-5.** Сравнение спектров, экспериментальных (оранжевая область) и рассчитанных численно (цветные кривые), для линий  $Ly_{\beta}$  и  $He_{\beta}$  для фольги  $SiN_3$  толщиной 0.5 мкм, облученной высококонтрастным лазерным импульсом (плазменное зеркало не использовалось). Спектры моделировались для различных начальных параметров плазмы в приближении подхода адиабатического расширения плазмы (начальные параметры плазмы представлены в легенде). Сплошная линия представляет отмечает наилучшее совпадение.

Как оказалось, расчетная плотность плазмы более чем на порядок ниже твердотельной и практически равна критической. Следовательно, линии излучения плазмы с таким значением не могут быть заметно смещены. Это подтверждает правомерность выбора этого спектра (i) в качестве реперного.

#### §§ 3.2.5. Определение параметров плазмы толстых мишеней

Выше было отмечено, что высокие значения плотностей (даже близкие к твердым) плазмы в момент прихода основного лазерного импульса ожидаются в случае (iii) облучения ультраконтрастным лазерным импульсом относительно толстой мишени. При этом, если мишень покрыта пластиком, как в случае (iv), можно ожидать, что значение плотности плазмы будет еще ближе к твердотельному значению. Следовательно, численное моделирование может быть выполнено в рамках стационарного приближения, когда параметры плазмы предполагаются постоянными по времени, а расширение плазмы не учитывается. Стоит отметить, что при численном моделировании были приняты подходы к стационарной и однородной плазме. Очевидно, что подход стационарной и однородной плазмы нельзя считать естественными с физической точки зрения. Тем не менее, как будет показано ниже, хорошее согласие между модельными и экспериментальными спектрами даёт подтверждение правомерности данного подхода. Этот подход в корне отличается от модельного описания случая (i), когда тонкая мишень облучалась высококонтрастным лазерным (но без использования плазменного зеркала) импульсом, который обсуждался в предыдущем разделе.

Модельные спектры, полученные для значений плотностей плазмы близких к твердотельному, действительно обеспечивают хорошее согласие с экспериментальными в пироком спектральном диапазоне (4.8–7 Å) – дающие наилучшее совпадение отмечены зелеными сплошными линиями на **Рис. 3-6-а** для 2 мкм непокрытой мишени (iii) и (b) для покрытой (iv). Штриховыми линиями отмечены кривые, полученные для иных плотностей плазмы. Эти линии не дают такое хорошее совпадение с экспериментом (в основном в области линии Hе<sub>β</sub>) и показывают чувствительность описанной методики к параметрам плазмы. Несателлиты к Ly<sub>α</sub> и Ly<sub>β</sub>, а также Li-сателлиты линий перехода He<sub>α</sub> и He<sub>β</sub> в основном излучаются как из периферических областей плазмы (и из плазмы поздних стадий расширения) с довольно низкой температурой и плотностью. Как раз эти периферийные области и поздние стадии не были включены в расчёт, поэтому диапазоны 5.4–5.6 Å, 5.75–6 Å и 5.75–7 Å экспериментальных спектров плохо описываются при моделировании.



**Рис. 3-6.** Данные моделирования, рассчитанные в стационарном приближении (цветные линии) по сравнению с экспериментальными спектрами (оранжевые области на рисунке) для (а) непокрытой фольги Si толщиной 2 мкм, случая (iii), и (b) 1.4 мкм CH + 2 мкм Si + 1.4 мкм CH, случай (iv). Сплошными зелеными линиями выделены модельные кривые, лучше всего описывающие эксперимент. Ионная плотность, электронная температура и толщина плазменного слоя, для которых выполнялся расчёт, обозначенные соответственно, как  $n_i$ ,  $T_e$  и l, приведены в легенде.

Это сравнение приводит к выводу, что модельный спектр с параметрами плазмы  $n_i = 2.8-3.8 \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup>,  $n_e = 3.7-5 \times 10^{23}$  электрон/см3,  $T_e = 520-540$  эВ, l = 3-3.25 мкм (ионной и электронной плотностями, температурой и толщиной, соответственно) даёт наилучшее согласие с экспериментальным спектром для случая облучения лазером 2 мкм Si фольги без покрытия (iii). Средняя плотность энергии для этих параметров плазмы находится в диапазоне  $Q = 3-4 \times 10^7$  Дж/см<sup>3</sup>.

Моделирование не включало эффект сдвига спектральных линий, упомянутый выше. Поэтому этот эффект был учтен простым смещением линий Ly<sub>β</sub>, He<sub>β</sub> рассчитанных спектров по длинам волн, по аналогии с подходом, реализованном в работе [115].

Лучше всего экспериментальный спектр для случая (iv) облучения 2 мкм фольги Si, покрытой пластиком, описывается модельным, соответствующим ионной и электронной плотностям  $n_i = 4.2-5 \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup> и  $n_e = 5.5-6.4 \times 10^{23}$  электрон/см<sup>3</sup> и температуре и толщине  $T_e = 520-540$  эВ и l = 2.75-3 мкм соответственно. Средняя плотность энергии для этих параметров плазмы находится в диапазоне  $Q = 4.5 - 5.5 \times 10^7$  Дж/см<sup>3</sup>. Можно заметить, что расчетные плотности плазмы для толстых мишеней близки к твердотельной, что согласуется с более ранним предположением. Это подтверждает, что в обоих случаях не было значительного расширения плазмы до момента поступления основного лазерного импульса. Тем не менее, плотность плазмы в случае облучения мишени с покрытием (iv) заметно выше, чем в случае мишени без покрытия (iii). Следовательно, использование дополнительных слоев, прозрачных для предымпульса, обеспечивает увеличение плотности плазмы даже в случае сверхвысококонтрастных лазерных импульсов, улучшенных за счет использования технологии ОРСРА и плазменного зеркала.

#### §§ 3.2.6. Выводы к параграфу

Таким образом, в данном разделе были представлены результаты экспериментального исследования пространственно-временных спектров рентгеновского излучения, полученных при облучении кремниевых фольг толщиной 2 и 0.5 мкм лазерными импульсами ультравысокой контрастности и релятивистской интенсивности на установке Vulcan PW (Великобритания). Особое внимание было уделено сравнению спектров для покрытых (СН пластиком) и непокрытых мишеней, полученных при облучении их лазером сверхвысокой контрастности. На основе анализа относительных высот и профилей спектральных линий и сравнения с модельными спектрами было подтверждено, что облучение твердотельной мишени толщиной в несколько мкм лазером с ультравысоким контрастом (достигнутому благодаря использованию технологии ОРСРА и плазменного зеркала) могут обеспечить условия для генерации плазмы с плотностью в несколько раз меньше твердотельной. Но только при этом использование мишеней,

покрытых пластиком толщиной порядка микрометра, может обеспечить еще более высокие плотности плазмы, вплоть до почти твердых, что представляет наибольший интерес в экспериментах с высокой плотностью энергии. Следуя описанной методике, было получено плазменное состояние с плотностью энергии около  $Q = 5 \times 10^7$  Дж/см<sup>3</sup>.

## § 3.3. Эффекты плотности в атомарной структуре изохорически создаваемой плазмы

#### §§ 3.3.1. Эффект понижения потенциала ионизации

При рассмотрении свойств высокотемпературной плазмы, как правило, ее считают идеальной, а содержащиеся в ней ионы — изолированными, или свободными. Однако, при повышении плотности плазмы до значений, характерных для твердого тела, такой подход может перестать быть оправданным. Во-первых, если ионная плотность становится настолько большой, что расстояние между ионами уменьшается до порядка радиуса орбиты оптического электрона, то ион уже нельзя считать изолированным. Во-вторых, если из-за повышения электронной плотности дебаевский радиус становится сравним с радиусом орбиты оптического электрона, то этот электрон уже будет двигаться не в чисто кулоновском поле ядра иона, а в поле, ослабленном дебаевским экранированием. Перечисленные эффекты могут очень сильно изменить свойства ионов. Во-первых, они понизят потенциал ионизации иона (см., например, [14,20]) и приведут к тому, что целый ряд связанных состояний перестанет существовать. А, во-вторых, уменьшат энергии оставшихся связанных состояний. Все это должно приводить к существенному изменению всех энергий связи в плазме, статистической суммы а, значит и уравнения состояния, модификации ионизационного баланса, столкновительной динамики и транспортных свойства такой сверхплотной плазмы, как показано на **Рис. 3-7**.

Для описания эффекта понижения потенциала ионизации (ППИ) сейчас чаще всего используются два подхода G. Ecker и W. Kroll (EK) [116] и C. Stewart и J. Pyatt (SP) [117], в которых ключевыми параметрами являются среднее межэлектронное и межионное расстояния, соответственно. Они обладают универсальностью и дают качественно похожие результаты, но при заметно различающихся значениях плотности плазмы. Поскольку ни один из подходов не может быть обоснован чисто теоретически, то установить их применимость можно только сопоставлением с результатами экспериментов.

В последнее время эти подходы были использованы для интерпретации экспериментальных результатов, полученных при создании плазмы излучением рентгеновских лазеров на свободных электронах [20,118,119] и мощными оптическими лазерами [14,15]. Оказалось, что в первом случае результаты наблюдений согласуются с моделью ЕК, в то время как во втором случае адекватной эксперименту является модель SP, причем разница между

результатами, получаемыми с помощью указанных моделей, является очень значительной. Поскольку эффекты плотности имеют первостепенное значение для изучения состояния вещества при высоких плотностях энергии, широко распространенных как в астрофизических объектах, так и лабораторных объектах, создаваемых в рамках проектов по инерциальному термоядерному синтезу, то актуальность устранения обнаруженного противоречия трудно переоценить.

В рамках диссертационной работы при использовании мишеней различных типов эффект ППИ впервые исследован для иона Si XIII в излучательном спектре плазмы, создаваемой оптическим лазерным импульсом с длительностью 1.2 пс и плотностью потока до  $4 \times 10^{20}$  B/cm<sup>2</sup>. Сопоставление полученных экспериментальных спектров с результатами моделирования показали, что подход EK сильно переоценивает ППИ, и для моделирования эффектов плотности в высокотемпературной плазме предпочтительны подходы SP [117] или HM [120], которые в условиях настоящего эксперимента дают очень близкие результаты, не позволяющие оценить, какой из них наиболее адекватен. Высказывается предположение, почему в экспериментах с рентгеновскими лазерами на свободных электронах получены результаты, противоречащие моделям SP и HM.



**Рис. 3-7.** Иллюстрация проявления эффекта понижения рекомбинационного континуума при переходе от (а) случая изолированного атома к случаям плотной плазмы и (b) Не-подобному и (c) О-подобному ионам.

Эффект понижения ионизационного потенциала в плотной плазме. (а) Изолированный атом Al с полной электронной оболочкой. (б) Ион Al XII (11+) высокоионизированной твердотельной плазмы. Некоторые электронные оболочки уже перестали существовать из-за перекрытия с соседними ионами (ионизация давлением). (с) Ион Al VI (5+) из твердотельной

плазмы. Эффект снижения потенциала ионизации в плотной плазме (а также повышение температуры) приводит к снижению К-края. Величины разницы потенциалов ионизации  $\Delta I_z$  и энергии перехода K<sub>a</sub> (2p-1s) различны для ионов с отличающимся состоянием ионизации.

#### §§ 3.3.2. Моделирование эффекта понижения потенциала ионизации

Эксперименты проводились на лазерной установке Vulcan PW, как описано в **§§ 1.1.2**. Ниже рассмотрены спектры, полученные при облучении непокрытых мишеней из кремниевой фольги толщиной 0.5 и 2 мкм, а также 2 мкм кремниевой фольги, с обеих сторон покрытой CHпластиковом толщиной 1.4 мкм, прозрачным для лазерного излучения.

Численное моделирование влияния эффекта ППИ на эмиссионные спектры проводилось с помощью радиационно-столкновительного кода PrismSPECT. Результаты расчетов с использованием HM, SP и EK моделей, а также без учета эффекта ППИ, показаны на **Pис. 3-8-а** для кремниевой плазмы толщиной 3 мкм с ионной плотностью  $n_i = 4 \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup>, электронной плотностью  $n_e = 5 \times 10^{23}$  электрон/см<sup>3</sup> и электронной температурой  $T_e = 530$  eV. Видно, что разным моделям соответствует разное положение границы фоторекомбинационного континуума (ГФК), причем как положения ГФК, так и профили спектров, предсказываемые согласно моделям HM и SP, достаточно близки, в то время как профиль спектра и положение ГФК в модели EK сильно отличается от них. Следует отметить, что положение ГФК не зависит от оптической толщины плазмы, и проявляет лишь слабую зависимость от её температуры. Например, при увеличении температуры от 200 до 1000 эВ и при фиксированной плотности, равной 4.2 × 10<sup>22</sup> ион/см<sup>3</sup>, положение ГФК уменьшается лишь на 0.05 Å практически независимо от используемой модели ППИ.

На **Рис. 3-8-b** для модели SP показаны расчетные спектры при разных величинах ионной плотности и фиксированных температуре и толщине плазмы. Видно, что увеличение плотности плазмы приводит одновременно к уширению линий вследствие эффекта Штарка, к изменению положения ГФК, и, как следствие, к последовательному пропаданию Не-подобной линий Si XIII. Учитывая слабые зависимости от температуры как положения ГФК, так и ширин спектральных линий, можно сделать вывод, что основные характеристики эмиссионного спектра зависят фактически только от одного свободного параметра – плотности плазмы, и если выбором его значения удастся описать как ГФК, так и ширины линий, то это будет говорить об адекватности используемой модели ППИ.



**Рис. 3-8. (а)** Сравнение расчётных спектров для различных моделей понижения потенциала ионизации при фиксированных значениях параметров плазмы толщиной 3 мкм –  $n_i = 4 \times 10^{22}$  ион/см3,  $T_e = 530$  эВ. (б) Сравнение расчётных спектров при различных значениях плотности плазмы и фиксированных температуре 500 эВ и толщине 3 мкм для модели SP. Стрелками отмечены границы фоторекомбиниционного континуума.

## §§ 3.3.3. Экспериментальное наблюдение эффекта понижения потенциала ионизации

На Рис. 3-9 показаны спектры, наблюдавшиеся при использовании мишеней разного типа и лазерных импульсов различного контраста. В случае, соответствующем Рис. 3-9-а, тонкая мишень (0.5 мкм Si) облучалась лазерным импульсом относительно низкого контраста (плазменное зеркало не использовалось). Основной лазерный импульс здесь взаимодействовал не с твердым телом, а с созданной предимпульсом преплазмой. Соответственно, плотность плазмы в момент максимального нагрева была низкой (на уровне критической), спектральные линии были узкими, и эффектов, связанных с ППИ, не наблюдалось.

При использовании более толстой мишени и лазерных импульсов сверхвысокого контраста (эксперимента с плазменным зеркалом) можно ожидать, что средняя плотность плазмы в момент действия основного импульса будет заметно выше, поскольку теперь менее интенсивный лазерный предимпульс не может полностью разрушить мишень. Такое повышение плотности хорошо видно из **Рис. 3-9-b**, например, по увеличению ширин линий.

Наконец, использование мишени с покрытием должно привести к тому, что основной лазерный импульс сверхвысокого контраста будет создавать плазму непосредственно в твердотельной мишени, а прозрачное покрытие обеспечит некоторое удержание нагретой плотной плазмы [13,72–74]. Как видно из **Рис. 3-9-с**, в этом случае спектральные линии становятся еще шире, а интенсивности линий  $He_{\beta}$  и  $Ly_{\beta}$  растут относительно интенсивностей линий  $He_{\alpha}$  и  $Ly_{\alpha}$ , что также характерно для бо́льших значений плотности.



**Рис. 3-9.** Спектры, наблюдавшийся при облучении тонкой кремниевой фольги лазерным импульсом пониженного контраста (а) и фольги толщиной 2 мкм импульсами сверхвысокого контраста (b, c). В случае (c) фольга была покрыта слоем СН толщиной 1.4 мкм. Черными, красными и синими кривыми на рис. (b) показаны результаты наилучшего моделирования наблюдаемых спектров при использовании подходов ЕК, SP и HM для описания эффекта ППИ, соответственно. На рис. (c) показана чувствительность HM-модельного спектра к плотности плазмы при фиксированной температуре плазмы 530 эВ и толщине плазмы 3 мкм.

Для экспериментальных спектров, соответствующим случаям использования лазерных импульсов сверхвысокого контраста были подобраны значения параметров плазмы (плотность, температура и толщина), при которых наблюдаемые спектры наилучшим образом описываются численным моделированием, проведённым с помощью радиационно-столкновительного кода PrismSPECT (см. §§ 2.2.1) в стационарном приближении [84,121] для различных моделей ППИ.

Полученные результаты приведены на **Рис. 3-9-b**, причём в каждом случае плотность плазмы выбиралась из соображений совпадения положения ГФК у модельного и экспериментального спектров (отмечено стрелкой на рисунке).

Наилучшее соответствие даёт спектр, посчитанный с использованием модели HM. Использование модели SP несколько ухудшает согласие эксперимента и расчета. Использование же модели EK не позволяет вообще удовлетворительно описать наблюдаемый спектр. Аналогичный вывод следует из описания экспериментального спектра, приведенного на **Рис.** 3-9-с. Как видно из **Рис.** 3-9-с, чувствительность рассматриваемых спектров к плотности плазмы является весьма высокой, что позволяет использовать их для решения диагностической задачи.

На Рис. 3-10 приведены зависимости ГФК от плотности плазмы, рассчитанные по моделям ЕК, SP и HM. Здесь же показаны результаты экспериментов настоящей работы с учётом возможных погрешностей. Можно видеть, что экспериментальные точки очень хорошо ложатся на теоретическую зависимость, построенную по модели HM.



**Рис. 3-10**. Зависимость положения границы фоторекомбинационного континуума от ионной плотности плазмы согласно моделям HM, SP и EK, а также экспериментальные данные настоящей работы. Горизонтальными пунктирными прямыми отмечены положения линий He<sub>γ</sub>, He<sub>δ</sub>, He<sub>ζ</sub>, He<sub>ζ</sub> He-подобных ионов Si XIII.

#### §§ 3.3.4. Обсуждение

Таким образом, наблюдались эмиссионные спектры кремниевой плазмы, соответствующие изменению ионной плотности от ~ $10^{21}$  см<sup>-3</sup> до ~ $4 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Как видно из **Рис.** 3-9, при увеличении ионной плотности происходит последовательное «пропадание» линий Helike Si XIII, причем при максимальной плотности не реализуются состояния с главными квантовыми числами  $n \ge 4$ . Как видно из **Рис. 3-9** и Рис. **3-10** модель ППИ НМ очень хорошо согласуется с экспериментальными результатами настоящей работы. Модель SP в пределах точности измерений также не противоречит настоящему эксперименту, в то время как модель ЕК очень сильно преувеличивает роль эффектов ППИ и абсолютно не согласуется с результатами настоящих измерений. Поскольку в настоящем эксперименте средний заряд ионов плазмы составлял порядка 13–14, то среднее межионное расстояние заметно превышало среднее расстояние между электронами, что и обусловило существенную разницу между результатами модели ЕК, с одной стороны, и НМ и SP, с другой, в отличие от работ [20,118], где средняя зарядность ионов была гораздо ниже. Из наших результатов следует, что в случае многозарядной высокотемпературной плазмы для описания эффектов ППИ следует использовать дающие близкие результаты подходы НМ или SP.

Остается открытым вопрос, почему экспериментальные результаты работ с использованием рентгеновского лазера на свободных электронах [20,118] показывают гораздо большее ППИ, чем значения, зарегистрированные в настоящей работе и измеренные ранее в плазме, создаваемой оптическими лазерами [14,15]. По всей видимости, это связано как с различием механизмов ионизации, происходящих в этих плазмах, так и с различием экспериментальных методик, примененных в тих работах.

Хотя во всех случаях измерения ППИ делались исходя из анализа эмиссионных рентгеновских спектров плазмы, использованные методики были принципиально различными. В работах [14,15] (как и в настоящем исследовании) эффекты ППИ измерялись по сдвигу ГФК в более длинноволновую область спектра, и, оценивались по пропаданию спектральных линий с большими значениями главного квантового числа *n*. В работах [20,118] величина ППИ измерялась альтернативным способом по измерению энергии фотона, необходимого для фотоионизации основного состояния иона Z и получение иона (Z + 1). В этом случае мишень облучалась рентгеновским излучением с перестраиваемой длиной волны, а момент возникновения ионов (Z + 1) определялся, например, по появлению линейчатого эмиссионного спектра этого иона, либо по появлению рекомбинационного континуума иона Z.

Оба экспериментальных метода обладают как преимуществами, так и недостатками. Например, в первом случае необходимо, во-первых, вложить энергию оптического лазерного импульса непосредственно в твердое вещество и, во-вторых, обеспечить регистрацию спектров излучения только до момента разлета плазмы. Если первую проблему можно решить, используя короткие лазерные импульсы сверхвысокого контраста, то вторую решить значительно сложнее, поскольку детекторов рентгеновского излучения с необходимым временным разрешением в настоящее время не существует. По-видимому, единственный применимый сейчас подход должен быть основан не на сокращении времени регистрации спектра, а на увеличении времени существования плазмы в состоянии с твердотельной плотностью. Это может быть сделано, например, ограничением разлета с помощью твердотельной оболочки, что наиболее просто реализуется путем применения слоистых мишеней (см., например, [13,72–74]). Тем не менее, в той или иной степени разлет высокотемпературной плазмы будет иметь место почти всегда, и средняя ионная плотность плазмы не будет твердотельной, а подлежит измерению. С одной стороны, это является недостатком подхода, а, с другой, преимуществом, поскольку позволяет исследовать эффекты ППИ при разных плотностях.

Во втором случае рентгеновский импульс заведомо проникает вглубь твердотельной мишени, а разлет сформированной плазмы с твердотельной плотностью благодаря существенно более низкой начальной температуре не столь важен, что, безусловно, является преимуществом такого подхода. Однако, создание плазмы рентгеновским излучением принципиально отличается от нагрева оптическим излучением, поскольку поглощение рентгеновского излучения происходит в основном за счет фотоионизации внутренних оболочек атомов и ионов мишени. При этом образование иона (Z + 1) может эффективно происходить не только за счет прямой фотоионизации основной оболочки иона Z, но и за счет фотоионизации внутренней оболочки иона (Z-1) и последующей столкновительной ионизации получившегося возбужденного состояния иона Z. Рассмотрим самый простой пример образования одноэлектронного Нподобного иона Al XIII в состоянии 1s. Это возможно в процессе прямой фотоионизации Неподобного иона  $\hbar\omega_2$  + Al XII (1s<sup>2</sup>)  $\rightarrow$  Al XIII (1s) + е с порогом по энергии фотона  $\hbar\omega_1$ = 2086 эВ. Альтернативным вариантом является фотоионизация К-оболочки Li-подобного иона ħω<sub>2</sub> + Al XI  $(1s^22s) \rightarrow Al XII (1s2s) + e c последующей столкновительной ионизацией Al XII (1s2s) + e \rightarrow Al$ XIII (1s) + е +е. В альтернативном случае порог по энергии фотона ощутимо ниже  $\hbar\omega_2 = 2017$  эВ. Это означает, что при повышении энергии создающих плазму рентгеновских фотонов ионы Al XIII начнут появляться уже при  $\hbar\omega_2 = 2017$  эВ, что может быть ошибочно интерпретировано как понижение потенциала ионизации на  $\Delta I_Z = (2086 - 2017)$  эВ = 69 эВ. Аналогичные альтернативные каналы, причем гораздо более разнообразные, существуют и для процессов образования многоэлектронных ионов. Из этого следует, что правильная интерпретация результатов экспериментов с использованием рентгеновских лазеров требует обязательного учета в кинетических расчетах большого числа состояний ионов с одной или несколькими (полые ионы) вакансиями во внутренних оболочках, причем эти состояния нельзя описывать приближением суперконфигурации, а следует рассматривать детально (см., также, [122]). Детальный учет огромного числа таких состояний является очень непростой задачей, что является основным недостатком рассматриваемого подхода. Именно недостаточно полный учет состояний полых ионов и использование приближения суперконфигурации привел к переоценке эффектов ППИ в работах [14,15].

#### §§ 3.3.5. Выводы к параграфу

Понимание и точное предсказание величины понижения потенциала ионизации при заданных параметрах плазмы является крайне важной задачей для многих направлений физики высоких плотностей энергии. Помимо того, измерение положения фоторекомбинационного континуума и отслеживание того, линии каких переходов были «поглощены» континуумом, являются дополнительным инструментом диагностики плотности плазмы. Этот метод хорош тем, что способен обеспечить возможность оценки величины плотности плазмы ещё до основной обработки данных и сравнения с результатами численного моделирования. Лазер на свободных электронах является достаточно удобным инструментом для апробации различных моделей. Но, в то же время этот и другие процессы, происходящие в плазме, не должны быть исследуемы исключительно на этого типа установках в силу принципиальных различий в процессах генерации и нагрева плазмы по сравнению с «классическим» накачкой оптическим лазером. В рамках диссертационной работы было выполнено экспериментальное измерение положения фоторекомбинации И апробация существующих границы моделей диапазоне R  $(0.2-4.2) \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup> с применением оптического лазера.

## § 3.4. Радиационные свойства релятивистской лазерной плазмы твердотельных мишеней

Представляют особый интерес данные о светимости плазмы в зависимости от конфигурации мишени, а именно от её толщины и наличие обкладок. С точки зрения практического применения, это может быть интересно в рамках использования лазерной плазмы твердотельных мишеней в качестве источника рентгеновского излучения для абсорбционной рентгеновской спектроскопии. Так было показано, что для диапазона длин волн 2–5.5 Å могут использоваться мишени из относительно лёгких химических элементов с атомными номерами Z = 13-16 и 19 (что соответствует алюминию, кремнию, фосфору, сере и калию) за счёт использования диапазона рекомбинационного излучения спектров данных элементов. Было установлено, что подбором толщины мишени удается повысить эффективность излучения лазерно-плазменного источника. А также то, что в случае использования кремниевых и алюминиевых мишеней с точки зрения достижения наибольшей светимости рентгеновского источника оптимальная толщина твердотельных мишеней лежит в диапазоне 5–15 мкм. Эти исследования и полученные результаты подробнее освещены в данном разделе диссертации.

## §§ 3.4.1. Требования, предъявляемые к источнику рентгеновского изучения в исследованиях с применением использований абсорбционной спектрометрии

Методы рентгеноспектральной диагностики основаны на том, что распределения атомов или ионов по энергетическим уровням в исследуемом объекте зависят от макроскопических

параметров вещества, и, в первую очередь, от его температуры и плотности. В случае эмиссионной рентгеновской спектроскопии наиболее важны состояния с высокими энергиями возбуждения, которые определяют излучательный линейчатый спектр рентгеновского диапазона. Регистрация этого спектра будет возможна лишь при достаточно высоких заселенностях таких состояний, т.е. при достаточно высоких температурах, характерных для плазменного состояния вещества (высокотемпературная плазма с температурой  $T_e \sim 100$  эВ и выше). Если температура объекта недостаточно велика (низкотемпературная плазма, теплое плотное вещество, вещество при комнатных и низких температурах), то для его диагностики может применяться абсорбционная рентгеновская спектроскопия (APC) [123], для которой важным оказывается распределение атомов или ионов по низковозбужденным уровням, поскольку именно это распределение определяет спектр поглощения вещества.

Рентгеновская абсорбционная спектроскопия даёт возможность определить зарядовое состояние плазмы, ее плотность и температуру в диапазоне параметров, при которых собственное рентгеновское излучение объекта слишком мало для его уверенной регистрации. В этом смысле абсорбционная спектроскопия является альтернативой эмиссионной, хотя возможны случаи, когда оба подхода могут применяться для исследования одного объекта одновременно. В настоящее время рентгеновская абсорбционная спектроскопия применятся, например, в исследованиях лазеро-индуцированной плазмы и [114,124,125], сжатия вещества ударными волнами [126,127], прогретого рентгеновским излучением вещества [128–130], диагностики теплого плотного вещества [131–133]. Особую актуальность эта диагностика приобрела в самое последнее время в связи с возможностью ее использования для валидации численных моделей, описывающих транспортные свойства плотного нагретого вещества (например, механизмы и динамика распространения энергии и т.п.) [114], знание которых необходимо в задачах по быстрому и ударному поджигу мишеней на установках лазерного термоядерного синтеза [11,134].

В АРС регистрируется изменение спектра рентгеновского излучения при прохождении его через исследуемый объект. На **Рис. 3-11** приведена схема АРС с лазероиндуцированным источником рентгеновского излучения и спектрометрами на основе сферически изогнутых кристаллов, применяемых в качестве диспергирующих и фокусирующих рентгенооптических элементов [100,101]. Помимо приведённого типа диспергирующего элемента можно использовать плоские кристаллы, кристаллы, изогнутые по коническим [125], эллиптическим [135] или тороидальным поверхностям [136,137]. В любом случае, рентгеновский спектрометр должен обеспечивать высокое спектральное разрешение и достаточно хорошую обзорность с тем, чтобы, с одной стороны, в диапазон наблюдения попало несколько линий поглощения, а, с другой, они были бы уверенно разрешены.



**Рис. 3-11.** Схема абсорбционной спектроскопии с использованием лазерно-плазменного рентгеновского источника.

Успешная экспериментальная реализация схемы АРС невозможна без рентгеновского источника (РИ), удовлетворяющим нескольким важным критериям. Критически важным требованием, предъявляемым к нему, является обеспечение достаточно высокой яркости во всем интересующем спектральном диапазоне. Эта яркость должна значительно превышать яркость собственного свечения исследуемого объекта в данном диапазоне, а также быть достаточной для просветки мишеней с характерной линейной толщиной, которая может доходить до сотни микрометров. Другое немаловажное условие, зачастую позволяющее значительно улучшить экспериментальную схему – это понимание временных характеристик свечения исследуемого объекта, то можно получить временную (покадровую) развертку спектра поглощения, даже не имея временного разрешения как такового (см., например, [124,138]).

Поскольку спектр поглощения определяется результатом деления прошедшего через объект излучения на измеренный спектр эмиссии РИ, то спектр РИ должен быть тщательно откалиброван по длине волны. Погрешность калибровки должна быть, по крайней мере, в несколько раз меньше, чем характерная ширина контуров спектральных линий, попадающих в эмиссионный спектр. В большинстве случаев определить дисперсионную кривую с такой точностью не представляется возможным. Поэтому желательно, чтобы спектр РИ не содержал линейчатой части вообще, а был обусловлен свободно-свободными или свободно-связанными переходами. То есть речь идёт преимущественно о рекомбинационном участке спектра РИ. Еще

раз подчеркнем, что полное отсутствие спектральных линий в рабочей спектральной области в общем случае не является критически важным условием, если эмиссионный спектр можно измерить с требуемой точностью.

В контексте исследований плотной горячей плазмы зачастую наиболее интересны РИ, способные эффективно просвечивать мишени с высокими значениями плотности. То есть предпочтительным является получение источника с достаточной яркостью в жёстком рентгеновском диапазоне. Получение же такого источника за счет только тормозного излучения затруднительно, поскольку требует температуры плазмы от 1 кэВ и выше. А РИ на основе фоторекомбинационного излучения куда менее требователен, поэтому он представляет наибольший интерес и ему и отдано центральное внимание данной работы.

В настоящее время известны несколько типов ярких источников коротких рентгеновских импульсов. Например, это источники на основе Х- и Z-пинчей [129,135,139] и лазерной плазмы газово-кластерных или твердотельных мишеней (см., например, [84,140,141]). Они способны обеспечить сравнимые степени малости размера источника и времени его существования, но максимальная степень светимости каждого из них ограничена. Безусловно, наиболее удобным источником рентгеновского излучения можно считать рентгеновский лазер на свободных электронах (XFEL) [142], но проведение экспериментов на такого рода установках пока ещё является весьма дорогостоящим и малодоступным. Поэтому в данном исследование внимание уделено развитию альтернативных инструментов. Наиболее технологичными с точки зрения APC по многим признакам являются PU на основе лазерной плазмы твердотельных мишеней.

Параметры такого источника зависят, в первую очередь, от параметров лазерной установки, которая используется для его генерации, и он может иметь весьма короткое время существования (< 0.1 нс), малый размер(< 5 мкм) и высокую яркость. Однако, существенное значение для яркости РИ и степени однородности его эмиссионного спектра имеют материал и конфигурации мишени. Естественно, что выбор материала мишени не может быть универсальным, а будет зависеть от того, на какой спектральный диапазон создается источник.

В рамках диссертационной работы были рассмотрены вопросы оптимизации источника для абсорбционной спектрометрии в области длин волн 3–5.5 Å (энергии фотонов 2200–4100 эВ) за счет выбор материала и конфигурации мишени. Показано, что для этого хорошо походят мишени из относительно лёгких химических элементов с атомными номерами Z = 13-16 и 19 (алюминий, кремний, фосфор, сера, калий). Установлено, что подбором толщины мишени удается повысить эффективность лазерно-плазменного источника. Ниже показано, что при использовании кремниевых и алюминиевых мишеней их оптимальная толщина лежит в диапазоне 5–15 мкм и эффективность источника достаточно слабо меняется в пределах данного диапазона.

### §§ 3.4.2. Расчеты эмиссионных спектров рентгеновских источников на основе плотной лазерной плазмы твердотельных мишеней.

Как уже отмечалось выше, желательно, чтобы спектр РИ был обусловлен свободносвободными или свободно-связанными переходами. Если температура плазмы заметно ниже потенциала ионизации иона с максимальным обилием, то спектр свободно-свободных переходов, т.е. ее тормозной спектр, будет лежать в основном в области длин волн, существенно превышающих длины волн свободно-связанных переходов, или, фоторекомбинационного излучения. Поэтому, при создании более жесткого РИ выгодно использовать именно фоторекомбинационное излучение.

Детальный расчет излучения лазерной плазмы в общем случае требует знания зависимостей ее макроскопических параметров от времени, и, в первую очередь, информации об ее плотности и электронной температуре  $T_e$ , поскольку эти параметры определяют и скорость фоторекомбинации и заселенности основных состояний ионов разной кратности, т.е. величины, фоторекомбинационного излучения. от которых зависит спектр Граница фоторекомбинационного континуума иона большей кратности (одного и того же элемента) лежит в более коротковолновой области спектра. Поэтому для создания наиболее жесткого РИ оказывается выгоднее обеспечить как можно более быстрое протекание ионизационных процессов (и большую среднюю кратность ионизации), что требует увеличения плотности и температуры создаваемой плазмы. Поскольку скорости столкновительной ионизации имеют максимум при температурах  $T_m \sim (0.2-0.4) \times I_p$  (то есть порядка нескольких десятых от потенциала ионизации  $I_p$ ), а затем быстро спадают, то увеличение температуры свыше  $T_m$ ускорению ионизационных процессов не поможет. С ростом же плотности время ионизации монотонно падает, так что использование более плотной плазмы при прочих равных условиях позволит получить более жесткий РИ. При использовании твердотельных мишеней можно создать плазму с плотностью близкой к твердотельной, если применять сверхкороткие лазерные импульсы сверхвысокого контраста (см., например, [109–113]) и/или мишени с прозрачными покрытиями, позволяющими временно ограничить разлет плазмы (см., например, [13,72-74,143]).

Если плотность плазмы близка к твердотельной, а время инерциального удержания не слишком мало, то расчет ее спектра излучения может быть проведен в рамках стационарной радиационно-столкновительной модели. В настоящей работе моделирование эмиссионных рентгеновских спектров в области фоторекомбинационного континуума для различных химических элементов с атомным номерами Z = 13-16 и 19 было выполнено, например, с использованием атомно-кинетического кода (radiation-collisional kinetic code) PrismSPECT. При этом полагалось, что ионная плотность плазмы равна плотности атомов в твердом теле. В расчете

был учтен эффект понижения потенциала ионизации в плотной плазме с помощью модели HM [120]. Полученные результаты приведены на Рис. **3-12.** Резонансные спектральные серии намеренно не были включены в атомную модель для наилучшей визуализации положений границ фоторекомбинационного континуума. Тем не менее, на рисунке отмечены положения спектральных линий резонансных серий ионов Si XIV и Si XIII.

При поглощении энергии лазерного импульса в мишени температура получившейся плазмы будет зависеть в том числе и от материала мишени в силу того, что от структуры атомных оболочек будут зависеть, во-первых, затраты на ионизацию, и, во-вторых, число образовавшихся свободных электронов, т.е. электронная плотность плазмы  $n_e$ . В проведенных нами расчетах значения электронной температуры для разных мишеней были разными, так чтобы величина  $n_e T_e + \sum N_k I_k$  оставалась постоянной (и равной  $5 \times 10^{26}$  эВ/см<sup>3</sup>). В этом выражении  $N_k$  – плотность ионов с зарядом k, а  $I_k$  – энергия, необходимая для ионизации атома до состояния k, т.е. сумма потенциалов ионизации от нейтрального атома до иона с зарядом (k - 1). Электронная плотность  $n_e$ , очевидно, удовлетворяет соотношению  $n_e = \sum k N_k$ . Ионная плотность выбиралась равной своему твердотельному значению, индивидуальному для каждого элемента (см. **Таблица** 3-1).



**Рис. 3-12.** Модельные профили фоторекомбирационного континуума для набора элементов с Z = 13-16 и 19. Линии резонансных серий не включены в рассмотрение из соображений наглядности; указано лишь табличное положение некоторых линий водородо- и гелиеподобного кремния (вертикальные сплошные и пунктирные линии соответственно). Спектры получены в стационарном приближении для индивидуальных наборов параметров  $n_i$  и  $T_e$ , выбранных из условия фиксированных значений величины  $n_e T_e + \sum N_k I_k$  и твердотельной ионной плотности индивидуальной для каждого элемента.

Из Рис. 3-12 можно видеть, что по мере роста атомного номера элемента растёт и интенсивность фоторекомбинационного континуума. Поскольку часть диапазона

фоторекомбинационного континуума совпадает с областью спектральных линий (в области фоторекомбинационного континуума Не-подобного иона лежат линии Н-подобного иона), то он не весь может использоваться для задачи АРС. Так, кремниевые мишени выгоднее всего использовать в диапазоне длин волн порядка 4.25–5 Å, где обеспечивается наибольшая яркость источника в сочетании с отсутствием интенсивных спектральных линий. В других спектральных областях будет более выгодным использование иных химических элементов в качестве материала мишени. Так, алюминий лучше подходит для диапазона 5–5.7 Å, фосфор – для 3.75–4.25 Å и т.д.

Заметим, что при фиксированной величине  $(n_e T_e + \sum N_k I_k)$  температура свободных электронов оказывается гораздо выше для калиевой мишени, хотя затраты на ионизацию при увеличении Z растут. Это связано с тем, что плотность атомов в твердом теле при переходе от Al к K падает в 4.6 раза, в результате чего затраты на ионизацию единицы объема мишени в последнем случае оказываются наиболее низкими, и, соответственно, на нагрев свободных электронов идет больше энергии лазерного импульса.

**Таблица 3-1.** Параметры плазмы, использованные в расчете эмиссионных спектров, показанных на **Рис. 3-12.** 

| элемент | Ζ  | $n_i \times 10^{22}$ | $n_e \times 10^{23}$     | $T_e$ |
|---------|----|----------------------|--------------------------|-------|
|         |    | ион/см <sup>3</sup>  | электрон/см <sup>3</sup> | эВ    |
| Al      | 13 | 6                    | 6.9                      | 430   |
| Si      | 14 | 5                    | 6.2                      | 480   |
| Р       | 15 | 3.5                  | 4.9                      | 625   |
| S       | 16 | 3.9                  | 5.5                      | 550   |
| K       | 19 | 1.3                  | 2.4                      | 1450  |

Расчеты, показанные на Рис. 3-12, позволяют лишь грубо оценить яркость получаемого рентгеновского источника. В действительности даже при использовании сверхвысококонтрастных фемтосекундных лазерных импульсов, средняя плотность плазмы будет несколько ниже твердотельной, а время инерциального удержания будет короче времени жизни плазмы. Это приведет к тому, что за время существования плазмы ее ионизационное состояние не успеет стать стационарным, и результаты Рис. **3-12** будут, скорее, завышать яркость источника при использовании в качестве мишени более тяжелых химических элементов.

#### §§ 3.4.3. Оптимизация конфигурации твердотельных мишеней

Как мы отмечали выше, даже при нагреве твердотельных мишеней фемтосекундными лазерными импульсами сверхвысокого контраста средняя плотность плазмы, под которой мы

будем понимать ее плотность в те моменты времени, когда она является наиболее ярким излучателем, не будет твердотельной, и будет зависеть от очень многих параметров как лазерного импульса, так и особенностей конструкции мишени. В связи с этим, поиск оптимальной конфигурации взаимодействия лазерного излучения с веществом с целью создания абсорбционной источника для рентгеновской спектроскопии должен выполняться экспериментально. В настоящей работе рассмотрена оптимизация источника, использующего твердотельную кремниевую и алюминиевую мишени, которые могут быть использованы для АРС в спектральных областях порядка 3–5 Å и 3.5–5.75 Å, соответственно. Полученные в настоящей работе результаты непосредственно применимы к случаю использования лазерных импульсов длительностью порядка нескольких пикосекунд и менее, при этом интенсивность предымпульса не должна превышать порог плазмообразования (~ 10<sup>12</sup>-10<sup>14</sup> B/cm<sup>2</sup> [144]) на временах порядка сотен пс до прихода основного импульса (оценка сделана из расчёта разлёта с into a cone with opening of about ~ 90° and the expansion velocity of  $v_{exp} \sim 10^7$  cm/c [145]).

Экспериментальные результаты были получены на лазерной установке Vulcan PW, подробно осаждавшаяся в §§ 1.1.2. За счёт использования технологии OPCPA, а также плоского плазменного зеркала [75,76], располагавшегося после f/3 фокусирующей параболы достигалась высокая степень лазерного контраста, не менее  $10^{10}$  на 1 нс [82]. Рассматриваемые ниже экспериментальные данные соответствуют параметрам, при которых энергия р-поляризованного лазерного импульса составляла порядка 300 Дж на мишени при длительности порядка 1 пс и диаметре фокального пятна, не превышающем 7 мкм, что соответствовало потоку на мишени не менее  $6 \times 10^{20}$  BT/см<sup>2</sup> (и мощности  $3 \times 10^{14}$  BT). Угол падения лазерного излучения на мишень составляла порядка 45° к её нормали, см. вид сверху на Рис. 3-12.

В качестве мишеней были выбраны: (1) кремниевые фольги толщиной от 0.5 до 30 мкм, передние и задние поверхности некоторых из которых были покрыты дополнительным слоем CH пластика толщиной от 1.4 до 3 мкм; (2) алюминиевые фольги толщиной от 5 до 25 мкм). Подобные прозрачные для лазерного импульса покрытия служат для удержания преплазмы от значительного разлёта к моменту прихода основного лазерного импульса (см. например [13,72–74]). При одновременном использовании плазменных зеркал и пластиковых покрытий становится возможна передача основной лазерной энергии веществу с околотвердотельной плотностью [143].

В качестве основной диагностики использовались фокусирующие спектрометры с пространственным разрешением на основе сферически изогнутых кристаллов кварца [100,101]. Три спектрометра располагались с передней стороны мишени таким образом, что их спектральные диапазоны частично перекрывались для восстановления эмиссионного спектра в достаточно широком спектральном диапазоне от 4.5 до 7.5 Å, что, в частности, позволило

выделить вклад тормозного излучения в наблюдаемый спектр. Спектрометры располагались с передней стороны мишени под углом порядка 5° к её нормали. Экспериментальная схема подробнее описана в работе [114].

Серой кривой на Рис. 3-13 показан экспериментальный интегральный по времени эмиссионный спектр, полученный при облучении 2 мкм кремниевой фольги лазерным излучением с потоком  $7 \times 10^{20}$  B/cm<sup>2</sup> и энергией 300 Дж на мишени. Синей пунктирной кривой на рисунке показан модельный спектр тормозного излучения, рассчитанный в одномпературном приближении, причем значение соответствующей температуры (в данном случае  $T_{Br} = 125$  эВ) подбиралось на основании сравнения модельного с экспериментальным спектром в области 7–7.5 Å, где вклад тормозного излучения наиболее ярко выражен. Зелёной пунктирной кривой на рисунке показан модельный спектр линейчатого излучения, рассчитанный с использованием кода PrismSPECT (см. §§ 2.2.1) для ионной и электронной плотностей, температуры и толщины плазмы, равных, соответственно,  $2.8 \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup>,  $3.6 \times 10^{23}$  электрон/см<sup>3</sup>, 530 эВ и 3 мкм. Значения этих параметров подбирались по ширинам и относительным интенсивностям линий Si XIV (Si<sup>13+</sup>) Ly<sub> $\alpha$ </sub>, Ly<sub> $\beta$ </sub> and Si XIII (Si<sup>12+</sup>) He<sub> $\alpha$ </sub>, He<sub> $\beta$ </sub> экспериментального спектра с помощью методики, описанной подробно в работе [143]. Красной сплошной кривой на Рис. 3-13 показана сумма модельных спектров, которая, как можно видеть, достаточно хорошо описывает экспериментальный спектр для всего рассматриваемого диапазона. Различие температур плазменных областей, вносящих наибольший вклад в спектр свободно-свободных переходов, с одной стороны, и свободно-связанных и связанно-связанных, с другой, связан с неоднородностью создаваемой плазмы.



**Рис. 3-13.** Сравнение экспериментальных данных с модельными спектрами. Серой кривой обозначен экспериментальный спектр. Синяя пунктирная кривая соответствует непрерывному тормозному спектру, рассчитанному в однотемпературном приближении; зелёная пунктирная кривая – модельному линейчатому спектру, полученному в стационарном приближении; красная сплошная – их сумме.

Хорошее соответствие между экспериментальным и суммарным модельным спектрами на **Рис. 3-13** во всём исследованном экспериментально спектральном диапазоне, включающим в себя область начала фоторекомбинационного континуума, позволяет считать, что модельный спектр адекватно описывает ситуацию и в области более коротких длин волн (вплоть до 2 Å), тем более что никаких спектральных линий ионы кремния в этой области не имеют.

Отсюда можно сделать вывод о том, излучение кремниевой мишени в фоторекомбинационной области спектра (например, 3–4.8 Å) подходят в качестве источника для абсорбционной спектроскопии, в силу высокой яркости и однородности излучения, что согласуется со сделанными ранее выводами на основании анализа профилей и интенсивностей модельных кривых на Рис. 3-12. При этом стоит помнить о том, что в области длин волн короче 4.25 Å использование фосфора в качестве РИ уже может оказаться выгоднее.

Также стоит отметить, положение границы фоторекомбинационного континуума зависит не только от атомного номера Z, но также во многом и от плотности образованной плазмы: при росте плотности плазмы граница сдвигается в область больших длин волн (меньших энергий). Этот эффект получил название ionization potential depression и связан с изменением структуры электронных оболочек ионов в плотной плазме (подробнее см., например, [14,20,146,147]).

#### §§ 3.4.4. Сравнение светимостей мишеней различной конфигурации

Очевидно, что светимость лазерной плазмы зависит от параметров лазерного импульса, которые определяют в первую очередь температуру и плотность создаваемой плазмы. При этом качественно зависимость светимости от плотности потока лазерного излучения, энергии импульса, лазерного контраста достаточно предсказуема. Гораздо менее очевидна зависимость светимость от конфигурации мишени, и, в первую очередь, от ее толщины.

На Рис. 3-14 показаны зависимости экспериментально измеренных относительных светимостей лазерной плазмы (то есть количества фотонов, излученное плазмой в  $4\pi$ , отнесённое к величине лазерной энергии, подведённой к мишени) от толщины мишени для разных конфигураций и материала. Интегрирование спектров при этом происходило не во всём зарегистрированном диапазоне, а в относительно узком спектральном диапазоне 4.5-5 Å для кремниевых мишеней и более мягком диапазоне 5.15-5.65 Å для алюминиевых (области максимальной интенсивности фоторекомбинационного континуума и отсутствия интенсивных линий, см. Рис. 3-12). Приведённая на рисунке положения экспериментальных точек (отмеченные квадратами на рисунках) и соответствующая им погрешность определялись на основании аккумуляции статистических данных, а именно спектров, полученных при облучении мишеней одинаковой конфигурации при одних и тех же параметрах лазерного излучения.



**Рис. 3-14.** Зависимости светимостей плазмы от толщины твердотельных мишеней для (а) кремния в диапазоне 4.5–5 Å и (б) алюминия в диапазоне 5.15–5.65 Å. Квадраты соответствуют экспериментальным данным, закрашенная область – и интерполяции.

На **Рис. 3-14** можно видеть, что оптимум светимости плазмы, образующейся при облучении непокрытых мишеней кремния, достигается при толщине мишени в районе 5–15 мкм. Это можно объяснить тем, что при очень тонких мишенях становится особенно заметным влияние предимпульса на параметры образующейся плазмы даже в случае высокого лазерного контраста. Предымпульс приводит к разрушению мишени, образованию разлетающейся преплазмы и последующему падению её плотности. Таким образом, время жизни плазмы в плотной своей стадии мало, а, значит, мала и ее средняя плотность. Эти факторы, по всей видимости, и приводят к уменьшению светимости рентгеновского источника в рекомбинационном континууме при облучении мишеней сравнительно малых толщин. Это означает, что очень тонкие фольги не являются оптимальными при создании ярких источников для APC.

Стоит обратить внимание на то, что добавление пластикового покрытия приводит к росту светимости мишени той же толщины (см. белый квадрат на **Рис. 3-14-а** для мишени толщиной 2 мкм), что связано с эффектом роста плотности плазмы за счёт использования обкладок, ограничивающих преплазму от существенного разлёта к моменту прихода основного лазерного импульса (подробнее см. [143]). Были использованы кремниевые мишени толщиной 2 мкм, покрытые с обеих сторон СН пластиком толщиной порядка 1.4 мкм каждая.

Следующие за областью взаимодействия слои мишени (2–3 мкм) также могут прогреваться до высоких температур и становиться источником рентгеновского излучения. Соответственно, следует ожидать роста светимости при переходе от субмикронных и микронных мишеней к мишеням в единицы или даже десятки мкм. Тем не менее, увеличение толщины мишени с некоторого значения перестаёт увеличивать светимость, поскольку средняя плотность

плазмы уже не растёт, а средняя температура плазмы при этом падает, поскольку за счет быстрых электронов, лучистой теплопроводности и т.п. процессов энергия лазерного импульса попадает во все больший объем холодного вещества, который не принимает участия в генерации рентгеновского излучения фоторекомбинационного диапазона спектра.

Таким образом, существуют некоторые оптимальные значения толщин твердотельных мишеней при котором лазерно-плазменный рентгеновский источник будет наиболее ярким в интересующей нас спектральной области.

Аналогичные результаты были получены при использовании в качестве мишеней алюминиевых фольг разной толщины, см. **Рис. 3-14-б**. Из него видно, что, как и в случае кремниевых мишеней, для алюминиевых наблюдается выраженный оптимум светимости при толщинах фольг в районе 8–15 мкм.

#### §§ 3.4.5. Выводы к параграфу

В данном разделе были рассмотрены подходы к выбору и оптимизации твердотельных мишеней в качестве источника рентгеновского излучения в диапазоне длин волн короче 6 Å. Основной упор был сделан на использовании фоторекомбинационной области спектра плазмы в силу как значительной однородности и интенсивности его излучения, так и высокой энергии кванта. Представленные экспериментальные данные по облучению лазерными импульсами твердотельных мишеней различной толщины показали. что светимость плазмы фоторекомбинационной области спектра имеет оптимум при характерных толщинах мишени порядка 10 мкм. Относительно низкая светимость при выборе более тонких мишеней была объяснена негативным действием предымпульса и низкой средней плотностью плазмы. А при более высоких толщинах – значительным увеличением характерной области прогрева, в том числе более глубоких слоёв, дающих в итоге незначительный вклад в общую светимость. Также отмечено положительное влияние добавления пластиковых обкладок на светимость мишени при фиксированной толщине подложки.

#### § 3.5. Заключение к Главе 3

Таким образом, основными результатами данной Главы являются:

1. Было показано, что облучение твердотельных субмикрометровых мишеней лазером ультравысокого контраста (достигнутого благодаря использованию технологии OPCPA и плазменного зеркала) может обеспечить условия генерации плазмы с плотностью всего в несколько раз меньше твердотельной. Но только одновременное использование мишеней, покрытых пластиком толщиной порядка микрометра, может обеспечить еще более высокие значения плотности плазмы, вплоть до околотвердых, представляющих наибольший интерес в экспериментах с высокой плотностью энергии. Следуя описанной методике, было экспериментально получено плазменное состояние с плотностью энергии порядка  $Q = 5 \times 10^7 \text{ Дж/см}^3$ .

- Впервые были экспериментально измерены положения границ фоторекомбинационного континуума и связанный с ним эффект последовательно «пропадания» эмиссионных спектральных линий вплоть до Не<sub>γ</sub> включительно (с пропаданием уровней с главным квантовым числом n ≥ 4) по мере увеличения плотности кремниевой плазмы от 1 × 10<sup>21</sup> до 4 × 10<sup>22</sup> ион/см<sup>3</sup>. Продемонстрировано, что этот эффект может быть эффективным методом определения плотности околотвердотельной плазмы.
- 3. Были изучены излучательные свойства околотвердотельной горячей лазерной плазмы лёгких элементов (алюминий и кремний). Была продемонстрирована возможность использования подобной плазмы в качестве эффективного источника жёсткого рентгеновского излучения, например, в схеме абсорбционной спектральной диагностики. А также была определена оптимальная с точки зрения достижения максимальной светимости в диапазоне фоторекомбинационного континуума толщина подобной мишени, которая составила порядка 10 мкм.

#### На защиту выносится:

- Демонстрация роли внешнего пластикового покрытия для обеспечения изохорического нагрева микронных тонкоплёночных мишеней, облучаемых пикосекундными релятивистскими лазерными импульсами ультравысокого контраста с интенсивностью до 3 × 10<sup>21</sup> Вт/см<sup>2</sup>, и результаты рентгеноспектральных измерений параметров создаваемой таким образом плазмы.
- 2. Экспериментальная зависимость величины понижения потенциала ионизации от плотности плазмы, создаваемой при облучении микронных фольг кремния высококонтрастным оптическим лазерным импульсом релятивистской интенсивности. Наблюдение смещения границы фоторекомбинационного континуума в излучении гелиеподобных ионов и исчезновение уровней с главным квантовым числом n ≥ 4 в гелиеподобных ионах плазмы твердотельной и околотвердотельной плотности.
### ГЛАВА 4. НЕПРЯМОЙ ИЗОХОРИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ В ПОЛЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В настоящей главе рассматривается вопрос изохорического прогрева тонкопроволочных мишеней потоком быстрых электронов, ускоренных в поле лазерного импульса петаваттной мощности установки PHELIX. Прогрев вещества осуществляется не напрямую за счёт греющего действия лазерного импульса, а за счёт вторичных процессов. В рамках настоящей работы впервые был проведён эксперимент по изохорическому нагреву тонких титановых проволочек в торцевой и боковой конфигурациях облучения потоком лазероускоренных горячих электронов с одновременным применением эмиссионной рентгеновской и радиографической диагностик.

### § 4.1. Эксперименты по генерации плотной горячей плазмы потоком горячих электронов, ускоренных в поле лазерного импульса §§ 4.1.1. Изохорический нагрев мишени потоком горячих электронов

Гак уже кратко обсуждалось в начале Главы 1, вещество твердотельной плотности и с температурой в диапазоне 1–100 эВ обычно принято называть плотным нагретым веществом<sup>1</sup> (ПНВ), в англоязычной литературе используется термины «warm dense matter». Такие состояния материи могут быть получены с помощью лазерноиндуцированного источника частиц в так называемом подходе «изохорического нагрева» (или нагреве мишеней с ограниченной массой) [21,148–152]. Детали такого рода экспериментов могут быть найдены в работах [12,93]. Также необходимо, чтобы характерное временя нагревания вещества (составляющие порядка длительности основного лазерного импульса) было мало по сравнению с характерным временем протекающих гидродинамических процессов (которое, в свою очередь составляет порядка наносекунд).

Фордом в работе [153] была предложена идея использования протонных пучков для получения ПНВ, что успешно было реализовано и описано в статьях [151,154], где лазерноиндуцированные пучки протонов грели твердые алюминиевые мишени ограниченной массой (тонкие фольги и проволочки) до температур порядка нескольких десятков электронвольт; в работе [155] описана разработанная экспериментальная платформа для исследования свойств материала и определения уравнения состояния вещества (УРС).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> До сих пор не сформировался единый общепризнанный перевод понятия warm dense matter на русский язык; можно встретить такие варианты перевода, как «горячая плотная материя», «тёплая плотная материя», «разогретое плотное вещество», «тёплое плотное веществе». В рамках данной работы был выбран вариант «плотное нагретое вещества», сокращённо ПНВ

Альтернативный способ изохорического нагрева вещества заключается в фокусировке короткоимпульсных лазерных пучков высокой интенсивности на мишенями с ограниченной массой (например, тонких фольгах) [156]. При интенсивностях лазера ≥ 10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup> большие потоки релятивистских электронов генерируются и ускоряются за счёт нескольких механизмов, среди них резонансное поглощение [157], обратное тормозное поглощение [158,159], прямое пондеромоторное ускорение [160] или эффект Брунеля (квазирезонансное поглощение или вакуумный нагрев) [161], параметрические неустойчивости (вынужденное рамановское рассеяние, двуплазмонное затухание) [162]. Температура таких горячих электронов  $T_{hot}$ , как правило, лежит в диапазоне от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ [155,163]. Этот электронный ток вызывает, в свою очередь, обратный электронный ток [164], что позволяет (за счёт т.н. механизма нейтрализации тока) основному току горячих электронов проникать на значительные расстояния (до миллиметра). Потери энергии происходят либо из-за прямых столкновений между релятивистскими электронами и атомами мишени (столкновительные эффекты), либо из-за столкновений между электронами обратного тока и атомами (резистивные эффекты) [165–169]. Использование тонких (микрометровых) фольг может повысить эффективность «изохорного нагрева» (по сравнению с толстыми, толщиной порядка миллиметров, мишенями), поскольку большая часть электронов удерживается в мишени из-за больших электростатических полей, создаваемых разделением зарядов вдоль границ мишени, электроны как бы становятся захваченными мишенью. Характерное время распространения горячих электронов в твёрдом теле до полной потери энергии и сопутствующего нагрева вещества составляет порядка пикосекунд, что значительно ниже времени гидродинамического расширения мишени [170–172]. Однако использование тонких фольг в качестве мишеней также сопряжено с определёнными трудностями. Во-первых, в случае низкого контраста лазерного излучения (или при сверхвысоких значениях интенсивности) энергии предымпульса оказывается достаточно для образования преплазмы, которая может разлететься на значительное расстояние (сопровождающееся снижением плотности вещества) к моменту прихода основного лазерного импульса, в этом случае получение ПНВ оказывается невозможным. Во-вторых, переход от объёмной мишени к мишени типа фольги не полностью коллимирует электронный пучок, так как остаётся радиальные направления распространения электронов.

#### §§ 4.1.2. Получение плотной горячей плазмы при лазерном облучении тонких фольг

Как уже обсуждалось в двух предыдущих Главах, получение в лабораторных условиях ПНВ с температурами порядка сотен эВ представляет большой интерес для физики высоких плотностей энергии (в частности, для некоторых разделов астрофизики). Но одновременно с этим не менее важны исследования, проводимые вокруг получения и исследования свойств

плотного нагретого вещества с температурами порядка десятков эВ и плотностями близкими или разными твердотельным значениям. В частности, получение подобного состояния вещества интересно в контексте распространения горячих электронов в веществе, ударноволнового сжатия вещества и поджига термоядерного топлива [11].

Нагрев мишени происходит в тонком поверхностном слое, что, как правило, приводит к значительному пространственному разлёту образовавшейся под действием предимпульса преплазмы к моменту прихода основного импульса. Но за счёт применения специальных обкладок прозрачных для лазерного излучения обкладок степень этого разлёта можно существенно уменьшить (см. § 3.2). Не смотря на продемонстрированную эффективность подобной методики, существует альтернативный способ повышения плотности плазмы в её горячей стадии существования, а именно нагрев сравнительно большой по объёму мишени потоком электронов либо рентгеновских фотонов. При этом само вещество мишени препятствует заметному разлёту преплазмы. Тогда за счёт существенной (по сравнению с размерами скин-слоя) глубины их проникновения и объёма прогреваемого вещества, плазма может достигать размера порядка долей миллиметра и обладать температурой порядка эВ или десятков эВ. При такой постановке эксперимента возникает потребность диагностически разделять вещество, образовавшееся в области взаимодействия лазерного излучения с мишенью и вещество, прогретое только потоком лазероиндуцированных частиц, так как плазма в каждом из случаев обладает различными параметрами (в первую очередь, конечно, плотностью и температурой) и, как следствие, свойствами.

Релятивистские лазеры петаваттнной мощности способны эффективно генерировать потоки электронов с энергией до сотен мегаэлектронвольт (МэВ) в мишенях с твердой плотностью. В свою очередь, эти быстрые электроны проникают в мишень на глубины прядка десятков микрометров, что приводит к быстрому нагреву материала. Температуры, достигаемые во внутренних слоях мишени зависят от материала мишени, интенсивности лазера и, наконец, глубины рассматриваемого слоя. Так в работах [173,174] температуры вещества порядка 220–450 эВ регистрировались на субмикрометровых глубинах, в то время как в работе [175] значения  $T_e \sim 500$  эВ было зарегистрировано на глубине ~15 мкм. В то же время не существует всеобъемлющей теории нагрева твердых тел. Даже для определения ожидаемой температуры горячих электронов в эксперименте на лазерной установке с конкретными лазерными параметрами используются полуэмпирические формулы [160,176].

До недавнего времени считалось, что основным механизмом передачи энергии от релятивистского электронного пучка к твердой мишени является омический нагрев обратными токами [177]. В более поздней работе [178] было выдвинуто предположение, что столкновительное затухание высокоамплитудных плазменных волн, возбуждаемых

75

релятивистским электронным пучком, может быть доминирующим механизмом нагрева. В любом случае, любая модель, претендующая на качественное описание экспериментальных данных, должна учитывать, например, резистивные свойства материала [179], магнитное поле, создаваемое плазменными токами, мелкомасштабную филаментацию электронов из-за неустойчивости Вейбеля [180] и наличие лазерного предимпульса. Экспериментальное определение свойств вещества с высокой плотностью энергии (речь в первую очередь идёт о ПНВ), особенно при низких температурах, является сложной задачей в силу высоких поглотительных свойств вещества и низких температур, недостаточных для эффективной эмиссии в рентгеновском диапазоне длин волн. Удачной с диагностической точки зрения является конфигурация мишени, представляющей из себя комбинацию материалов с разными атомными номерами на передней и задней сторонах многослойных мишеней фольг; с регистрацией при этом эмиссии с задней стороны мишени, как описано в работе [175]. Тем не менее, такие мишени не являются оптимальными в силу наличия резистивных зарядов на границе раздела сред. В работе [114] был представлен альтернативный, но достаточно близкий подход, основанный на идее применения абсорбционной спектральной диагностики; в качестве мишеней при этом использовались однородные фольги. Рентгеновское излучение горячей плазмы с передней поверхности мишени распространялось через толщу мишени, поглощаясь боле эффективно в одних спектральных диапазонах больше, чем в других. Тем самым, это позволило определять параметры её заглублённых областей, собственная излучательная способность которых слишком мала для регистрации их эмиссионных спектров. При этом градиент плотности и температуры не учитывался, была использована простая двухкомпонентная модель, как показано на Рис. 4-1.



**Рис. 4-1.** Экспериментальная схема, представляющая мишень в виде двух слоёв с различными свойствами, А и В. Показано падение лазерного излучения на мишень и относительное расположение переднего и заднего спектрометров. Рисунок взят из работы [114].

Мишень была представлена, как комбинация двух плазменных слоёв: слой A соответствует фронтальной более горячей части мишени, слой В – задней холодной поверхности мишени, фактически это слой ПНВ, определение свойств которого и являлось основной задачей.

Пусть слой A излучает спектр  $S_f(\lambda)$ , а слой B –  $S_B(\lambda)$ ;  $P_B(\lambda)$  – зависимость проницаемой способности вещества мишени от длины волны. В таком случае, спектр, регистрируемый спектрометром, находящимся с задней стороны от мишени – это излучение слоя A с учётом поглощательных свойств слоя B; эмиссионный спектр слоя B при этом не учитывался, то есть:

$$S_r(\lambda) = P_B(\lambda) \cdot S_f(\lambda)$$

Прогрев горячими электронами слоя В предполагался практически изохорным, происходящим в течение короткого промежутка времени, так, что его ионная плотность слоя оставалась равной твердотельному значению вещества мишени. Таким образом, для проведения успешного моделирования таких спектров с целью определения параметров вещества по экспериментальным спектрам, фактически, необходимо осуществить подбор лишь двух входных параметров, а именно толщины и температуры слоя В, так как спектр  $S_f(\lambda)$  известен из эксперимента. Подобный подбор осуществлялся с применением кода PrismSPECT.

Выполненные модельные спектры пропускания учитывают все возможные процессы поглощения фотонов за счет свободно-свободных, свободно-связанных и связно-связанных переходов и проиллюстрированы на **Рис. 4-2**. Можно видеть, что спектры поглощения весьма чувствительны к значениям температуры плазмы, что и делает возможным данный метод диагностики. Наиболее примечательной особенностью является смещение края поглощения в короткую (фиолетовую) область длин волн с ростом температуры плазмы.



Рис. 4-2. Спектры пропускания для разных температур и фиксированных толщине и плотности плазмы, равных соответственно 10 мкм и плотности твердого тела. Рисунок взят из работы [114].

Имеющиеся экспериментальные данные для мишеней разных толщин были проанализированы с использованием описанного выше метода, итоговые спектры показаны на **Рис. 4-3**. Удовлетворительное соответствие экспериментальных спектров с модельными говорит, что в первом приближении используемая модель адекватна; градиент температуры в холодном слое В невелик, и им можно пренебречь. К тому же, что результаты согласуются с выводами

77

более ранней работы [10], где вещество нагревалось до порядка 500 эВ на глубине до 15 мкм внутри твердого тела с помощью лазерного импульса аналогичной интенсивности и длительности.



**Рис. 4-3.** Рентгеновские эмиссионные спектры, зарегистрированные с тыльной сторонах кремниевых мишеней-фольг различных толщин (черные кривые) и моделирование наилучшего соответствия (фиолетовые кривые) для температур слоя В  $T_{e,B}$  от 140 до 330 эВ. На рисунке (а) демонстрируется степень неопределённости (проще говоря, погрешность) расчётов. Рисунок взят из работы [114].

Как видно на **Рис. 4-3**, температура слоя В в задней поверхности мишени находится в диапазоне от 140 до 330 эВ, причем средняя температура падает с уменьшением вкладываемой лазером энергии. Стоит отметить, что хотя мишени имели различную толщину, но значение поглощающего плазменного слоя d<sub>в</sub> всегда выбиралось равным 5 мкм.

Стоит отметить несколько недостатков данного описания. Наблюдаемая экспериментально линия К<sub>а</sub> не воспроизводится модельно. Эта можно объяснить тем, что не было учтено испускание ещё одного слоя ПНВ, с достаточно низкой температурой, порядка нескольких десятков или даже единиц эВ. При вкладываемой энергии лазера 90 Дж моделированный и экспериментальный спектры не совпадают на длине волны около 6.2 Å. Этот участок соответствует с поглощением преимущественно на переходе 2p-1s в H-подобном ионе Si XIV (линия Ly<sub>α</sub>), которое не наблюдается в модельных спектрах и, скорее всего, возникает изза наличия не учитываемых временных или пространственных градиентов плотности и температуры слоя В. В частности, наибольшее количество Н-подобных ионов кремния (и, соответственно, их наибольшее излучение) происходит в момент достижения максимальной температуры в слое А. В этот же момент достигается максимальные значения температуры и в поглощающем слое В, про приводит к его повышенной пропускной способности.

Суммируя вышесказанное, в работе [114] был представлен подход к определению температуры ПНВ с использованием методов эмиссионной рентгеновской спектроскопии. При этом температура ПНВ, созданного на задней стороне мишени в виде тонкой фольги ультрарелятивистским лазерным импульсом, оценивалась в диапазоне 140–330 эВ. Преимущества диагностического подхода включают возможность диагностики ПНВ с низкой собственной излучательной способностью как для однородных, так и для слоистых мишеней.

# §§ 4.1.3. Получение плотной горячей плазмы при лазерном облучении тонких проволочек

В случае использования как толстых, так и тонких фольг можно столкнуться с рядом диагностических проблем, а именно низкоинтенсивным характеристическим рентгеновским эмиссионным спектром, являющимся следствием низкой температуры плазмы. Это может происходить в силу достаточно большого объёма прогреваемой потоком фотонов или электронов области, в силу геометрических особенностей мишени.

Представленные Главе 2, а также в предыдущем параграфе, экспериментальные результаты были в обоих случаях получены при лазерном облучении фольг микрометрового масштаба. Горячие электроны распространялись как вглубь мишени, так и во все стороны от точки взаимодействия, прогревая достаточно большой объём вещества. Это закономерно приводило к тому, что температура вещества, прогретого только потоком горячих электронов, по всей видимости, очень быстро спадало при удалении от точки взаимодействия лазерного

излучения с веществом мишени. Другой особенностью данной постановки эксперимента является фактически невозможность непосредственной диагностики эмиссионного спектра вещества мишени, прогретого только потоком горячих электронов: спектры являются интегрированными по пространству и включают в себя излучение как относительно холодного вещества, так и горячего.

В работе [93] была предложена идея использования тонких проволочек в качестве мишеней для излучения ПНВ. При этом облучалась торцевая часть проволочки. Хотя проволочные мишени использовались в экспериментах и ранее [156,181–183], для изучения ПНВ её использовали впервые. В этом случае рассматривалась плазма вещества, прогретого за счёт вторичных процессов – электронов, ускоренных в области взаимодействия лазерного излучения с веществом. При этом в силу геометрии мишени появлялась возможность диагностической пространственной сепарации излучения ПНВ, прогретого горячими электронами, и плазмы из области взаимодействия лазерного излучения с веществом. Экспериментальная схема совпадает с представлена на **Рис. 4-4**.





Было обнаружено что, во-первых, такая экспериментальная схема действительно является удобной для исследования ПНВ, созданного потоком горячих лазероускоренных электронов, вовторых, что горячие электроны распространяются в веществе проволочки в условиях наличия потенциального барьера на её границе (численными методами была определена его величина), Было проведено численное моделирование переноса горячих электронов и процесса нагрева вещества, используя двумерный гибридный РІС-код [184], который описывает кинетику горячих электронов в масштабе времени, соответствующем распространению электронов, при этом основываясь на гидродинамическом подходе к описанию см. Рис. 4-5. Это позволило моделировать процессы распространения и нагрева в течение 20 пс с временным и пространственным разрешением 3 фс и 1 мкм, соответственно. Излучение линии  $K_{\alpha}$  рассчитывается с использованием формулы для сечения ионизации К-оболочки, приведённой Хомборгером и др. и полуэмпирической формулы для выходов  $K_{\alpha}$ -флуоресценции из работы [185]. Поскольку экспериментально был достигнут контраст порядка  $10^{10}$ , для простоты были приняты твердотельное значение в качестве плотности и низкая температура в качестве начальных условий, а эффективность конверсии лазерной энергии в энергию быстрых электронов была принята на уровне 30%. Особое внимание было уделено описанию энергетического, углового и пространственного распределений источника горячих электронов. Для угловых распределений были использованы выражения из работ [168,181,185].



**Рис. 4-5.** (а) Сравнение экспериментального и модельных профилей излучения в линии Кα. (б) сравнение экспериментальной и модельных температур ПНВ вдоль оси проволоки для нескольких значений потенциальных барьеров φ. Приводимые рисунки были взяты из работы [93].

Для ограничения свободного покидания электронами твердого тела, вдоль границы последнего был введён постоянный потенциальный барьер ф. Рис. 4-5 показывает сравнение экспериментального и модельного распределения интенсивности излучения  $K_{\alpha}$  (рисунок *a*) и температуры вещества (рисунок *б*) от глубины. Можно видеть, что наилучшее согласование получается при величине потенциального барьера, равной -5.5 МэВ, в отличие от случаев полного отсутствия потенциального барьера ( $\phi = 0$ , синяя кривая на рисунке) или полного отражения ( $\phi = -\infty$ ), которые не смогли воспроизвести эксперимент. Полученная величина потенциального барьера совпадает по порядку с величиной, предсказанной в работе [186].

Стоит отметить, что интенсивность  $K_{\alpha}$  экспоненциально уменьшается до глубины ~ 1 мм, в то время как тормозная способность электронов с энергией 2 МэВ составляет порядка 3 мм в холодном титане. Наличие этого можно объяснить появлением обратного электронного тока в ПНВ, что уже наблюдалось в нескольких работах [164–166,169]. Согласно моделированию, плотность тока электронов внутри проволоки составляет порядка  $10^{12}$  A/cm<sup>2</sup>, что выше оценок, сделанных в более ранней работе [169].

# § 4.2. Комплексное исследование процессов прогрева тонкопроволочных мишеней

# §§ 4.2.1. Исследование плотного нагретого вещества внутри тонкопроволочных мишеней с одновременным использованием радиографической и эмиссионной рентгеновской диагностик

Пописанные в предыдущих параграфах экспериментальные данные оказались недостаточны для полноценного модельного описания происходящих физических процессов. А именно, была отмечена недостаточность данных по гидродинамике разлёта мишени. Эффективной диагностикой, способной обеспечить подобные данные является покадровое радиографическое зондирование мишени с использованием излучения внешнего рентгеновского источника. С этой целью уже в рамках диссертационной работы был модифицирован и успешно реализован подход по созданию и изучению ПНВ, основанный на прогреве вещества мишени потоком быстрых лазеро-ускоренных электронов, с одновременным применением спектральной и радиографической диагностик, чему и посвящена данная Глава.

При условии достаточной длины проволочки, ускоренные основным импульсом электроны будут распространяться вглубь твердотельной мишени, разогревая её ещё твердотельные части, даже в условиях низкого лазерного контраста и образования преплазмы в силу того, что характерное гидродинамическое время разрушения проволочки существенно больше времени образования и распространения горячих электронов в твердом теле. К тому же, лазерный нагрев и плазмообразование (с характерной температурой до нескольких кэВ) происходит лишь в скин-слое с характерным теоретическим размером в доли микрона (для лазера с длиной волны порядка микрометра), тогда как горячие электроны могут нагревать твердотельную мишень на глубину до долей миллиметра, как будет показано далее (с характерной температурой нескольких десятков эВ). К тому же, в случае тонкой проволочки образовывается более коллимированный электронный пучок за счёт наличия радиального электростатического поля, вызванного разделением заряда (что будет также показано ниже). Наконец, в отличие от мишеней типа фольг, где излучение образовавшегося ПНВ «блокируется» почти непрозрачными для него слоями холодного вещества, в случае проволочной мишени обеспечивает значительно более легкий доступ к диагностике излучения по всей длине

проволочки. К тому же, эксперименты с облучением тонких проволочек уже проводились ранее, одни были сфокусированы на особенностях распространения горячих электронов в твердом теле [71,181,182] и гидродинамических процессах [183].

С этой целью, была проведена серия экспериментов по изохорическому нагреву твердотельных проволочек горячими электронами, сгенерированными и ускоренными вследствие облучения поверхности титановой проволочки ультрарелятивистским лазером субпетаваттной мощности. Объектом исследования, с одной стороны, являлась динамика генерации и распространения этих электронов в горячем теле, а также механизм нагрева вещества, с другой стороны, параметры (преимущественно температура и плотность) изохорически нагретого до состояния ПНВ вещества. Для этого данные абсорбционной радиографической диагностики (см. например, [183]) для разных моментов времени, позволяющие определить гидродинамику разлёта и плотность вещества, были сопоставлены со позволяющими спектрометрическими данными, оценить непосредственно параметры температуры вещества, что в общем позволяет получить пространственно- и спектральноразрешённые данные.

### §§ 4.2.2. Расширенная постановка эксперимента: совмещение радиографической и эмиссионной диагностик

Была использована такая конфигурация, при которой лазерный импульс установки PHELIX (см. §§ 1.1.4) делился на два отдельных импульса, каждый из которых с варьируемой задержкой друг относительно друга фокусировался на разные проволочные мишени. Полная энергия составляла порядка 100–150 Дж, а длина импульса - порядка 0.5 пс. Исследование было выполнено в двух различных конфигурациях: при облучении лазерными импульсами торцевой и боковой части проволочки. Конфигурация торцевого облучения показана на Рис. 4-6. В случае лазерный луч фокусировался в пятно диаметром порядка 5 мкм и углом падения около 22.5° к торцу проволочки основной мишени. В случае облучения боковой части проволочной мишени, угол падения был близок к нормали к поверхности. Таким образом, обоих случаях интенсивность лазерного излучения составляла порядка  $5 \times 10^{20} \, \text{Bt/cm}^2$  на основной мишени. Основная мишень представляла из себя Ті-проволочку диаметром 50 мкм. Второй же лазерный импульс фокусировался на тонкой 5 мкм вольфрамовой проволочке в целях создания внешнего рентгеновского излучения для радиографической диагностики. При лазерном облучении титановой проволочки в области взаимодействия происходила генерация горячих электронов (фактически, ускорение свободных электронов в поле лазерного импульса). Ускоренные электроны распространялись вдоль проволочки, прогревая первоначально холодное твердотельное вещество мишени, приводя к образованию ПНВ с характерной глубиной порядка 0.5 мм, как будет показано ниже.



**Рис. 4-6.** Схема эксперимента с облучением торцевой части титановой мишени. Показан источник рентгена для осуществления радиографии на основе вольфрамовый проволочки толщиной 5 мкм, а также с люминисцентной пластинкой в качестве детектора. Показан ФСПР - прибор для спектрально- и пространственно-разрешённой регистрации собственного спектрального излучения проволочки.

ФСПР использовался для определения пространственно-разрешённого профиля температуры вещества мишени, изохорически прогретого потоком лазеро-ускоренных горячих электронов. В провидимых экспериментах использовались диагностические приборы, которые перечислены ниже (их относительные положения показаны на **Рис. 4-7**):

- ФСПР (обозначено как «FSSR» на рисунке) для регистрации эмиссионного рентгеновского спектра основной мишени, основанный на кварцевом сферически изогнутом кристалле (с индексами Миллера 2131 и 2d = 3.082 Å), подробнее см. §§ 3.1.2. Перед кристаллом находился магнит для отклонения низкоэнергетичной части горячих электронов, эмитированных мишенью, с целью предотвращения их нежелательного попадания на кристалл. Регистрировался спектральный диапазон 2.6–2.8 Å, в который попадали линии K<sub>α</sub>, He<sub>α</sub>, а также их Be- и Li-сателлиты.
- Рентгеновская радиография (или X-ray radiography), основанная на прямой регистрировании рентгеновских лучей, прошедших через исследуемый объект. Между мишенью и детектором также находился магнит.
- Спектроанализатор жесткого рентгеновского излучения методом последовательной фильтрации (или «bremsstrahlung cannon», обозначенная как «Cannon Celia» на рисунке). Прибор основан на методе диагностики рентгеновского излучения и энергетических спектров горячих электронов горячей плазмы благодаря использованию последовательно расположенным поглощательным фильтрам [187–189]. Он состоял из 14 фильтров

различной толщины и из различных материалов, после каждого из которых располагался детектор люминесцентной пластинки.

- Спектроанализатор жесткого рентгеновского излучения методом фильтрации или Hard Xray Detector, обозначенная как «HXRD» на рисунке. Детектор, аналогичный описанному в предыдущем пункте, но имеющий упрощённую конструкцию и рассчитанный на меньший спектральный диапазон.
- Спектрометр на пиролитическом графитовом кристалле, Highly Ordered Pyrolytic Graphite crystal, обозначенная как «HOPG» на рисунке. Прибор, предназначенный для регистрации эмиссионного рентгеновского спектра основной мишени, основанный на пиролитическом графитовом изогнутом кристалле.



Рис. 4-7. Относительные положения наводящей лазерной параболы, мишеней и используемой в эксперименте диагностики.

Помимо ФСПР, к основным диагностикам также относилась рентгеновская радиография. Более точно её можно назвать проекционной рентгеновской абсорбционной рентгенографией высокого разрешения с точечным объектом в качестве источника рентгеновского излучения для «покадровой» диагностики гидродинамического расширения нагретого титанового провода [183]. Для улучшения контраста изображения использовалась вольфрамовая проволочка диаметром 5 микрон в качестве фоновой подсветки в сочетании с Sc-фольгой толщиной 25 микрон, которая использовалась для устранения вклада K<sub>a</sub> Ti, не оказывая при этом слишком сильного влияния на излучение L-оболочки подсветки вольфрамовой нити (то есть мягкая часть спектра континуума, дающая относительно хороший контраст, не будет подавлена слишком сильно). Расстояние между проволочками было 2 см, а от Ті-проволочки до регистрирующего детектор 80 см, в качестве последней использовалась простая люминесцентная пластинка с фильтрами. Таким образом, пространственное разрешение порядка 5-10 микрон проволочки

было достигнуто. Использование титановых фильтров разной толщины или, т.н. степ-фильтров, позволяет дать оценку абсолютным значениям регистрируемых градиентов плотности (они используются для того, чтобы исключить необходимость регистрации и учёта спектра подсветки). Наконец, варьирование задержки между моментами прихода лазерных импульсов на каждую из проволочек (вольфрамовая проволочка для источника рентгеновского излучения и титановая проволочка основной мишени) позволяет «покадрово» воссоздать картину гидродинамического разлёта и эволюции разлёта проволочки.

### §§ 4.2.3. Определение температуры плотного нагретого вещества по его эмиссионным рентгеновским спектрам

Как уже было отмечено, горячие электроны прогревали вещество внутри проволочек до того, как сами проволочки успевали разлетаться, а плотность, соответственно, падать. Таким образом образовывалось ПНВ, эмиссионный спектр которого регистрировался с помощью ФСПР, не дающего временного разрешения, но обеспечивающее пространственное разрешение вглубь проволочки. Регистрировался с пектральный диапазон порядка 2.6–2.8 Å, в который попадали линии  $K_{\alpha}$ ,  $He_{\alpha}$ , а также Be- и Li-сателлиты, как показано на **Рис. 4-8**. Как правило, линии  $He_{\alpha}$  эмитируется горячей плазмой, обладающей температурой  $T_e$  от нескольких сотен эВ и выше; в то время как  $K_{\alpha}$  – относительно холодной плотной плазмой (или ПНВ, как в рассматриваемом эксперименте). Спектрометр располагался в плоскости лазерного луча и точки его прихода на поверхность проволочки, поэтому он регистрировал излучение ПНВ, прошедшее через плазменное облако горячей плазмы.

На **Рис. 4-9** показан пространственный профиль испускания линий  $K_{\alpha}$ ,  $He_{\alpha}$  Ti и сателлитов, вдоль оси проволоки. Спектральная линия  $He_{\alpha}$  с сателлитами испускаются разлетающейся горячей плазмой с, тогда как линия  $K_{\alpha}$  – холодным веществом из глубины проволоки. Положение, выбранное на «0 мкм» соответствует области наибольшей интенсивности линии  $He_{\alpha}$  и, по всей видимости, соответствует области взаимодействия лазера с мишенью. Из-за своего положения, и отсутствия временно́го разрешения спектрометр регистрировал линии  $He_{\alpha}$  горячей плазменной короны и линии  $K_{\alpha}$  относительно холодного ПНВ, приходящими из одних и тех же областей пространства, но в разное время. Тем не менее, вертикальными пунктирными линиями на рисунке отмечена область, за пределами которой нагревание происходило только за счёт изохорического нагрева горячими электронами, хотя при этом неверным является утверждение, что всё находящееся ПНВ между пунктирными линиями соответствует горячей области, так как температура плазменной короны и ПНВ обличается более чем на порядок.



Рис. 4-8. Эмиссионный рентгеновский спектр, полученный при лазерном облучении титановой проволочки.



**Рис. 4-9.** Пространственный профиль линий  $K_{\alpha}$ ,  $He_{\alpha}$  Ti, то есть зависимость их интенсивности от глубины проволоки. За «0» было выбрано положение, соответствующее максимуму обеих линий.

87

#### §§ 4.2.4. Определение пространственного профиля температуры плотного нагретого вещества

Анализ профилей спектральной линии  $K_{\alpha}$  в подобной конфигурации позволяет дать оценку как глубине проникновения лазерно-индуцированных релятивистских электронов в проволочке [21–23], так и температурного градиента изохорически нагретого вещества, ПНВ. Если говорить точнее, то быстрые электроны при прохождении через мишень могут создавать вакансии в К-оболочке Тi, что, в свою очередь, приводит к появлению характеристических линий эмиссии в К-оболочке. Под  $K_{\alpha}$  подразумевается дублет линий  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$ , соответствующих переходам между L и K оболочками Ti,  $2p_{3/2} \rightarrow 1s$  и  $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ , соответственно. Анализ профилей этих линий широко используется в качестве надежного спектроскопического метода диагностики плазмы высокой плотности в силу их высокой чувствительности к параметрам плазмы [13,190–192]. В особенности, образование вакансий в М-оболочки и вызывает синие смещения линий  $K_{\alpha}$  (более высокие энергии или более низкие длины волн) [193]. Также были опубликованы работы, показывающие, что измерения профилей линий  $K_{\alpha}$  могут служить в качестве хорошей методики определения температуры ПНВ, созданной в следствие взаимодействия мощных лазеров с веществом [83,156,193–195].

На Рис. 4-10 представлены кривые, соответствующие линиям  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$  для различных глубин положений внутри проволочки, считая за нулевое положение самую горячую область линии, как показано на Рис. 4-9. Максимумы «холодных» спектральных линии  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$  отмечены пунктирными кривыми (2.7485 Å и 2.7522 Å). Их положения были определены по кривым спектральных линий для линий  $K_{\alpha}$ , соответствующим положениям, далёким от центральной области, например, в представленном на рисунке случае, по кривым, примерно ±400 мкм; на бо́льших расстояниях от центра спектральные линии неотличимы от шума; этим положениям спектральных линий соответствуют низкие значения температур, поэтому смещение максимума для них выражено крайне слабо. Эти положения были использованы в качестве основных опорных линий для анализа. Можно видеть, что в центральной области спектральные в коротковолновую область, как и говорилось ранее, это соответствует линиям переходов в более горячем веществе.



**Рис. 4-10.** Экспериментальные кривые, соответствующие линии Кα для разных положений вглубь проволочки (выраженной в микрометрах). Положительное и отрицательное «направление» было выбрано условно.

Для определения температурного распределения ПНВ в проволочке было проведено сравнение профилей экспериментальных и модельных линий  $K_{\alpha}$  Ті. Численные коды PrismSPECT и SCFLY [196] позволяют одновременно рассчитать и энергетические сдвиги центров линий, и их уширения, как функции зарядовых состояний ионов. Модельные кривые, рассчитанные в коде SCFLY были взяты из работы [195], они представлены на **Рис. 4-11**. А модельные кривые для различных температур, полученные в рамках диссертационной работы на основе кода PrismSPECT представлены на **Рис. 4-12**. В обоих случаях расчёт был выполнен в предположении наличия горячих электронов в плазме: 99% процентов относительно холодных электронов с температурой 0.75 МэВ.



**Рис. 4-11.** Модельные кривые для линии К $\alpha$  Ті, соответствующие различным температурам  $T_e$ , полученные на основе кода SCFLY. Кривые нормированы на свои максимумы и были представлены в работе [195].

89



**Рис. 4-12.** Модельные кривые для линии К $\alpha$  Ті, соответствующие различным температурам  $T_e$ , полученные на основе кода PrismSPECT. Кривые нормированы на свои максимумы.



**Рис. 4-13.** Сравнение профилей экспериментальных и модельных профилей линий K<sub>α</sub> Ti, полученными с использованием численных кодов PrismSPECT и SCFLY.

Сравнение экспериментальных данных с модельными, полученными с использованием этих численных кодов показано на **Рис. 4-13**. Представлен экспериментальный спектр, соответствующий самой горячей области ПНВ, обозначенный на предыдущем рисунке как «О мкм». Можно отчётливо видеть, что если «холодным»  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$  соответствуют табличные значения длин волн 2.7485 Å и 2.7522 Å, то центры этих спектральных линий для представленного на рисунке случая (который описывается модельными линиями при температурах около 21–22 эВ) смещены в синюю область. Стоит отметить, что, следуя методике, описанной в [195], модельные спектры подбирались согласно двух-температурному приложению. Итоговая температура  $T_{bulk}^{avg.}$  определялась как сумма относительно холодной  $T_{bulk}^{low}$ и горячей и  $T_{bulk}^{high}$  компонент, взятых с некоторым весовым коэффициентом a (a = 0..1):  $T_{bulk}^{avg.}$ 

90

 $aT_{bulk}^{low} + (1 - a)T_{bulk}^{high}$ . Но на этот раз выбирались близкие значения этих температур, так например были выбраны 18 и 30 эВ в соотношении 0.65 к 0.35 для получения наилучшего согласования, как показано на **Рис. 4-13**; для кривых Prism такое не делалось.

# §§ 4.2.5. Температурные профили плотного нагретого вещества при различных типах облучения мишени

На основании описанного выше подхода были определены температуры ПНВ для разных положений, распределение электронной температуры титана в зависимости от положения в проволочке, приведено на **Рис. 4-14**. Зеленое поле соответствует энергиям, которые были взяты для оценки SCFLY, например, для точки + 33 мкм были взяты 18 эВ (× 0.8) и 35 эВ (× 0.2). Предполагается, что результаты моделирования SCFLY более точны, чем PrismSPECT.

На Рис. 4-14 показан результат обработки самого шота с самым высоким значением температуры в центральной области (максимальное смещение линий  $K_{\alpha}$  от табличного «холодного» своего значения). А поскольку даже в этом случае значение энергии в центре (то есть в области, прогреваемой и горячими электронами, и за счёт эффекта теплопроводности) получилось порядка 21 эВ, то рассчитывать на значения температуры ПНВ, прогретого только горячими электронами, до температур выше 20 эВ не стоит. Также стоит отметить, что оценка температур на глубинах ±500 мкм даёт значения 13–15 эВ (провести оценку для больших глубин становится достаточно сложно в силу низких интенсивностей излучения, сравнимых с шумом).



**Рис. 4-14.** Распределение электронной температуры ПНВ титана проволочки в зависимости от глубины при облучении боковой части проволочки.

Согласно описанной выше методике, для нескольких выстрелов были определены температурные профили при облучении боковой части мишени, см. **Рис. 4-15**. Для всех выстрелов характерны примерно одни и те же параметры лазерного импульса, то есть порядка 50 Дж на основной мишени, при 7 мкм диаметр фокального пятна и 0.5 пс длительности импульса, что соответствует интенсивности порядка  $2.5 \times 10^{20}$  Bt/cm<sup>2</sup>.



**Рис. 4-15.** Распределение электронной температуры ПНВ титана проволочки в зависимости от положения. Погрешность указана лишь для одного выстрела в качестве примера.



Рис. 4-16. Температурный профиль прогрева проволочки при облучении её торцевой части.

Как можно видеть, за исключением выстрела 16, характер всех температурных профилей одинаков. Выстрел 16, судя по всему, был осуществлён в условиях низкого контраста. Область

пространства от -300 до +300 мкм – область, внёсшая вклад, как в К<sub>а</sub> из проволочки, так и в Не<sub>а</sub> из плазменного облака в силу особенности геометрии облучения проволочек, поэтому нельзя однозначно определить область проволочки, которая была прогрета только горячими электронами.

#### §§ 4.2.6. Определение характера и динамики разлёта плазмы

Поскольку лазерные импульсы, использовавшиеся для генерации плазмы в основной и радиографической мишенях генерировались в лазерной системе одновременно и лишь потом оптически разделялись, это обеспечило возможность варьирования задержки между импульсами от долей до единиц наносекунд. Благодаря этому стала возможна «покадровая съёмка» процесса гидродинамического разлёта проволочки. Каждый из этих «кадров» соответствует разному выстрелу, выполненному при одних и тех же параметрах эксперимента. На **Рис. 4-17** показан этот процесс для случая облучения боковой части проволочки с покадровой привязкой к временной шкале, где за «0» выбран момент прихода основного лазерного импульса на мишень.





На рисунке можно видеть, как самое начало процесса разрушения проволочки, когда уже появившаяся ударная волна ещё полностью не вышла даже на заднюю поверхность проволочки, так и поздние, когда перегородка между верхней и нижней частями проволочки исчезли. Эти данные необходимы для гидродинамического моделирования происходящих процессов и комплексного описания экспериментальных данных модельными. Т.н. степ-фильтры были использованы для восстановления абсолютных значений плотности разлетающейся проволочки, они представляли из себя титановые фольги толщинами в диапазоне от 1 до 50 мкм.

На **Рис. 4-18** в качестве примера приведены экспериментальные радиограммы, соответствующие разным моментам времени после прихода «греющего» лазерного импульса на поверхность мишени и начала разлёта, а именно 0.4 и 5.1 нс (рисунки **a** и **б**, соответственно). На рисунке **a** чёрной пунктирной линией вдоль оси проволочки и синими пунктирными поперёк

выделены направления, которое выбирались для подробного исследования. На рисунке **а** также выжедены наборы титановых фильтров толщинами от 2.2 до 50 мкм, использовавшиеся для восстановления линейных толщин по степени засветки люминесцентной пластинки детектора.



**Рис. 4-18.** Примеры полученных радиограмм гидродинамического разлёта проволочек для случаев облучения боковой части мишени. Приведены радиограммы для выстрелов 2-23 и 2-4, соответствующих моментам 0.4 и 5.1 нс после прихода «греющего» лазерного импульса на поверхность мишени и начала её расширения. На рисунке (а) чёрной пунктирной линией показано направление вдоль оси проволочки, а синими – поперёк. Профили линейных толщин рассматривались преимущественно вдоль этих направлений, как будет показано ниже. Пунктирной прямоугольной областью выделены фильтры, а также отмечены их толщины (от 2.2 до 50 мкм).

В качестве примера обработки полученных данных, на **Рис. 4-19-а** показаны усредненные значения величин засветки люминисцентной пластинки после прохождения сигнала через фильтры разных толщин (отмечено чёрными точкам). Красная линия соответствует их математической аппроксимации. Для учёта как процесса поглощения излучения при прохождении через тело, так и фоновый вклад самоизлучения мишени была выбрана функция, содержащая как экспоненциальную, так и линейную составляющую,  $y = p_1 \cdot \exp\left(-\frac{x}{p_2}\right) + p_3 + p_4 \cdot x$ . Для каждого выстрела такая функция подбиралась индивидуально аналогичным образом. На **Рис. 4-19-6** показан восстановленный экспериментальный профиль линейной толщины вдоль проволочки.



**Рис. 4-19.** Пример процесса обработки радиограмм для выстрела 2-23, показанной на **Рис. 4-18-а**. (а) Аппроксимация экспериментальных точек, соответствующих засветке фотолюминесцентной пластинки (выраженной в PSL) при прохождении через титановые фильтры известных толщин. (б) Профиль восстановленной линейной толщины проволочки. «0» по оси абсцисс соответствует ожидаемому положению точки взаимодействия лазерного импульса с поверхностью мишени.

Получившийся профиль линии даёт чёткое представление о характере разлёта в соответствующий момент времени. Можно видеть чёткий провал, минимум которого соответствует точке взаимодействия «греющего» лазерного импульса с поверхностью мишени (считая вдоль оси проволочки), оно отмечено «0 мкм» по оси абсцисс на **Рис. 4-19-***б*. Эта точка выбиралось из соображений симметрии получаемых профилей толщины.

Стоит обратить внимание на **Рис. 4-19-***б*, где оценка линейной толщины ещё неразрушенной части мишени в области менее -50 и более 50 мкм, считая от точки «0», составляет порядка 31 мкм, хотя проволочка имеет диаметр равный 50 мкм. По всей видимости, это связано с двумя факторами. Первым из них является наличие собственной светимости мишени, которая хоть и относительно мала по сравнению со светимостью радиографического источника, но, тем не менее, не является пренебрежимо малой по сравнению с ним, что вносит некоторую неточность. Второй же фактор связан с низкой разрешающей способностью в области высоких толщин (более 30 мкм).

На Рис. 4-20 показаны итоговые профили экспериментальных линейных толщин, построенных вдоль оси проволочки, для случаев облучения торца (рисунок **a**) и боковой части (рисунок **b**) мишеней. Восстановление профилей происходило согласно описанной выше методике. В легенде рисунков также указаны задержки между приходом «греющего» и «подсвечивающего» лазерных импульсов. Выстрел #1-20 на рисунке Рис. 4-20-а был осуществлён без «греющего» импульса. Профили линейной плотности, соответствующие случаю облучения боковой части проволочки и взятые поперёк оси проволочки (см. Рис. 4-19), показаны на Рис. 4-21.



**Рис. 4-20.** Профили линейной плотности плазмы, образованные при облучении (а) торца и (б) боковой части титановой проволочки 50 мкм в диаметре для разных моментов времени после облучения мишени «греющим» импульсом, как указано в легендах. Профили построены вдоль центральной оси проволочки.



**Рис. 4-21.** Профили линейной плотности плазмы, образованные при облучении боковой части титановой проволочки 50 мкм в диаметре для разных моментов времени после облучения мишени «греющим» импульсом, как указано в легендах. Профили построены центральной оси проволочки на расстояниях 0, 150, 300 и 450 мкм (рисунки а, б, в и г, соответственно), считая от точки взаимодействия лазерного излучения с мишенью, как продемонстрировано на **Рис. 4-18-а**.

Полученные данные позволяют наблюдать, как происходит гидродинамический разлёт мишени. Имеющееся разрешение не позволило увидеть участок резкого роста плотности на фронте ударной волны. Тем не менее, скорость разрушения проволочки можно оценить, как 60±20 км/с для обеих конфигураций облучения мишени, что, с учётом погрешности, является ожидаемой величиной.

Таким образом, можно сделать существенный вывод о том, что прогрев проволочки потоком горячих электронов происходит существенно быстрее, чем её гидродинамический разлёт. Это наиболее наглядно видно на примере выстрела #2-23 на **Рис. 4-20-6**, где за 0.4 нс ударная волна успевает распространиться лишь на расстояние порядка 35 мкм. На основании различных выстрелов скорость границы разрушения можно оценить как лежащей в виапазоне 40–70 км/с. То есть поток горячих электронов взаимодействует с мишенью твердотельной плотности, что полностью согласуется со сделанным ранее предположением.

Полученные профили, которые могут быть использованы для полного трехмерного гидродинамического моделирования, а также моделирования полей и электронных токов, возникающих в проволочке (для валидации результатов последующего численного моделирования).

#### §§ 4.2.7. Определение температуры плазменной короны

Для определения температуры плазменной короны было проведено моделирование с использованием пакета PrismSPECT: экспериментальные и модельные кривые сравнивались с целью подбора параметров, при которых получается наилучшего соответствия между ними. На Рис. 4-22 показан результат такого подбора, а именно модельные кривые, демонстрирующие наилучшее соответствие с экспериментом. Можно видеть, что при ионной плотности  $n_i \sim 1 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и температуре  $T_e \sim 460$  эВ (а также с добавлением фракции горячих электронов; синяя кривая на рисунке) линии He<sub>α1</sub>, Li и Be-сателлиты хорошо описаны модельной кривой по интенсивности, но не по ширинам линий. Зато при больших значениях ионной плотности ширины становятся хорошо описаны (как и интенсивность линии Не<sub>α2</sub>, но не Ве-сателлита). В целом, можно заключить, что искомые значения ионной и электронной плотности и температуры  $n_i \sim 0.5(\pm 0.3) \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}, \quad n_e \sim 0.5(\pm 0.3) \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}, \quad T_e \sim 440(\pm 20) \text{ }_{3}\text{B};$ составляют расчёт выполнялся в допущении 0.1% горячих электронов с энергией 10 кэВ. При этом твердотельная плотность титана составляет  $5.7 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Помимо всего прочего, полученное значение плотности плазменной короны, на порядок ниже своего твердотельного значения, говорит об относительно низком значении лазерного контраста.



Рис. 4-22. Результат сравнения экспериментальных (серая область) и модельных кривых для различных параметров плазмы (см. легенду).

## §§ 4.2.8. Особенности прогрева вещества проволочки в зависимости от энергии и интенсивности падающего лазерного излучения

Было проведено дополнительное исследование профиля прогрева вещества внутри тонкопроволочных мишеней в зависимости от параметров падающего лазерного импульса (а именно, его энергии и интенсивности). Были выбраны четыре профиля прогрева вещества при облучении торцевой части проволочки, параметры лазерного импульса представлены в Таблица 4-1 ниже. Из таблицы можно видеть, что энергия сохранялась примерно на одном и том же уровне, а диаметр фокального пятна и длительность импульса менялись, что позволило варьировать величину интенсивности лазерного импульса в достаточно широком диапазоне. Была рассмотрена упрощенная модель происходящих физических процессов. Мишень была представлена имеющей твердотельную плотность и геометрически ограниченной с одной стороны, откуда по ней начинали вглубь распространяться потоки горячих электронов различных энергий (см. Рис. 4-23-а). В достаточно грубом приближении их энергетический спектр может быть описан согласно распределению Максвелла для некоторой характерной температуры T<sub>hot</sub>. А эта величина, в свою очередь, может быть приблизительно оценена на основании значения лазерной интенсивности в соответствии с полуэмпирической модифицированной формулой Бэгга (согласно работе [176]), показанной на Рис. 4-24-а для интересующего диапазона лазерных интенсивностей. Поскольку, согласно распределению Максвелла, количество горячих электронов убывает с ростом их энергии по экспоненциальному закону, то есть электронов с относительно малой энергией больше всего. На Рис. 4-23-b показаны модельные кривые, рассчитанные с использованием кода GEANT4 [197]. Кривые показывают величину энергетического вклада моноэнергетичных горячих электронов в зависимости от

глубины их проникновения в твердотельную титановую мишень. Как можно видеть, с ростом энергии электрона увеличивается и характерная глубина, соответствующая месту их наибольшего энерговклада, сама же кривая при этом растягивается вдоль пространственной координаты. Таким образом, относительно высокоэнергетичные электроны способны проникать существенно глубже в мишень, чем относительно низкоэнергетичные, претерпевая меньше соударений и имея при этом более узкий угол раствора (см. **Рис. 4-24-а**). Таким образом, можно ожидать, что электроны с энергией порядка и менее 1 МэВ являются основным источником прогрева области титановой мишени глубиной до 200 мкм (условно отмечено оранжевым полигоном на рисунке Рис. **4-23**). Более же глубокие области проволочки прогреваются в основном горячими электронами с энергией в несколько МэВ (жёлтая область на рисунке). В то же время, поскольку с ростом лазерной интенсивности величина  $T_{hot}$  становится больше, то, согласно распределению Максвелла, снижается и количество горячих электронов относительно низких энергий, но растёт число относительно горячих.

На Рис. 4-23-с показан общий энерговклад потока горячих электронов в твердотельной титановой мишени для набора  $T_{hot}$ , получающийся в результате учёта спектра горячих электронов. Так, из сравнения кривых для  $T_{hot} = 1$  и 2 МэВ согласно формуле Бэгга, примерно соответствующих минимальной и максимальной лазерным интенсивностям, достигаемым в эксперименте; можно видеть, что для них общий энерговклад в области 0–300 мкм сохраняется примерно на одном уровне. Это происходит за счёт некоторого перераспределения количества электронов по энергии. Но в то же время растёт «хвост» максимальной глубины прогрева.

Часть энергии лазерного импульса идёт на ускорение электронов, значит её увеличение должно приводить к генерации большего числа электронов (с большей суммарной энергией), и, как следствие, к увеличению температуры прогреваемого ими вещества. Так можно сравнить экспериментальные температурные профили ПНВ для выстрелов #22 and #14, показанных на **Puc. 4-25**. Энергия лазерного импульса отличалась в 4 раза, в то время как интенсивность сохранялась на одном уровне за счёт варьирования длительности лазерного импульса и диаметра пятна фокусировки (см. **Таблица 4-1**),  $I_{14} \sim I_{22}$  и  $E_{14}/E_{22} \sim 4$ . Ожидаемо, для шота #14 степень прогрева мишени во всём рассматриваемом диапазоне существенно больше, чем для шота #22. Но в то же время температуры ПНВ становятся сравнимы (в пределах погрешности) на глубине >300 мкм; в то время как общая глубина прогрева для обоих профилей составляет порядка 400 мкм (глубже анализ экспериментальных спектров просто не представляется возможным). Также можно видеть, что профилям присущ линейный характер спадания температуры ПНВ от измеряемой глубины.



**Рис. 4-23.** (а) Экспериментальная схема, показывающая взаимодействие пикосекундного лазерного импульса релятивистской энергии установки PHELIX с торцом твердотельной 50 мкм титановой проволочкой с последующей генерацией горячих электронов различной энергии. Согласно использованному приближению границы проволочки не рассматривались (мишень полагалась ограниченной лишь с одной стороны). Горячие электроны на рисунке разделены на относительно низко- и высокоэнергетичные отмечены соответственно оранжевым и жёлтым конусами. (b) Рассчитанные в GEANT4 кривые, показывающие зависимость энергетического вклада горячих электронов в твердотельном титане одиночными горячими электронами в зависимости от глубины. (с) Рассчитанные полные энергетические вклады потоком горячих электронов, имеющих максвелловское распределение по энергиям.



**Рис. 4-24.** Оценка температуры (рисунок а) и относительного количества (рисунок b) горячих электронов в зависимости от лазерной интенсивности: экспериментальные значения были получены на основании данных BSC и отмечены чёрными точками (соответствуют выстрелам, см. **Таблица 4-1**), чёрная же кривая на рисунке а показывает полуэмпирическую модифицированную формулу Бэгга (согласно работе [176]).



**Рис. 4-25.** Температурные профили ПНВ, получаемого в эксперименте при изохорическом нагреве титановой тонкопроволочной мишени потоком лазероускоренных горячих электронов. Параметры лазерных импульсов указаны в легенде и **Таблица 4-1**. Для облегчения восприятия, типичная погрешность указана только для выстрела #22.

| # выстрела | Энергия, Дж | Диаметр фокального<br>пучка, мкм | Длина<br>импульса, пс | Интенсивность<br>(× 0.4), Вт/см <sup>2</sup> |
|------------|-------------|----------------------------------|-----------------------|--|
| 22         | 50          | 30                               | 0.5                   | $6 \times 10^{18}$                           |
| 14         | 190         | 30                               | 1.9                   | $6 \times 10^{18}$                           |
| 21         | 200         | 30                               | 1                     | $1 \times 10^{19}$                           |
| 17         | 210         | 7                                | 0.4                   | $6 \times 10^{20}$                           |

Таблица 4-1. Параметры лазерного импульса для каждого из рассматриваемых выстрелов.

На Рис. 4-23-с видно, что модельные кривые прогрева для температур порядка и более 1 МэВ не претерпевают существенных изменений при сравнительно небольшом росте  $T_{hot}$ . Подобное наблюдается и в эксперименте, если сравнивать температурные профили для выстрелов #14 и #21 (см. **Рис. 4-25**), где при переходе от одного выстрела к другому происходит двукратное изменение интенсивности при сохранении лазерной энергии примерно на одном и том же уровне,  $I_{21}/I_{14}\sim 2$  and  $E_{14}\sim E_{21}$ . Кривые прогрева для этих выстрелов практически совпадают во всём наблюдаемом диапазоне, в соответствии с предсказаниями модели. В то время как количество электронов для этих шотов и, соответственно, полная переносимая ими энергия практически совпадают из-за равенства вложенных энергий (и закона сохранения энергии), как видно из **Рис. 4-24-а** и **b**.

Если же увеличить лазерную интенсивность ещё больше (сохраняя при этом энергию на прежнем уровне), то можно ожидать увеличение  $T_{hot}$  потока электронов, а с ней и относительного количества высокоэнергетичных электронов, при этом общая переносимая ими энергия останется на прежнем уровне. Это приведёт к незначительному изменению профиля прогрева на глубине до 300 мкм, но увеличению температуры на бо́льших глубинах, как на как видно на Рис. **4-23-с** из сравнения, скажем, кривых соответствующих *T*<sub>hot</sub>, равных 1 и 2 МэВ. Примерно этим значениям температур соответствуют выстрелы #17 и #21 (#14): *Т*<sub>hot</sub> для этих шотов оказывается равными соответственно 2 и 1.3 (±0.4) МэВ, см. Рис. 4-24-а, тогда как отличие в интенсивностях достигало 60, а энергии оставались примерно равны,  $I_{17}/I_{21} \sim 60 (I_{17}/I_{14} \sim 100)$  и  $E_{14} \sim E_{17} \sim E_{21}$ . Температурные профили для этих шотов практически совпадают в диапазоне 0-300 мкм вглубь мишени. Это демонстрирует, что величина интенсивности лазерного импульса не влияет значительно на температуру ПНВ, в отличие от лазерной энергии, которая играет определяющую роль. В то же время если обратить внимание на область ~300-550 на Рис. 4-25, что можно видеть, что глубина прогреваемой области для выстрела #17 была заметно больше, чем для выстрелов #14 и #21. То есть глубина прогреваемой области растёт с увеличением интенсивности, как и предсказано в модели.

Представленная модель является весьма и весьма простой. Она не предусматривает ни наличие внешних границ мишени и сопутствующих эффектов (таких как генерацию поверхностных токов и электромагнитных полей, а также взаимодействие электронов с ними) и пр. Но, как можно видеть, даже в этом случае экспериментальные зависимости объясняются достаточно надёжно и дают возможность сделать общие выводы о роли лазерных интенсивностях и энергии в процессе прогрева проволочки.

По мере распространения пучка электронов в веществе он перестаёт быть коллимированным из-за рассеяния на атомах вещества и наличия запирающего потенциала на границе раздела вещество-вакуум, о котором шла речь выше, и физика которого пока до конца не понятна. Возможно, этот барьер выступает в роли запирающего механизма, заставляя горячие электроны колебаться внутри проводника; с другой стороны, он может представлять из себя результат появления поверхностных токов на поверхности мишени, создающих сложную картинку полей, заставляющих электроны тормозиться терять энергию при движении в них. Одним из вероятных способов увеличения значения температуры, до которой удаётся прогреть вещество, может быть улучшение степени коллимации электронов. Этого можно достичь, например, за счёт особой формы поверхности торца мишени, а именно полусферы. Также использование покрытий с высоким порядковым номером (например, золотое напыление) может приводить к уменьшению характерной энергии горячих электронов, но увеличению их количества и росту температуры получаемого ПНВ в приповерхностных областях мишени, что во многих случаях может представлять наибольший интерес. Вкладываемая в мишень энергия является конечной величиной, поэтому необходимо прилагать усилия для достижения оптимальной энергии горячих электронов, варьируя интенсивность лазерного излучения, например, за счёт намеренной дефокусировки лазерного пучка или растяжения его по времени при сохранении полной вкладываемой энергии.

#### § 4.3. Заключение к Главе 4

Таким образом, основными результатами данной Главы являются:

 Измерение температуры прогрева вещества проволочки осуществлялось методами рентгеноспектральной эмиссионной спектроскопии. Впервые это было осуществлено при одновременном применении методов радиографии, что позволило получить «покадровую» развёртку гидродинамического процесса разлёта мишени в диапазоне 0.1-8 нс и профиль температуры прогрева вещества до 0.5 мм вглубь мишени. Полученные экспериментальные данные позволили сделать вывод об изохорическом характере прогрева мишени.

- 2. Исследование было осуществлено в двух конфигурациях: при боковом и тыльном облучении проволочек. Продемонстрировано, что максимальная характерная температура прогрева при торцевом облучении в среднем в 1.25 раза больше, чем при боковом облучении, а характерная глубина прогрева при этом заметно не изменяется. Показано, что увеличение интенсивности (за счёт уменьшения длины импульса и диаметра пятна фокусировки) не приводит к повышению величины прогрева в приповерхностной области мишени.
- 3. Была продемонстрирована резкая зависимость температуры прогрева проволочки преимущественно от величины вкладываемой лазерной энергии, а не её интенсивности при изохорическом прогреве мишени потоком релятивистских лазерно-ускоренных электронов в диапазоне напряжённости лазерного поля (интенсивности) от 6×10<sup>18</sup> до 1×10<sup>20</sup> Вт/см<sup>2</sup>.

#### На защиту выносится:

- Экспериментальное подтверждение изохорического характера нагрева тонкопроволочной мишени потоком релятивистских электронов, ускоренных в поле пикосекундного лазерного импульса (~1 × 10<sup>20</sup> BT/см<sup>2</sup>), полученное за счёт одновременного определения профилей плотности и температуры плотного нагретого вещества методами рентгеновской эмиссионной спектроскопии и покадровой радиографии.
- 2. Эффект увеличения максимальной температуры изохорически нагретой области тонкопроволочной проводящей мишени за счет роста энергии релятивистского лазерного импульса при отсутствии зависимости этой температуры от лазерной интенсивности, изменяемой варьированием диаметра фокального пятна и длительности импульса в диапазоне от 6 × 10<sup>18</sup> до 1 × 10<sup>20</sup> Bт/см<sup>2</sup>.

### ОБЩЕЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках диссертационной работы был решён ряд вопросов по теме получения и диагностики сверхплотной плазмой в условиях изохорического нагрева пикосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности, связанных с исследованиями физики высоких плотностей энергий. В частности, были развиты методы получения и диагностики плазмы с плотностью близкой или равной плотности твердого тела с использованием пикосекундных лазерных импульсов релятивистской интенсивности и высокого контраста; был исследован ряд физических явлений, свойственных такому состояния вещества.

Разработан и впервые применён метод оценки длительности пьедестала пикосекундного лазерного импульса релятивистской мощности по рентгеновским спектрам создаваемой им плазмы. Метод основан на анализе профиля и относительных интенсивностей диэлектронных сателлитов и линии Ly<sub>α</sub> H-подобного иона.

Предложен и разработан подход, позволяющий по интегрированным по времени и пространству рентгеновским спектрам излучения многозарядных ионов плазмы оценить её параметры, электронную температуру и плотность в момент прихода основного лазерного импульса с учётом гидродинамики разлёта плазмы и характера её остывания.

Было показано, что облучение твердотельных субмикрометровых мишеней лазером ультравысокого контраста (достигнутого благодаря использованию технологии OPCPA и плазменного зеркала) может обеспечить условия генерации плазмы с плотностью всего в несколько раз меньше твердотельной. Но только одновременное использование мишеней, покрытых пластиком толщиной порядка микрометра, может обеспечить еще более высокие значения плотности плазмы, вплоть до околотвердых, представляющих наибольший интерес в экспериментах с высокой плотностью энергии. Следуя описанной методике, было экспериментально получено плазменное состояние с плотностью энергии порядка  $Q = 5 \times 10^7 \, \text{Дж/см}^3$ .

Впервые были экспериментально измерены положения границ фоторекомбинационного континуума и связанный с ним эффект последовательно «пропадания» эмиссионных спектральных линий вплоть до Неү включительно (с пропаданием уровней с главным квантовым числом  $n \ge 4$ ) по мере увеличения плотности кремниевой плазмы от  $1 \times 10^{21}$  до  $4 \times 10^{22}$  ион/см<sup>3</sup>. Продемонстрировано, что этот эффект может быть эффективным методом определения плотности околотвердотельной плазмы.

Были изучены излучательные свойства околотвердотельной горячей лазерной плазмы лёгких элементов (алюминий и кремний). Была продемонстрирована возможность использования подобной плазмы в качестве эффективного источника жёсткого рентгеновского излучения, например, в схеме абсорбционной спектральной диагностики. А также была определена оптимальная с точки зрения достижения максимальной светимости в диапазоне фоторекомбинационного континуума толщина подобной мишени, которая составила порядка 10 мкм.

Была исследована плотная горячая плазма, создаваемая потоком горячих лазероускоренных электронов. Измерение температуры прогрева вещества проволочки осуществлялось методами рентгеноспектральной эмиссионной спектроскопии. Впервые это было осуществлено при одновременном применении методов радиографии, что позволило получить «покадровую» развёртку гидродинамического процесса разлёта мишени в диапазоне 0.1–8 нс и профиль температуры прогрева вещества до 0.5 мм вглубь мишени. Полученные экспериментальные данные позволили сделать вывод об изохорическом характере прогрева мишени.

Исследование было осуществлено в двух конфигурациях: при боковом и тыльном облучении проволочек. Продемонстрировано, что максимальная характерная температура прогрева при торцевом облучении в среднем в 1.25 раза больше, чем при боковом облучении, а характерная глубина прогрева при этом заметно не изменяется. Показано, что увеличение интенсивности (за счёт уменьшения длины импульса и диаметра пятна фокусировки) не приводит к повышению величины прогрева в приповерхностной области мишени.

Была продемонстрирована резкая зависимость температуры прогрева проволочки преимущественно от величины вкладываемой лазерной энергии, а не её интенсивности при изохорическом прогреве мишени потоком релятивистских лазерно-ускоренных электронов в диапазоне напряжённости лазерного поля (интенсивности) от 6×10<sup>18</sup> до 1×10<sup>20</sup> Bт/см<sup>2</sup>.

### СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ, СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

 $n_i$  – ионная плотность плазмы, ион/см<sup>3</sup>.

 $n_e$  – электронная плотность плазмы, электрон/см<sup>3</sup>.

 $T_e$  – электронная температура плазмы, эВ.

*l* – толщина плазменного слоя, мкм.

Q – плотность энергии, Дж/см<sup>3</sup>.

Z – атомный номер элемента (заряд ядра).

Мишень с ограниченной массой – мишень, применяемая в эксперименте, для которой характерно наличие влияния границы мишени на характер протекающих там физических процессов. Примером такой мишени может проволочка диаметром несколько десятков мкм.

Сверхплотная плазма – плазма, ионная плотность которой равна или больше плотности вещества, из которого она была образована.

АРС – абсорбционная рентгеновская спектроскопия.

CPA (англ., Chirped-pulse Amplification) – усиления чирпированного лазерного импульса, лазерный импульс однократно проходит через инверсную среду и усиливается.

ЕК – модель Г. Эка и В. Крёля (G. Ecker, и W. Kröll) понижения потенциала ионизации плазмы.

НМ – модель Д. Г. Хумма и Д. Михаласа (D. G. Hummer и D. Mihalas) понижения потенциала ионизации плазмы.

OPCPA (англ., Optical Parametric Chirped-pulse Amplification) – усиления чирпированного лазерного импульса в нелинейном кристалле, в основе которого лежит трехволновое взаимодействие.

SP – модель Дж. К. Стюарта и К. Д. Мл. Пайата (J. C. Stewart и K. D. Jr. Pyatt) понижения потенциала ионизации плазмы.

ВПЭ – состояния высокой плотности энергии (в англоязычной литературе встречающееся под аббревиатурой HED, расшифровывающейся как «high energy density»).

ГФК – граница фоторекомбинационного континуума.

ИТС – инерциальный термоядерный синтез.

ПМ – плазменное зеркало.

ПНВ – плотное нагретое вещество плотностью близкой или равной твердотельной для данного вещества и температурой до 100 эВ (в англоязычной литературе широко принята аббревиатура «WDM», расшифровывающаяся как «warm dense matter»).

РИ – рентгеновский источник.

УРС – уравнение состояния вещества.

ФК – фоторекомбинационного континуума.

ФВПЭ – физика высоких плотностей энергий.

ФСПР – фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением.
## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. R. P. Drake, *High-Energy-Density Physics*, Shock Wave and High Pressure Phenomena (Springer Berlin Heidelberg, 2006).
- T. Guillot, "Interiors of Giant Planets Inside and Outside the Solar System," Science (80-. ). 286(5437), 72–77 (1999).
- 3. D. Saumon, G. Chabrier, and H. M. van Horn, "An Equation of State for Low-Mass Stars and Giant Planets," Astrophys. J. Suppl. Ser. **99**, 713 (1995).
- 4. J. M. Foster, B. H. Wilde, P. A. Rosen, R. J. R. Williams, B. E. Blue, R. F. Coker, R. P. Drake, A. Frank, P. A. Keiter, A. M. Khokhlov, J. P. Knauer, and T. S. Perry, "High-Energy-Density Laboratory Astrophysics Studies of Jets and Bow Shocks," Astrophys. J. **634**(1), L77–L80 (2005).
- 5. V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse, and K. T. Phuoc, "Principles and applications of compact laser–plasma accelerators," Nat. Phys. **4**(6), 447–453 (2008).
- 6. J. Lindl, "Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain," Phys. Plasmas **2**(11), 3933–4024 (1995).
- A. P. L. Robinson, D. J. Strozzi, J. R. Davies, L. Gremillet, J. J. Honrubia, T. Johzaki, R. J. Kingham, M. Sherlock, and A. A. Solodov, "Theory of fast electron transport for fast ignition," Nucl. Fusion 54(5), 054003 (2014).
- 8. P. Norreys, D. Batani, S. Baton, F. N. Beg, R. Kodama, P. M. Nilson, P. Patel, F. Pérez, J. J. Santos, R. H. H. Scott, V. T. Tikhonchuk, M. Wei, and J. Zhang, "Fast electron energy transport in solid density and compressed plasma," Nucl. Fusion **54**(5), 054004 (2014).
- 9. M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, "Collective Stopping and Ion Heating in Relativistic-Electron-Beam Transport for Fast Ignition," Phys. Rev. Lett. **85**(10), 2128–2131 (2000).
- R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, "Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density," Phys. Rev. Lett. 98(15), 155001 (2007).
- D. Batani, S. Baton, A. Casner, S. Depierreux, M. Hohenberger, O. Klimo, M. Koenig, C. Labaune, X. Ribeyre, C. Rousseaux, G. Schurtz, W. Theobald, and V. T. Tikhonchuk, "Physics issues for shock ignition," Nucl. Fusion 54(5), 054009 (2014).
- 12. D. Batani, "Matter in extreme conditions produced by lasers," EPL (Europhysics Lett. **114**(6), 65001 (2016).
- S. N. Chen, G. Gregori, P. K. Patel, H.-K. Chung, R. G. Evans, R. R. Freeman, E. Garcia Saiz, S. H. Glenzer, S. B. Hansen, F. Y. Khattak, J. A. King, A. J. Mackinnon, M. M. Notley, J. R. Pasley, D. Riley, R. B. Stephens, R. L. Weber, S. C. Wilks, and F. N. Beg, "Creation of hot dense matter in short-pulse laser-plasma interaction with tamped titanium foils," Phys. Plasmas 14(10), 102701 (2007).
- D. J. Hoarty, P. Allan, S. F. James, C. R. D. Brown, L. M. R. Hobbs, M. P. Hill, J. W. O. Harris, J. Morton, M. G. Brookes, R. Shepherd, J. Dunn, H. Chen, E. Von Marley, P. Beiersdorfer, H. K. Chung, R. W. Lee, G. Brown, and J. Emig, "Observations of the Effect of Ionization-Potential Depression in Hot Dense Plasma," Phys. Rev. Lett. 110(26), 265003 (2013).
- L. B. Fletcher, A. L. Kritcher, A. Pak, T. Ma, T. Döppner, C. Fortmann, L. Divol, O. S. Jones, O. L. Landen, H. A. Scott, J. Vorberger, D. A. Chapman, D. O. Gericke, B. A. Mattern, G. T. Seidler, G. Gregori, R. W. Falcone, and S. H. Glenzer, "Observations of Continuum Depression in Warm Dense Matter with X-Ray Thomson Scattering," Phys. Rev. Lett. **112**(14), 145004 (2014).
- H. J. Lee, P. Neumayer, J. Castor, T. Döppner, R. W. Falcone, C. Fortmann, B. A. Hammel, A. L. Kritcher, O. L. Landen, R. W. Lee, D. D. Meyerhofer, D. H. Munro, R. Redmer, S. P. Regan, S. Weber, and S. H. Glenzer, "X-Ray Thomson-Scattering Measurements of Density and Temperature in Shock-Compressed Beryllium," Phys. Rev. Lett. 102(11), 115001 (2009).
- P. Loubeyre, P. M. Celliers, D. G. Hicks, E. Henry, A. Dewaele, J. Pasley, J. Eggert, M. Koenig,
  F. Occelli, K. M. Lee, R. Jeanloz, D. Neely, A. Benuzzi-Mounaix, D. Bradley, M. Bastea, S.

Moon, and G. W. Collins, "Coupling static and dynamic compressions: first measurements in dense hydrogen," High Press. Res. **24**(1), 25–31 (2004).

- Z. Konôpková, R. S. McWilliams, N. Gómez-Pérez, and A. F. Goncharov, "Direct measurement of thermal conductivity in solid iron at planetary core conditions," Nature 534(7605), 99–101 (2016).
- L. B. Fletcher, H. J. Lee, T. Döppner, E. Galtier, B. Nagler, P. Heimann, C. Fortmann, S. LePape, T. Ma, M. Millot, A. Pak, D. Turnbull, D. A. Chapman, D. O. Gericke, J. Vorberger, T. White, G. Gregori, M. Wei, B. Barbrel, R. W. Falcone, C.-C. Kao, H. Nuhn, J. Welch, U. Zastrau, P. Neumayer, J. B. Hastings, and S. H. Glenzer, "Ultrabright X-ray laser scattering for dynamic warm dense matter physics," Nat. Photonics 9(4), 274–279 (2015).
- O. Ciricosta, S. M. Vinko, B. Barbrel, D. S. Rackstraw, T. R. Preston, T. Burian, J. Chalupský, B. I. Cho, H. K. Chung, G. L. Dakovski, K. Engelhorn, V. Hájková, P. Heimann, M. Holmes, L. Juha, J. Krzywinski, R. W. Lee, S. Toleikis, J. J. Turner, U. Zastrau, and J. S. Wark, "Measurements of continuum lowering in solid-density plasmas created from elements and compounds," Nat. Commun. 7(1), 11713 (2016).
- H. Nishimura, R. Mishra, S. Ohshima, H. Nakamura, M. Tanabe, T. Fujiwara, N. Yamamoto, S. Fujioka, D. Batani, M. Veltcheva, T. Desai, R. Jafer, T. Kawamura, Y. Sentoku, R. Mancini, P. Hakel, F. Koike, and K. Mima, "Energy transport and isochoric heating of a low-Z, reduced-mass target irradiated with a high intensity laser pulse," Phys. Plasmas 18(2), 022702 (2011).
- H. Nishimura, T. Kawamura, R. Matsui, Y. Ochi, S. Okihara, S. Sakabe, F. Koike, T. Johzaki, H. Nagatomo, K. Mima, I. Uschmann, and E. Förster, "Kα spectroscopy to study energy transport in ultrahigh-intensity laser produced plasmas," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 81(1–4), 327–337 (2003).
- E. Martinolli, M. Koenig, S. D. Baton, J. J. Santos, F. Amiranoff, D. Batani, E. Perelli-Cippo, F. Scianitti, L. Gremillet, R. Mélizzi, A. Decoster, C. Rousseaux, T. A. Hall, M. H. Key, R. Snavely, A. J. MacKinnon, R. R. Freeman, J. A. King, R. Stephens, D. Neely, and R. J. Clarke, "Fast-electron transport and heating of solid targets in high-intensity laser interactions measured by K alfa fluorescence," Phys. Rev. E 73(4), 046402 (2006).
- 24. A. S. Martynenko, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, C. D. Baird, N. Booth, L. N. K. Döhl, P. Durey, A. Y. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C. D. Murphy, C. Spindloe, T. A. Pikuz, and N. Woolsey, "Optimization of a laser plasma-based x-ray source according to WDM absorption spectroscopy requirements," Matter Radiat. Extrem. 6(1), 014405 (2021).
- M. Šmíd, I. Gallardo González, H. Ekerfelt, J. Björklund Svensson, M. Hansson, J. C. Wood, A. Persson, S. P. D. Mangles, O. Lundh, and K. Falk, "Highly efficient angularly resolving x-ray spectrometer optimized for absorption measurements with collimated sources," Rev. Sci. Instrum. 88(6), 063102 (2017).
- 26. B. Mahieu, N. Jourdain, K. Ta Phuoc, F. Dorchies, J.-P. Goddet, A. Lifschitz, P. Renaudin, and L. Lecherbourg, "Probing warm dense matter using femtosecond X-ray absorption spectroscopy with a laser-produced betatron source," Nat. Commun. **9**(1), 3276 (2018).
- B. Kettle, E. Gerstmayr, M. J. V. Streeter, F. Albert, R. A. Baggott, N. Bourgeois, J. M. Cole, S. Dann, K. Falk, I. Gallardo González, A. E. Hussein, N. Lemos, N. C. Lopes, O. Lundh, Y. Ma, S. J. Rose, C. Spindloe, D. R. Symes, M. Šmíd, A. G. R. Thomas, R. Watt, and S. P. D. Mangles, "Single-Shot Multi-keV X-Ray Absorption Spectroscopy Using an Ultrashort Laser-Wakefield Accelerator Source," Phys. Rev. Lett. **123**(25), 254801 (2019).
- N. Lemos, P. King, J. L. Shaw, A. L. Milder, K. A. Marsh, A. Pak, B. B. Pollock, C. Goyon, W. Schumaker, A. M. Saunders, D. Papp, R. Polanek, J. E. Ralph, J. Park, R. Tommasini, G. J. Williams, H. Chen, F. V. Hartemann, S. Q. Wu, S. H. Glenzer, B. M. Hegelich, J. Moody, P. Michel, C. Joshi, and F. Albert, "X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator," Phys. Plasmas 26(8), 083110 (2019).
- 29. J. E. Coleman, H. E. Morris, M. S. Jakulewicz, H. L. Andrews, and M. E. Briggs, "Hydrodynamic disassembly and expansion of electron-beam-heated warm dense copper," Phys. Rev. E **98**(4),

043201 (2018).

- 30. W. Bang, B. J. Albright, P. A. Bradley, D. C. Gautier, S. Palaniyappan, E. L. Vold, M. A. S. Cordoba, C. E. Hamilton, and J. C. Fernández, "Visualization of expanding warm dense gold and diamond heated rapidly by laser-generated ion beams," Sci. Rep. **5**(1), 14318 (2015).
- P. A. Ni, M. I. Kulish, V. Mintsev, D. N. Nikolaev, V. Y. Ternovoi, D. H. H. Hoffmann, S. Udrea, A. Hug, N. A. Tahir, and D. Varentsov, "Temperature measurement of warm-dense-matter generated by intense heavy-ion beams," Laser Part. Beams 26(4), 583–589 (2008).
- 32. W. Bang, B. J. Albright, P. A. Bradley, E. L. Vold, J. C. Boettger, and J. C. Fernández, "Uniform heating of materials into the warm dense matter regime with laser-driven quasimonoenergetic ion beams," Phys. Rev. E **92**(6), 063101 (2015).
- R. Cheng, Y. Lei, X. Zhou, Y. Wang, Y. Chen, Y. Zhao, J. Ren, L. Sheng, J. Yang, Z. Zhang, Y. Du, W. Gai, X. Ma, and G. Xiao, "Warm dense matter research at HIAF," Matter Radiat. Extrem. (2018).
- 34. B. Y. Sharkov, D. H. H. Hoffmann, A. A. Golubev, and Y. Zhao, "High energy density physics with intense ion beams," Matter Radiat. Extrem. (2016).
- 35. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Opt. Commun. **56**(3), 219–221 (1985).
- 36. H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone, "Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering," Opt. Lett. **16**(7), 490–492 (1991).
- H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Okada, T. Motomura, H. Daido, T. Kimura, and T. Tajima, "High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in a Ti:sapphire laser system," Opt. Lett. 33(7), 645 (2008).
- 38. R. Betti and O. A. Hurricane, "Inertial-confinement fusion with lasers," Nat. Phys. **12**, 435–448 (2016).
- 39. N. G. Basov, I. G. Lebo, V. B. Rozanov, V. F. Tishkin, and L. P. Feoktistov, "Alternative approaches to the design of targets for a hybrid thermonuclear station," Quantum Electron. **28**(4), 316–321 (1998).
- 40. S. G. Garanin, "High-power lasers and their applications in high-energy-density physics studies," Physics-Uspekhi **54**(4), 415–421 (2011).
- 41. G. H. Miller, "The National Ignition Facility," Opt. Eng. **43**(12), 2841 (2004).
- 42. E. I. Moses, "Ignition on the National Ignition Facility: a path towards inertial fusion energy," Nucl. Fusion **49**(10), 104022 (2009).
- 43. L. J. Waxer, D. N. Maywar, J. H. Kelly, T. J. Kessler, B. E. Kruschwitz, S. J. Loucks, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, S. F. B. Morse, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel, "High-Energy Petawatt Capability for the Omega Laser," Opt. Photonics News **16**(7), 30 (2005).
- 44. M. L. André, "The French Megajoule Laser Project (LMJ)," Fusion Eng. Des. 44(1-4), 43-49 (1999).
- 45. N. Fleurot, C. Cavailler, and J. L. Bourgade, "The Laser Mégajoule (LMJ) Project dedicated to inertial confinement fusion: Development and construction status," Fusion Eng. Des. **74**(1–4), 147–154 (2005).
- 46. J. Zhu, X. Xie, Q. Yang, J. Kang, H. Zhu, A. Guo, P. Zhu, Q. Gao, Z. Liu, Q. Fan, D. Liu, X. Oyang, H. Wei, and X. Wang, "Introduction to SG-II 5 PW Laser Facility," in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (OSA, 2016), p. SM1M.7.
- С. Г. Гаранин, С. А. Бельков, and С. В. Бондаренко, "Концепция построения лазерной установки УФЛ-2М," in (Сб. докл. XXXIX Международ. конф. по физике плазмы и УТС., 2012).
- 48. В. Н. Деркач, И. Н. Деркач, and Р. В. Жуков, "Финальный оптический модуль установки УФЛ-2М с пространственным разведением излучения первой и второй гармоники в плоскости установки мишени," Оптика и спектроскопия **114**(6), 934 (2013).
- 49. С. Г. Гаранин, А. И. Зарецкий, Р. И. Илькаев, Г. А. Кириллов, Г. Г. Кочемасов, Р. Ф.

Курунов, В. М. Муругов, and С. А. Сухарев, "Канал мощной установки "Луч" для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж," in *VIII Забабахинскиенаучныечтения* (2005), pp. 299–301.

- S. G. Garanin, A. I. Zaretskii, R. I. Il'kaev, G. A. Kirillov, G. G. Kochemasov, R. F. Kurunov, V. M. Murugov, and S. A. Sukharev, "Channel of a high-power laser fusion Luch facility emitting 3.3-kJ, and 4-ns pulses," Quantum Electron. 35(4), 299–301 (2005).
- 51. H. Kiriyama, T. Shimomura, M. Mori, Y. Nakai, M. Tanoue, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Pirozhkov, T. Esirkepov, Y. Hayashi, K. Ogura, H. Kotaki, M. Suzuki, I. Daito, H. Okada, A. Kosuge, Y. Fukuda, M. Nishiuchi, M. Kando, S. Bulanov, K. Nagashima, M. Yamagiwa, K. Kondo, A. Sugiyama, P. Bolton, S. Matsuoka, and H. Kan, "Ultra-Intense, High Spatio-Temporal Quality Petawatt-Class Laser System and Applications," Appl. Sci. 3(1), 214–250 (2013).
- 52. L. Roso, "Salamanca Pulsed Laser Center: the Spanish petawatt," in *International Conference on Applications of Optics and Photonics*, M. F. Costa, ed. (2011), p. 800113.
- 53. S. Weber, S. Bechet, S. Borneis, L. Brabec, M. Bučka, E. Chacon-Golcher, M. Ciappina, M. DeMarco, A. Fajstavr, K. Falk, E.-R. Garcia, J. Grosz, Y.-J. Gu, J.-C. Hernandez, M. Holec, P. Janečka, M. Jantač, M. Jirka, H. Kadlecova, D. Khikhlukha, O. Klimo, G. Korn, D. Kramer, D. Kumar, T. Lastovička, P. Lutoslawski, L. Morejon, V. Olšovcová, M. Rajdl, O. Renner, B. Rus, S. Singh, M. Šmid, M. Sokol, R. Versaci, R. Vrána, M. Vranic, J. Vyskočil, A. Wolf, and Q. Yu, "P3: An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser-matter interaction at ELI-Beamlines," Matter Radiat. Extrem. 2(4), 149–176 (2017).
- 54. S. Kühn, M. Dumergue, S. Kahaly, S. Mondal, M. Füle, T. Csizmadia, B. Farkas, B. Major, Z. Várallyay, E. Cormier, M. Kalashnikov, F. Calegari, M. Devetta, F. Frassetto, E. Månsson, L. Poletto, S. Stagira, C. Vozzi, M. Nisoli, P. Rudawski, S. Maclot, F. Campi, H. Wikmark, C. L. Arnold, C. M. Heyl, P. Johnsson, A. L'Huillier, R. Lopez-Martens, S. Haessler, M. Bocoum, F. Boehle, A. Vernier, G. Iaquaniello, E. Skantzakis, N. Papadakis, C. Kalpouzos, P. Tzallas, F. Lépine, D. Charalambidis, K. Varjú, K. Osvay, and G. Sansone, "The ELI-ALPS facility: the next generation of attosecond sources," J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. 50(13), 132002 (2017).
- 55. F. Negoita, M. Roth, P. G. Thirolf, S. Tudisco, F. Hannachi, S. Moustaizis, I. Pomerantz, P. McKenna, J. Fuchs, K. Sphor, G. Acbas, A. Anzalone, P. Audebert, S. Balascuta, F. Cappuzzello, M. O. Cernaianu, S. Chen, I. Dancus, R. Freeman, H. Geissel, P. Genuche, L. Gizzi, F. Gobet, G. Gosselin, M. Gugiu, D. Higginson, E. D'humières, C. Ivan, D. Jaroszynski, S. Kar, L. Lamia, V. Leca, L. Neagu, G. Lanzalone, V. Méot, S. R. Mirfayzi, I. O. Mitu, P. Morel, C. Murphy, C. Petcu, H. Petrascu, C. Petrone, P. Raczka, M. Risca, F. Rotaru, J. J. Santos, D. Schumacher, D. Stutman, M. Tarisien, M. Tataru, B. Tatulea, I. C. E. Turcu, M. Versteegen, D. Ursescu, S. Gales, and N. V. Zamfir, "Laser driven nuclear physics at ELI–NP," Rom. Reports Phys. 68, S37–S144 (2016).
- 56. A. A. Soloviev, M. V. Starodubtsev, K. F. Burdonov, I. Y. Kostyukov, E. N. Nerush, A. A. Shaykin, and E. A. Khazanov, "Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams," Rev. Sci. Instrum. (2011).
- 57. K. F. Burdonov, A. A. Eremeev, N. I. Ignatova, R. R. Osmanov, A. D. Sladkov, A. A. Soloviev, M. V Starodubtsev, V. N. Ginzburg, A. A. Kuz'min, A. V Maslennikova, G. Revet, A. M. Sergeev, J. Fuchs, E. A. Khazanov, S. Chen, A. A. Shaykin, I. A. Shaikin, and I. V Yakovlev, "Experimental stand for studying the impact of laser-accelerated protons on biological objects," Quantum Electron. (2016).
- 58. A. A. Soloviev, K. F. Burdonov, V. N. Ginzburg, A. A. Gonoskov, E. V. Katin, A. V. Kim, A. V. Kirsanov, A. V. Korzhimanov, I. Y. Kostyukov, V. V. Lozhkarev, G. A. Luchinin, A. N. Mal'Shakov, M. A. Martyanov, E. N. Nerush, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, M. V. Starodubtsev, I. V. Yakovlev, V. V. Zelenogorsky, and E. A. Khazanov, "Fast electron generation using PW-class PEARL facility," in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2011).
- 59. А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов, and А. М. Сергеев, "Горизонты петаваттных лазерных комплексов," Успехи физических наук (2011).

- 60. M. Altarelli, "The European X-ray free-electron laser facility in Hamburg," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms **269**(24), 2845–2849 (2011).
- B. Nagler, U. Zastrau, R. R. Fäustlin, S. M. Vinko, T. Whitcher, A. J. Nelson, R. Sobierajski, J. Krzywinski, J. Chalupsky, E. Abreu, S. Bajt, T. Bornath, T. Burian, H. Chapman, J. Cihelka, T. Döppner, S. Düsterer, T. Dzelzainis, M. Fajardo, E. Förster, C. Fortmann, E. Galtier, S. H. Glenzer, S. Göde, G. Gregori, V. Hajkova, P. Heimann, L. Juha, M. Jurek, F. Y. Khattak, A. R. Khorsand, D. Klinger, M. Kozlova, T. Laarmann, H. J. Lee, R. W. Lee, K. H. Meiwes-Broer, P. Mercere, W. J. Murphy, A. Przystawik, R. Redmer, H. Reinholz, D. Riley, G. Röpke, F. Rosmej, K. Saksl, R. Schott, R. Thiele, J. Tiggesbäumker, S. Toleikis, T. Tschentscher, I. Uschmann, H. J. Vollmer, and J. S. Wark, "Turning solid aluminium transparent by intense soft X-ray photoionization," Nat. Phys. 5(9), 693–696 (2009).
- C. N. Danson, P. A. Brummitt, R. J. Clarke, J. L. Collier, B. Fell, A. J. Frackiewicz, S. Hancock, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M. H. R. Hutchinson, A. Kidd, W. J. Lester, I. O. Musgrave, D. Neely, D. R. Neville, P. A. Norreys, D. A. Pepler, C. J. Reason, W. Shaikh, T. B. Winstone, R. W. W. Wyatt, and B. E. Wyborn, "Vulcan petawatt - An ultra-high-intensity interaction facility," Nucl. Fusion 44(12), S239–S246 (2004).
- 63. E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebbers, and T. Ditmire, "Demonstration of a 11 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier," Appl. Opt. 49(9), 1676 (2010).
- 64. Y. Kitagawa, H. Fujita, R. Kodama, H. Yoshida, S. Matsuo, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, T. Kanabe, S. Sakabe, K. Shigemori, N. Miyanaga, and Y. Izawa, "Prepulse-Free Petawatt Laser for a Fast Ignitor," IEEE J. Quantum Electron. **40**(3), 281–293 (2004).
- B. C. Stuart, J. D. Bonlie, J. A. Britten, J. A. Caird, R. R. Cross, C. A. Ebbers, M. J. Eckart, A. C. Erlandson, W. A. Molander, A. Ng, P. K. Patel, and D. F. Price, "The Titan laser at LLNL," in 2006 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference (IEEE, 2006), pp. 1–2.
- 66. N. Hopps, K. Oades, J. Andrew, C. Brown, G. Cooper, C. Danson, S. Daykin, S. Duffield, R. Edwards, D. Egan, S. Elsmere, S. Gales, M. Girling, E. Gumbrell, E. Harvey, D. Hillier, D. Hoarty, C. Horsfield, S. James, A. Leatherland, S. Masoero, A. Meadowcroft, M. Norman, S. Parker, S. Rothman, M. Rubery, P. Treadwell, D. Winter, and T. Bett, "Comprehensive description of the Orion laser facility," Plasma Phys. Control. Fusion 57(6), 064002 (2015).
- P. Neumayer, R. Bock, S. Borneis, E. Brambrink, H. Brand, J. Caird, E. M. Campbell, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, H. M. Heuck, D. H. H. Hoffmann, D. Javorkova, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, T. Merz, E. Onkels, M. D. Perry, D. Reemts, M. Roth, S. Samek, G. Schaumann, F. Schrader, W. Seelig, A. Tauschwitz, R. Thiel, D. Ursescu, P. Wiewior, U. Wittrock, and B. Zielbauer, "Status of PHELIX laser and first experiments," Laser Part. Beams 23(03), 385–389 (2005).
- D. H. H. Hoffmann, A. Blazevic, P. Ni, O. Rosmej, M. Roth, N. A. Tahir, A. Tauschwitz, S. Udrea, D. Varentsov, K. Weyrich, and Y. Maron, "Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams," Laser Part. Beams 23(01), 47–53 (2005).
- V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D. H. H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte, "Commissioning and early experiments of the PHELIX facility," Appl. Phys. B 100(1), 137–150 (2010).
- 70. F. Wagner, C. P. João, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, M. Roth, T. Stöhlker, and V. Bagnoud, "Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification," Appl. Phys. B Lasers Opt. (2014).
- 71. V. V. Ivanov, A. Maksimchuk, and G. Mourou, "Amplified spontaneous emission in a Ti:sapphire regenerative amplifier," Appl. Opt. (2003).

- D. Riley, J. J. Angulo-Gareta, F. Y. Khattak, M. J. Lamb, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, A. J. Langley, R. J. Clarke, and D. Neely, "Kα yields from Ti foils irradiated with ultrashort laser pulses," Phys. Rev. E **71**(1), 016406 (2005).
- K. B. Wharton, C. D. Boley, A. M. Komashko, A. M. Rubenchik, J. Zweiback, J. Crane, G. Hays, T. E. Cowan, and T. Ditmire, "Effects of nonionizing prepulses in high-intensity laser-solid interactions," Phys. Rev. E 64(2), 025401 (2001).
- A. L. Kritcher, P. Neumayer, M. K. Urry, H. Robey, C. Niemann, O. L. Landen, E. Morse, and S. H. Glenzer, "K-alpha conversion efficiency measurements for X-ray scattering in inertial confinement fusion plasmas," High Energy Density Phys. 3(1–2), 156–162 (2007).
- 75. G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, "Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses," Phys. Rev. E **69**(2), 026402 (2004).
- 76. R. Hörlein, B. Dromey, D. Adams, Y. Nomura, S. Kar, K. Markey, P. Foster, D. Neely, F. Krausz, G. D. Tsakiris, and M. Zepf, "High contrast plasma mirror: spatial filtering and second harmonic generation at 10 19 W cm -2," New J. Phys. 10(8), 083002 (2008).
- 77. I. Kim, I. W. Choi, S. K. Lee, K. A. Janulewicz, J. H. Sung, T. J. Yu, H. T. Kim, H. Yun, T. M. Jeong, and J. Lee, "Spatio-temporal characterization of double plasma mirror for ultrahigh contrast and stable laser pulse," Appl. Phys. B **104**(1), 81–86 (2011).
- A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, "10<sup>^</sup>?10 temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," Opt. Lett. 30(8), 920 (2005).
- 79. J.-L. Tapié and G. Mourou, "Shaping of clean, femtosecond pulses at 1053 μm for chirped-pulse amplification," Opt. Lett. **17**(2), 136 (1992).
- 80. D. Homoelle, M. Foster, A. L. Gaeta, V. Yanovsky, and G. Mourou, "Pulse contrast enhancement of high-energy pulses using a gas-filled hollow waveguide," in *Summaries of Papers Presented at the Lasers and Electro-Optics. CLEO '02. Technical Diges* (Opt. Soc. America, 2002), **27**(18), pp. CPDA4-1-CPDA4-3.
- 81. В. И. Баянов, В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. С. Гулидов, А. А. Илюхин, В. А. Катулин, А. А. Мак, В. Ю. Носач, А. Л. Петров, Г. В. Перегудов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Д. Стариков, А. Я. Фаенов, В. . Чирков, and Е. А. Юков, "Аномальные интенсивности сателлитов резонансных линий водородоподобных ионов," письма в ЖЭТФ 24(6), 352 (1976).
- 82. C. Hernandez-Gomez, "Overview of the Central Laser Facility (CLF)," in *CLF Annual Report* 2016-2017 (2017), pp. 6–8.
- 83. A. Y. Faenov, J. Colgan, S. B. Hansen, A. Zhidkov, T. A. Pikuz, M. Nishiuchi, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, J. Abdallah, H. Sakaki, A. Sagisaka, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, Y. Fukuda, M. Kanasaki, N. Hasegawa, M. Nishikino, M. Kando, Y. Watanabe, T. Kawachi, S. Masuda, T. Hosokai, R. Kodama, and K. Kondo, "Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser," Sci. Rep. 5(1), 13436 (2015).
- 84. M. A. Alkhimova, A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, T. A. Pikuz, M. Nishiuchi, H. Sakaki, A. S. Pirozhkov, A. Sagisaka, N. P. Dover, K. Kondo, K. Ogura, Y. Fukuda, H. Kiriyama, K. Nishitani, T. Miyahara, Y. Watanabe, S. A. Pikuz, M. Kando, R. Kodama, and K. Kondo, "High resolution X-ray spectra of stainless steel foils irradiated by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities," Opt. Express 25(23), 29501 (2017).
- 85. E. Oks, E. Dalimier, A. Y. Faenov, P. Angelo, S. A. Pikuz, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazanzev, P. Durey, L. Doehl, D. Farley, C. Baird, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, N. Booth, C. Spindloe, P. McKenna, N. Neumann, M. Roth, R. Kodama, and N. Woolsey, "In-depth study of intra-Stark spectroscopy in the x-ray range in relativistic laser-plasma interactions," J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. 50(24), 245006 (2017).
- С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, М. А. Алхимова, Г. В. Покровский, Д. Колган, Т. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, А. А. Соловьев, К. Ф. Бурдонов, А. А. Еремеев, А. Д. Сладко, Р. Р. Османов,

М. В. Стародубцев, В. Н. Гинзбург, А. А. Кузьмин, А. М. Сергеев, Д. Фукс, Е. А. Хазанов, А. А. Шайкин, И. А. Шайкин, аnd И. В. Яковлев, "Формирование плазмы с определяющей ролью радиационных процессов при облучении тонких фольг импульсом субпетаваттного лазера PEARL, "Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики," Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (1–2), 15–20 (2017).

- 87. C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Duclous, J. G. Kirk, K. Bennett, T. D. Arber, A. P. L. Robinson, and A. R. Bell, "Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids," Phys. Rev. Lett. **108**(16), 165006 (2012).
- T. Nakamura, J. K. Koga, T. Z. Esirkepov, M. Kando, G. Korn, and S. V. Bulanov, "High-power γ-ray flash generation in ultraintense laser-plasma interactions," Phys. Rev. Lett. **108**(19), 195001 (2012).
- 89. A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki, and M. Uesaka, "Radiation damping effects on the interaction of ultraintense laser pulses with an overdense plasma," Phys. Rev. Lett. **88**(18), 1850021 (2002).
- J. Colgan, J. Abdallah, A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, E. Wagenaars, N. Booth, O. Culfa, R. J. Dance, R. G. Evans, R. J. Gray, T. Kaempfer, K. L. Lancaster, P. McKenna, A. L. Rossall, I. Y. Skobelev, K. S. Schulze, I. Uschmann, A. G. Zhidkov, and N. C. Woolsey, "Exotic dense-matter states pumped by a relativistic laser plasma in the radiation-dominated regime," Phys. Rev. Lett. 110(12), 125001 (2013).
- B. Gonzalez-Izquierdo, R. Capdessus, M. King, R. Gray, R. Wilson, R. Dance, J. McCreadie, N. Butler, S. Hawkes, J. Green, N. Booth, M. Borghesi, D. Neely, and P. McKenna, "Radiation Pressure-Driven Plasma Surface Dynamics in Ultra-Intense Laser Pulse Interactions with Ultra-Thin Foils," Appl. Sci. 8(3), 336 (2018).
- 92. C. Scullion, D. Doria, L. Romagnani, A. Sgattoni, K. Naughton, D. R. Symes, P. McKenna, A. MacChi, M. Zepf, S. Kar, and M. Borghesi, "Polarization Dependence of Bulk Ion Acceleration from Ultrathin Foils Irradiated by High-Intensity Ultrashort Laser Pulses," Phys. Rev. Lett. 119(5), 054801 (2017).
- 93. A. Schönlein, G. Boutoux, S. Pikuz, L. Antonelli, D. Batani, A. Debayle, A. Franz, L. Giuffrida, J. J. Honrubia, J. Jacoby, D. Khaghani, P. Neumayer, O. N. Rosmej, T. Sakaki, J. J. Santos, and A. Sauteray, "Generation and characterization of warm dense matter isochorically heated by laser-induced relativistic electrons in a wire target," EPL (Europhysics Lett. **114**(4), 45002 (2016).
- 94. Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock-Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic P (Dover Pubn Inc, illustrated edition, 2002).
- 95. J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. R. Woodruff, D. R. Welch, B. V Oliver, T. A. Mehlhorn, and R. B. Campbell, "Simulation of the ionization dynamics of aluminum irradiated by intense shortpulse lasers," in *Proceedings of Third Inertial Conference on Inertial Fusion and Science Applications 2003* (American Nuclear Society, 2004), p. 457.
- 96. J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. Wang, P. R. Woodruff, and N. A. Pereyra, "SPECT3D A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output," High Energy Density Phys. **3**(1–2), 181 (2007).
- 97. A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, A. I. Magunov, V. P. Efremov, M. Servol, F. Quéré, M. Bougeard, P. Monot, P. Martin, M. Francucci, G. Petrocelli, and P. Audebert, "X-ray spectroscopic observations of a superdense plasma in nanoparticles irradiated by superintense femtosecond laser radiation," J. Exp. Theor. Phys. Lett. 80(12), 730–733 (2004).
- 98. H. R. Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas (Academic Press, 1974), 129.
- 99. A. S. Martynenko, I. Y. Skobelev, and S. A. Pikuz, "Possibility of estimating high-intensity-laser plasma parameters by modelling spectral line profiles in spatially and time-integrated X-ray emission," Appl. Phys. B **125**(2), 31 (2019).
- 100. A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, V. M. Dyakin, G. V Ivanenkov, A. R. Mingaleev, T. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, "High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations," Phys. Scr. 50(4), 333–338 (1994).
- 101. M. A. Alkhimova, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov, D. A. Arich, T. A. Pikuz, and S. A. Pikuz,

"Accounting for the instrument function of crystal spectrometers operating in many reflection orders in the diagnostics of laser plasma from its continuum spectrum," Quantum Electron. **48**(8), 749–754 (2018).

- 102. S. G. Podorov and E. Förster, "Theory of X-ray diffraction on asymmetrically cut and bent crystals," Phys. Status Solidi Basic Res. **220**(2), 829–836 (2000).
- B. L. Henke and P. A. Jaanimagi, "Two-channel, elliptical analyzer spectrograph for absolute, time-resolving time-integrating spectrometry of pulsed x-ray sources in the 100–10 000-eV region," Rev. Sci. Instrum. 56(8), 1537–1552 (1985).
- 104. S. N. Ryazantsev, D. D. Arich, I. Y. Skobelev, and S. A. Pikuz, "Calculation of absolute values of laser plasma X-ray emission intensity generated during Si foils irradiation by picosecond laser pulses with intensity up to 1020 W/cm2," (n.d.).
- 105. A. Morace and D. Batani, "Spherically bent crystal for X-ray imaging of laser produced plasmas," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 623(2), 797–800 (2010).
- M. S. del Rio, L. Alianelli, A. Y. Faenov, and T. Pikuz, "X-ray Reflectivity of Curved Alpha-Quartz Crystals," Phys. Scr. 69(4), 297–302 (2004).
- 107. A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, S. A. Pikuz, G. A. Kyrala, R. D. Fulton, J. Abdallah, and D. P. Kilcrease, "High-resolution x-ray spectroscopy of a subpicosecond-laser-produced silicon plasma," Phys. Rev. A 51(5), 3529–3533 (1995).
- G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, "Optics in the relativistic regime," Rev. Mod. Phys. 78(2), 309–371 (2006).
- 109. J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, and C. H. Nam, "42 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 01 Hz," Opt. Lett. 42(11), 2058 (2017).
- 110. S. Gales, K. A. Tanaka, D. L. Balabanski, F. Negoita, D. Stutman, O. Tesileanu, C. A. Ur, D. Ursescu, I. Andrei, S. Ataman, M. O. Cernaianu, L. D'Alessi, I. Dancus, B. Diaconescu, N. Djourelov, D. Filipescu, P. Ghenuche, D. G. Ghita, C. Matei, K. Seto, M. Zeng, and N. V Zamfir, "The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams," Reports Prog. Phys. 81(9), 094301 (2018).
- 111. D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevrier, L. Ranc, N. Lebas, A. Pellegrina, C. Le Blanc, P. Monot, L. Martin, J. P. Zou, F. Mathieu, P. Audebert, P. Georges, and F. Druon, "High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains," Opt. Lett. 42(18), 3530 (2017).
- 112. L. Yu, Y. Xu, Y. Liu, Y. Li, S. Li, Z. Liu, W. Li, F. Wu, X. Yang, Y. Yang, C. Wang, X. Lu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, "High-contrast front end based on cascaded XPWG and femtosecond OPA for 10-PW-level Ti:sapphire laser," Opt. Express **26**(3), 2625 (2018).
- 113. H. Kiriyama, A. S. Pirozhkov, M. Nishiuchi, Y. Fukuda, K. Ogura, A. Sagisaka, Y. Miyasaka, M. Mori, H. Sakaki, N. P. Dover, K. Kondo, J. K. Koga, T. Z. Esirkepov, M. Kando, and K. Kondo, "High-contrast high-intensity repetitive petawatt laser," Opt. Lett. 43(11), 2595 (2018).
- I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, D. D. Arich, P. S. Bratchenko, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, P. Durey, L. Doehl, D. Farley, C. D. Baird, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, N. Booth, C. Spindloe, P. McKenna, S. B. Hansen, J. Colgan, R. Kodama, N. Woolsey, and S. A. Pikuz, "X-ray absorption spectroscopy study of energy transport in foil targets heated by petawatt laser pulses," Photonics Res. 6(4), 234 (2018).
- C. R. Stillman, P. M. Nilson, S. T. Ivancic, I. E. Golovkin, C. Mileham, I. A. Begishev, and D. H. Froula, "Picosecond time-resolved measurements of dense plasma line shifts," Phys. Rev. E 95(6), 063204 (2017).
- 116. G. Ecker and W. Kröll, "Lowering of the ionization energy for a plasma in thermodynamic equilibrium," Phys. Fluids 6(1), 62 (1963).
- J. C. Stewart and J. Pyatt, Kedar D., "Lowering of ionization potentials in plasmas," Astrophys. J. 144, 1203 (1966).
- 118. O. Ciricosta, S. M. Vinko, H. K. Chung, B. I. Cho, C. R. D. Brown, T. Burian, J. Chalupský, K. Engelhorn, R. W. Falcone, C. Graves, V. Hájková, A. Higginbotham, L. Juha, J. Krzywinski, H.

J. Lee, M. Messerschmidt, C. D. Murphy, Y. Ping, D. S. Rackstraw, A. Scherz, W. Schlotter, S. Toleikis, J. J. Turner, L. Vysin, T. Wang, B. Wu, U. Zastrau, D. Zhu, R. W. Lee, P. Heimann, B. Nagler, and J. S. Wark, "Direct measurements of the ionization potential depression in a dense plasma," Phys. Rev. Lett. **109**(6), 065002 (2012).

- 119. F. B. Rosmej, "Ionization potential depression in an atomic-solid-plasma picture," J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **51**(9), 09LT01 (2018).
- 120. D. G. Hummer and D. Mihalas, "The equation of state for stellar envelopes. I. An occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions," Astrophys. J. **331**, 794 (1988).
- 121. E. D. Filippov, I. Y. Skobelev, G. Revet, S. N. Chen, B. Khiar, A. Ciardi, D. Khaghani, D. P. Higginson, S. A. Pikuz, and J. Fuchs, "X-ray spectroscopy evidence for plasma shell formation in experiments modeling accretion columns in young stars," Matter Radiat. Extrem. 4(6), 064402 (2019).
- 122. C. A. Iglesias, "A plea for a reexamination of ionization potential depression measurements," High Energy Density Phys. **12**, 5–11 (2014).
- 123. C. Bressler and M. Chergui, "Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy," Chem. Rev. **104**(4), 1781–1812 (2004).
- 124. S. Tzortzakis, P. Audebert, P. Renaudin, S. Bastiani-Ceccotti, J. P. Geindre, C. Chenais-Popovics, V. Nagels, S. Gary, R. Shepherd, F. Girard, I. Matsushima, O. Peyrusse, and J.-C. Gauthier, "Time- and space-resolved X-ray absorption spectroscopy of aluminum irradiated by a subpicosecond high-power laser," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **99**(1–3), 614–626 (2006).
- 125. P. Audebert, P. Renaudin, S. Bastiani-Ceccotti, J.-P. Geindre, C. Chenais-Popovics, S. Tzortzakis, V. Nagels-Silvert, R. Shepherd, I. Matsushima, S. Gary, F. Girard, O. Peyrusse, and J.-C. Gauthier, "Picosecond Time-Resolved X-Ray Absorption Spectroscopy of Ultrafast Aluminum Plasmas," Phys. Rev. Lett. 94(2), 025004 (2005).
- 126. H. Sawada, S. P. Regan, P. B. Radha, R. Epstein, D. Li, V. N. Goncharov, S. X. Hu, D. D. Meyerhofer, J. A. Delettrez, P. A. Jaanimagi, V. A. Smalyuk, T. R. Boehly, T. C. Sangster, B. Yaakobi, and R. C. Mancini, "Al 1s-2p absorption spectroscopy of shock-wave heating and compression in laser-driven planar foil," Phys. Plasmas 16(5), 052702 (2009).
- 127. M. Harmand, A. Ravasio, S. Mazevet, J. Bouchet, A. Denoeud, F. Dorchies, Y. Feng, C. Fourment, E. Galtier, J. Gaudin, F. Guyot, R. Kodama, M. Koenig, H. J. Lee, K. Miyanishi, G. Morard, R. Musella, B. Nagler, M. Nakatsutsumi, N. Ozaki, V. Recoules, S. Toleikis, T. Vinci, U. Zastrau, D. Zhu, and A. Benuzzi-Mounaix, "X-ray absorption spectroscopy of iron at multimegabar pressures in laser shock experiments," Phys. Rev. B 92(2), 024108 (2015).
- 128. M. E. Foord, R. F. Heeter, H.-K. Chung, P. A. M. van Hoof, J. E. Bailey, M. E. Cuneo, D. A. Liedahl, K. B. Fournier, V. Jonauskas, R. Kisielius, C. Ramsbottom, P. T. Springer, F. P. Keenan, S. J. Rose, and W. H. Goldstein, "Study of X-ray photoionized Fe plasma and comparisons with astrophysical modeling codes," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **99**(1–3), 712–729 (2006).
- 129. J. J. MacFarlane, J. E. Bailey, G. A. Chandler, C. Deeney, M. R. Douglas, D. Jobe, P. Lake, T. J. Nash, D. S. Nielsen, R. B. Spielman, P. Wang, and P. Woodruff, "X-ray absorption spectroscopy measurements of thin foil heating by Z -pinch radiation," Phys. Rev. E **66**(4), 046416 (2002).
- 130. J. Zhang, H. Li, Y. Zhao, G. Xiong, Z. Yuan, H. Zhang, G. Yang, J. Yang, S. Liu, S. Jiang, Y. Ding, B. Zhang, Z. Zheng, Y. Xu, X. Meng, and J. Yan, "L- and M-shell absorption measurements of radiatively heated Fe plasma," Phys. Plasmas 19(11), 113302 (2012).
- 131. K. Falk, "Experimental methods for warm dense matter research," High Power Laser Sci. Eng. 6, e59 (2018).
- 132. A. Lévy, F. Dorchies, M. Harmand, C. Fourment, S. Hulin, O. Peyrusse, J. J. Santos, P. Antici, P. Audebert, J. Fuchs, L. Lancia, A. Mancic, M. Nakatsutsumi, S. Mazevet, V. Recoules, P. Renaudin, and S. Fourmaux, "X-ray absorption for the study of warm dense matter," Plasma Phys. Control. Fusion **51**(12), 124021 (2009).
- 133. B. I. Cho, K. Engelhorn, A. A. Correa, T. Ogitsu, C. P. Weber, H. J. Lee, J. Feng, P. A. Ni, Y. Ping, A. J. Nelson, D. Prendergast, R. W. Lee, R. W. Falcone, and P. A. Heimann, "Electronic

Structure of Warm Dense Copper Studied by Ultrafast X-Ray Absorption Spectroscopy," Phys. Rev. Lett. **106**(16), 167601 (2011).

- 134. R. Betti and O. A. Hurricane, "Inertial-confinement fusion with lasers," Nat. Phys. **12**(5), 435–448 (2016).
- 135. A. D. Cahill, C. L. Hoyt, S. A. Pikuz, T. Shelkovenko, and D. A. Hammer, "A doubly curved elliptical crystal spectrometer for the study of localized x-ray absorption in hot plasmas," Rev. Sci. Instrum. 85(10), 103114 (2014).
- 136. A. Hauer, J. D. Kilkenny, and O. L. Landen, "Toroidally curved crystal for time-resolved x-ray spectroscopy," Rev. Sci. Instrum. **56**(5), 803–805 (1985).
- 137. E. P. Jahrman, W. M. Holden, A. S. Ditter, S. A. Kozimor, S. L. Kihara, and G. T. Seidler, "Vacuum formed temporary spherically and toroidally bent crystal analyzers for x-ray absorption and x-ray emission spectroscopy," Rev. Sci. Instrum. **90**(1), 013106 (2019).
- 138. L. Miaja-Avila, G. C. O'Neil, J. Uhlig, C. L. Cromer, M. L. Dowell, R. Jimenez, A. S. Hoover, K. L. Silverman, and J. N. Ullom, "Laser plasma x-ray source for ultrafast time-resolved x-ray absorption spectroscopy," Struct. Dyn. 2, 024301 (2015).
- T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, and D. A. Hammer, "A review of projection radiography of plasma and biological objects in X-Pinch radiation," Plasma Phys. Reports 42(3), 226–268 (2016).
- 140. M. V. Sedov, A. Y. Faenov, A. A. Andreev, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, T. A. Pikuz, P. Durey, L. Doehl, D. Farley, C. D. Baird, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, N. Booth, C. Spindloe, K. Y. Platonov, P. McKenna, R. Kodama, N. Woolsey, and S. A. Pikuz, "Features of the generation of fast particles from microstructured targets irradiated by high intensity, picosecond laser pulses," Laser Part. Beams **37**(2), 176–183 (2019).
- 141. V. V Gavrilov, A. G. Es'kov, A. M. Zhitlukhin, D. M. Kochnev, S. A. Pikuz, I. M. Poznyak, S. N. Ryazantsev, I. Y. Skobelev, D. A. Toporkov, and N. M. Umrikhin, "High-power X-Ray line radiation of the plasma produced in a collision of high-energy plasma flows," Plasma Phys. Reports 44(9), 820–827 (2018).
- 142. D. P. Bernstein, Y. Acremann, A. Scherz, M. Burkhardt, J. Stöhr, M. Beye, W. F. Schlotter, T. Beeck, F. Sorgenfrei, A. Pietzsch, W. Wurth, and A. Föhlisch, "Near edge x-ray absorption fine structure spectroscopy with x-ray free-electron lasers," Appl. Phys. Lett. **95**(13), 134102 (2009).
- 143. A. S. Martynenko, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, C. Baird, N. Booth, L. Doehl, P. Durey, A. Y. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C. D. Murphy, C. Spindloe, T. A. Pikuz, and N. Woolsey, "Effect of plastic coating on the density of plasma formed in Si foil targets irradiated by ultra-high-contrast relativistic laser pulses," Phys. Rev. E 101(4), 043208 (2020).
- 144. M. F. Ciappina, S. V. Popruzhenko, S. V. Bulanov, T. Ditmire, G. Korn, and S. Weber, "Progress toward atomic diagnostics of ultrahigh laser intensities," Phys. Rev. A (2019).
- 145. A. S. Martynenko, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, C. Baird, N. Booth, L. Doehl, P. Durey, A. Y. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C. D. Murphy, C. Spindloe, T. A. Pikuz, and N. Woolsey, "Determining the Short Laser Pulse Contrast Based on X-Ray Emission Spectroscopy," High Energy Density Phys. (2020).
- 146. G. B. Zimmerman and R. M. More, "Pressure ionization in laser-fusion target simulation," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **23**(5), 517–522 (1980).
- 147. A. S. Martynenko, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, I. E. Golovkin, C. Baird, N. Booth, L. Doehl, P. Durey, A. Y. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C. D. Murphy, C. Spindloe, T. A. Pikuz, and N. Woolsey, "X-ray spectroscopy validation of ionization continuum depression models in over dense Si plasma created by PW laser pulses," PRL (2020).
- 148. S. D. Baton, M. Koenig, P. Guillou, B. Loupias, A. Benuzzi-Mounaix, J. Fuchs, C. Rousseaux, L. Gremillet, D. Batani, A. Morace, M. Nakatsutsumi, R. Kodama, and Y. Aglitskiy, "Relativistic electron transport and confinement within charge-insulated, mass-limited targets," High Energy Density Phys. 3(3–4), 358–364 (2007).

- 149. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama, N. Inoue, H. Ueda, Y. Kishimoto, K. Yamakawa, A. Y. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, J. Abdallah, G. Csanak, A. S. Boldarev, and V. A. Gasilov, "Generation of X rays and energetic ions from superintense laser irradiation of micron-sized Ar clusters," in *Laser and Particle Beams* (2004).
- 150. P. Hakel, R. C. Mancini, U. Andiel, K. Eidmann, F. Pisani, G. Junkel-Vives, and J. Abdallah, "X-ray line emissions from tamped thin aluminum targets driven by subpicosecond-duration laser pulses," High Energy Density Phys. **5**(1–2), 35–43 (2009).
- 151. P. Patel, A. Mackinnon, M. Key, T. Cowan, M. Foord, M. Allen, D. Price, H. Ruhl, P. Springer, and R. Stephens, "Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam," Phys. Rev. Lett. 91(12), 125004 (2003).
- 152. W. Schwanda and K. Eidmann, "Observation of radiative burnthrough in x-ray heated beryllium by time-resolved spectroscopy," Phys. Rev. Lett. **69**(24), 3507–3510 (1992).
- 153. M. E. Foord, D. B. Reisman, and P. T. Springer, "Determining the equation-of-state isentrope in an isochoric heated plasma," Rev. Sci. Instrum. **75**(8), 2586–2589 (2004).
- 154. G. M. Dyer, A. C. Bernstein, B. I. Cho, J. Osterholz, W. Grigsby, A. Dalton, R. Shepherd, Y. Ping, H. Chen, K. Widmann, and T. Ditmire, "Equation-of-State Measurement of Dense Plasmas Heated With Fast Protons," Phys. Rev. Lett. **101**(1), 015002 (2008).
- 155. D. J. Hoarty, T. Guymer, S. F. James, E. Gumbrell, C. R. D. Brown, M. Hill, J. Morton, and H. Doyle, "Equation of state studies of warm dense matter samples heated by laser produced proton beams," High Energy Density Phys. 8(1), 50–54 (2012).
- 156. U. Zastrau, P. Audebert, V. Bernshtam, E. Brambrink, T. Kämpfer, E. Kroupp, R. Loetzsch, Y. Maron, Y. Ralchenko, H. Reinholz, G. Röpke, A. Sengebusch, E. Stambulchik, I. Uschmann, L. Weingarten, and E. Förster, "Temperature and Kα-yield radial distributions in laser-produced solid-density plasmas imaged with ultrahigh-resolution x-ray spectroscopy," Phys. Rev. E 81(2), 026406 (2010).
- 157. J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudsinski, "Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets," Phys. Rev. Lett. **28**(13), 795–799 (1972).
- 158. P. J. Catto and R. M. More, "Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas," Phys. Fluids **20**(4), 704 (1977).
- 159. T. -Y. B. Yang, W. L. Kruer, R. M. More, and A. B. Langdon, "Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung," Phys. Plasmas **2**(8), 3146–3154 (1995).
- 160. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, "Absorption of ultra-intense laser pulses," Phys. Rev. Lett. **69**(9), 1383–1386 (1992).
- 161. F. Brunel, "Not-so-resonant, resonant absorption," Phys. Rev. Lett. 59(1), 52–55 (1987).
- 162. W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass., USA, 1988).
- 163. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis, "A study of picosecond laser-solid interactions up to 10<sup>19</sup> W cm -2," Phys. Plasmas 4(2), 447–457 (1997).
- 164. D. A. Hammer, "Propagation of High Current Relativistic Electron Beams," Phys. Fluids **13**(7), 1831 (1970).
- 165. L. Volpe, D. Batani, G. Birindelli, A. Morace, P. Carpeggiani, M. H. Xu, F. Liu, Y. Zhang, Z. Zhang, X. X. Lin, F. Liu, S. J. Wang, P. F. Zhu, L. M. Meng, Z. H. Wang, Y. T. Li, Z. M. Sheng, Z. Y. Wei, J. Zhang, J. J. Santos, and C. Spindloe, "Propagation of a short-pulse laser-driven electron beam in matter," Phys. Plasmas 20(3), 033105 (2013).
- 166. D. Batani, J. R. Davies, A. Bernardinello, F. Pisani, M. Koenig, T. A. Hall, S. Ellwi, P. Norreys, S. Rose, A. Djaoui, and D. Neely, "Explanations for the observed increase in fast electron penetration in laser shock compressed materials," Phys. Rev. E 61(5), 5725–5733 (2000).
- D. Batani, A. Antonicci, F. Pisani, T. A. Hall, D. Scott, F. Amiranoff, M. Koenig, L. Gremillet, S. Baton, E. Martinolli, C. Rousseaux, and W. Nazarov, "Inhibition in the propagation of fast electrons in plastic foams by resistive electric fields," Phys. Rev. E 65(6), 066409 (2002).
- 168. B. Vauzour, J. J. Santos, A. Debayle, S. Hulin, H.-P. Schlenvoigt, X. Vaisseau, D. Batani, S. D.

Baton, J. J. Honrubia, P. Nicolaï, F. N. Beg, R. Benocci, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchies, C. Fourment, E. D'Humières, L. C. Jarrot, P. McKenna, Y. J. Rhee, V. T. Tikhonchuk, L. Volpe, and V. Yahia, "Relativistic High-Current Electron-Beam Stopping-Power Characterization in Solids and Plasmas: Collisional Versus Resistive Effects," Phys. Rev. Lett. **109**(25), 255002 (2012).

- 169. X. Vaisseau, A. Debayle, J. J. Honrubia, S. Hulin, A. Morace, P. Nicolaï, H. Sawada, B. Vauzour, D. Batani, F. N. Beg, J. R. Davies, R. Fedosejevs, R. J. Gray, G. E. Kemp, S. Kerr, K. Li, A. Link, P. McKenna, H. S. McLean, M. Mo, P. K. Patel, J. Park, J. Peebles, Y. J. Rhee, A. Sorokovikova, V. T. Tikhonchuk, L. Volpe, M. Wei, and J. J. Santos, "Enhanced Relativistic-Electron-Beam Energy Loss in Warm Dense Aluminum," Phys. Rev. Lett. **114**(9), 095004 (2015).
- 170. P. M. Nilson, W. Theobald, J. F. Myatt, C. Stoeckl, M. Storm, J. D. Zuegel, R. Betti, D. D. Meyerhofer, and T. C. Sangster, "Bulk heating of solid-density plasmas during high-intensity-laser plasma interactions," Phys. Rev. E **79**(1), 016406 (2009).
- 171. G. Gregori, S. B. Hansen, R. Clarke, R. Heathcote, M. H. Key, J. King, R. I. Klein, N. Izumi, A. J. Mackinnon, S. J. Moon, H.-S. Park, J. Pasley, N. Patel, P. K. Patel, B. A. Remington, D. D. Ryutov, R. Shepherd, R. A. Snavely, S. C. Wilks, B. B. Zhang, and S. H. Glenzer, "Experimental Characterization of a Strongly Coupled Solid Density Plasma Generated in a Short-pulse Laser Target Interaction," Contrib. to Plasma Phys. 45(3–4), 284–292 (2005).
- 172. G. Gregori, S. B. Hansen, R. Clarke, R. Heathcote, M. H. Key, J. King, R. I. Klein, N. Izumi, A. J. Mackinnon, S. J. Moon, H.-S. Park, J. Pasley, N. Patel, P. K. Patel, B. A. Remington, D. D. Ryutov, R. Shepherd, R. A. Snavely, S. C. Wilks, B. B. Zhang, and S. H. Glenzer, "Experimental Characterization of a Strongly Coupled Solid Density Plasma Generated in a Short-pulse Laser Target Interaction," Contrib. to Plasma Phys. 45(3–4), 284–292 (2005).
- 173. A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, E. Förster, and K. Witte, "Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target," Phys. Rev. Lett. 82(24), 4843–4846 (1999).
- 174. K. Eidmann, U. Andiel, F. Pisani, P. Hakel, R. C. Mancini, G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, and K. Witte, "K-shell spectra from hot dense aluminum layers buried in carbon and heated by ultrashort laser pulses," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 81(1–4), 133–146 (2003).
- 175. R. G. Evans, E. L. Clark, R. T. Eagleton, A. M. Dunne, R. D. Edwards, W. J. Garbett, T. J. Goldsack, S. James, C. C. Smith, B. R. Thomas, R. Clarke, D. J. Neely, and S. J. Rose, "Rapid heating of solid density material by a petawatt laser," Appl. Phys. Lett. **86**(19), 191505 (2005).
- Y.-Q. Cui, W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, Y.-T. Li, and J. Zhang, "Laser absorption and hot electron temperature scalings in laser-plasma interactions," Plasma Phys. Control. Fusion 55(8), 085008 (2013).
- 177. A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, and H. Ruhl, "Fast-electron transport in high-intensity shortpulse laser - solid experiments," Plasma Phys. Control. Fusion **39**(5), 653–659 (1997).
- 178. M. Sherlock, E. G. Hill, R. G. Evans, S. J. Rose, and W. Rozmus, "In-depth Plasma-Wave Heating of Dense Plasma Irradiated by Short Laser Pulses," Phys. Rev. Lett. **113**(25), 255001 (2014).
- 179. V. T. Tikhonchuk, "Interaction of a beam of fast electrons with solids," Phys. Plasmas **9**(4), 1416–1421 (2002).
- M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, "Two-dimensional particle-in-cell simulation for magnetized transport of ultra-high relativistic currents in plasma," Phys. Plasmas 7(4), 1302– 1308 (2000).
- 181. M. S. Wei, A. A. Solodov, J. Pasley, R. B. Stephens, D. R. Welch, and F. N. Beg, "Study of relativistic electron beam production and transport in high-intensity laser interaction with a wire target by integrated LSP modeling," Phys. Plasmas (2008).
- 182. T. Yabuuchi, R. Mishra, C. McGuffey, B. Qiao, M. S. Wei, H. Sawada, Y. Sentoku, T. Ma, D. P. Higginson, K. U. Akli, D. Batani, H. Chen, L. A. Gizzi, M. H. Key, A. J. Mackinnon, H. S. McLean, P. A. Norreys, P. K. Patel, R. B. Stephens, Y. Ping, W. Theobald, C. Stoeckl, and F. N. Beg, "Impact of extended preplasma on energy coupling in kilojoule energy relativistic laser interaction with cone wire targets relevant to fast ignition," New J. Phys. 15(1), 015020 (2013).

- 183. D. C. Hochhaus, B. Aurand, M. Basko, B. Ecker, T. Kühl, T. Ma, F. Rosmej, B. Zielbauer, and P. Neumayer, "X-ray radiographic expansion measurements of isochorically heated thin wire targets," Phys. Plasmas 20(6), 062703 (2013).
- 184. J. J. Honrubia, C. Alfonsín, L. Alonso, B. Pérez, and J. A. Cerrada, "Simulations of heating of solid targets by fast electrons," Laser Part. Beams **24**(2), 217–222 (2006).
- 185. W. Bambynek, B. Crasemann, R. W. Fink, H.-U. Freund, H. Mark, C. D. Swift, R. E. Price, and P. V. Rao, "X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities," Rev. Mod. Phys. 44(4), 716–813 (1972).
- 186. A. Poyé, S. Hulin, M. Bailly-Grandvaux, J.-L. Dubois, J. Ribolzi, D. Raffestin, M. Bardon, F. Lubrano-Lavaderci, E. D'Humières, J. J. Santos, P. Nicolaï, and V. Tikhonchuk, "Physics of giant electromagnetic pulse generation in short-pulse laser experiments," Phys. Rev. E 91(4), 043106 (2015).
- 187. R. Nolte, R. Behrens, M. Schnurer, A. Rousse, and P. Ambrosi, "A TLD-based few-channel spectrometer for mixed photon, electron, and ion fields with high fluence rates," Nucl. Technol. Publ. 84, 367 (1999).
- 188. Y. J. Rhee, S. M. Nam, J. Peebles, H. Sawada, M. Wei, X. Vaisseau, T. Sasaki, L. Giuffrida, S. Hulin, B. Vauzour, J. J. Santos, D. Batani, H. S. McLean, P. K. Patel, Y. T. Li, D. W. Yuan, K. Zhang, J. Y. Zhong, C. B. Fu, N. Hua, K. Li, Y. Zhang, J. Q. Zhu, I. J. Kim, J. H. Jeon, T. M. Jeong, I. W. Choi, H. W. Lee, J. H. Sung, S. K. Lee, and C. H. Nam, "Spectral tomographic analysis of Bremsstrahlung X-rays generated in a laser-produced plasma," Laser Part. Beams 34, 645–654 (2016).
- 189. C. D. Chen, J. A. King, M. H. Key, K. U. Akli, F. N. Beg, H. Chen, R. R. Freeman, A. Link, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, P. K. Patel, M. Porkolab, R. B. Stephens, and L. D. Van Woerkom, "A Bremsstrahlung spectrometer using k-edge and differential filters with image plate dosimeters," Rev. Sci. Instrum. **79**(10), 10E305 (2008).
- 190. J. J. MacFarlane, P. Wang, J. Bailey, T. A. Mehlhorn, R. J. Dukart, and R. C. Mancini, "Analysis of Kα line emission from aluminum plasmas created by intense proton beams," Phys. Rev. E (1993).
- 191. M. Makita, G. Nersisyan, K. McKeever, T. Dzelzainis, S. White, B. Kettle, B. Dromey, D. Doria, M. Zepf, C. L. S. Lewis, A. P. L. Robinson, S. B. Hansen, and D. Riley, "Fast electron propagation in Ti foils irradiated with sub-picosecond laser pulses at Iλ2>1018 Wcm-2 μm2," Phys. Plasmas 21(2), 023113 (2014).
- 192. O. Renner, M. Šmíd, D. Batani, and L. Antonelli, "Suprathermal electron production in laserirradiated Cu targets characterized by combined methods of x-ray imaging and spectroscopy," Plasma Phys. Control. Fusion 58(7), 075007 (2016).
- 193. S. B. Hansen, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, K. B. Fournier, R. Shepherd, H. Chen, K. Widmann, S. C. Wilks, Y. Ping, H. K. Chung, A. Niles, J. R. Hunter, G. Dyer, and T. Ditmire, "Temperature determination using Kα spectra from M-shell Ti ions," Phys. Rev. E Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys. 72(3), 036408 (2005).
- 194. U. Zastrau, A. Sengebusch, P. Audebert, E. Brambrink, R. R. Fäustlin, T. Kämpfer, E. Kroupp, R. Loetzsch, Y. Maron, H. Reinholz, G. Röpke, E. Stambulchik, I. Uschmann, and E. Förster, "High-resolution radial Kα spectra obtained from a multi-keV electron distribution in soliddensity titanium foils generated by relativistic laser-matter interaction," High Energy Density Phys. 7(2), 47–53 (2011).
- 195. L. J. Bae, U. Zastrau, H.-K. Chung, A. C. Bernstein, M. S. Cho, G. M. Dyer, E. Galtier, Z.-H. He, P. A. Heimann, G. B. Kang, M. Kim, Y. H. Kim, H. J. Lee, J. W. Lee, B. Nagler, A. G. R. Thomas, and B. I. Cho, "Diagnosis of warm dense conditions in foil targets heated by intense femtosecond laser pulses using Kα imaging spectroscopy," Opt. Express 26(5), 6294 (2018).
- 196. H.-K. Chung, M. H. Chen, and R. W. Lee, "Extension of atomic configuration sets of the Non-LTE model in the application to the Kα diagnostics of hot dense matter," High Energy Density Phys. 3(1–2), 57–64 (2007).
- 197. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S.

Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J. J. Gomez Cadenas, I. Gonzalez, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F. W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampen, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J. P. Wellisch, T. Wenaus, D. C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche, "GEANT4 - A simulation toolkit," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. (2003).