

На правах рукописи

САВЕЛЬЕВ – ТРОФИМОВ Андрей Борисович

УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ
ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
И ИНИЦИИРОВАНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Специальность: 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2003

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН Панченко Владислав Яковлевич
доктор физико-математических наук
Ривлин Лев Абрамович
доктор физико-математических наук
Чекалин Сергей Васильевич

Ведущая организация: Институт прикладной физики РАН

Защита состоится «19» февраля 2004 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 в МГУ им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992, ГСП-2, Москва, ул. Акад. Хохлова, д.1, КНО, аудитория им. С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Автореферат разослан «23» 12 2003 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.31
кандидат физ.-мат. наук, доцент

Т.М. Ильинова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Выдвинутая в начале 60-х годов 20-го века идея управляемого лазерного термоядерного синтеза определила ключевую роль сверхмощных лазерных систем в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы и проблеме поведения вещества в экстремальном состоянии.

Последнее десятилетие 20-го века ознаменовалось бурным прогрессом в разработке и создании нового поколения твердотельных лазеров и лазерных систем, генерирующих импульсы фемтосекундной длительности ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$). Фемтосекундные лазерные системы, обладая малой длительностью светового импульса (10–1000 фс), обеспечивают пиковую мощность вплоть до ПВт ($1 \text{ ПВт} = 10^{15} \text{ Вт}$) и при фокусировке лазерного излучения дают возможность получить огромную интенсивность в диапазоне $10^{16} - 10^{21} \text{ Вт/см}^2$. Создание фемтосекундных лазерных систем «настольного типа», генерирующих импульсы с энергией в единицы-сотни миллиджоулей в различных областях спектра, дало возможность продвинуться в решении ряда задач, связанных с высокотемпературной лазерной плазмой, и открыло новые перспективы для нелинейной квантовой электродинамики, ядерной физики и лазерного термоядерного синтеза, в создании принципиально нового поколения источников излучения сверхкороткой длительности в ВУФ, рентгеновском и гамма-диапазонах спектра. Действительно, такое **сверхинтенсивное** излучение позволяет получать **сверхсильное световое поле**, недоступное для получения другими способами в лабораторных условиях (при интенсивности $I \geq 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ напряженность светового поля превышает напряженность внутриатомного в атоме водорода $E_a > 10^9 \text{ В/см}$). В режиме сверхсильного светового поля оказывается возможным изучать фундаментальные свойства вещества в сильно неравновесных, экстремальных состояниях, а также проводить ядерно-физические эксперименты с использованием корпускулярного и электромагнитного излучений из лазерной плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом (*плазма ФЛИ*).

Для плазмы ФЛИ существенным оказывается определение диапазона значений основных параметров лазерного излучения для получения плазмы с оптимизированными характеристиками: электронной температурой (в том числе с точки зрения генерации горячих электронов) и кратностью ионизации, максимальным потоком рентгеновского излучения в определенном спектральном интервале и др. Наиболее часто используется подход, связанный с оптимизацией параметров лазерного импульса и, в первую очередь, интенсивности излучения на мишени. Свойства мишени учитываются, в основном, с точки зрения ее атомного состава.

Управление свойствами плазмы ФЛИ возможно при модификации структуры поверхности мишени: использовании решеток, лазерной модификации поверхности, либо формировании на поверхности наноструктурированного слоя. Это приводит к более эффективному разогреву плазмы, повышению температуры ионов и горячих электронов и, как следствие, к эффективной генерации жесткого рентгеновского излучения и ускорению ионов, что, в частности, может быть использовано при иницировании низкоэнергетических ядерных процессов с помощью ФЛИ.

Переход к импульсному лазерному излучению фемтосекундной длительности и субпетаваттной пиковой мощности является достаточным условием для ускорения электронов плазмы до энергий, необходимых для прямого иницирования целого спектра ядерных процессов: возбуждение ядерных уровней, термоядерные реакции, реакция деле-

ния и наработка нестабильных изотопов, генерация ультракоротких импульсов элементарных частиц и др.

Ядерные процессы в плазме ФЛИ возникают также при субрелятивистских или «умеренных» интенсивностях $I_M < 10^{17}$ Вт/см², намного меньших так называемого релятивистского предела $Q_R = I_R \lambda^2 \approx 5,48 \cdot 10^{18}$ Вт/см²мкм² (λ – длина волны лазерного излучения), когда классическая осцилляторная энергия электрона во внешнем электромагнитном поле становится порядка его энергии покоя $m_e c^2 \approx 511$ кэВ. Это связано с формированием при интенсивности в 100–1000 ПВт/см² плазмы с плотностью сильно ионизованных ионов близкой к плотности твердого тела и температурой электронов до 1000 эВ. Одновременно в такой плазме формируется и «горячий» электронный компонент со средней энергией электронов, пропорциональной интенсивности лазерного излучения и достигающей десятков кэВ при $I \sim 100$ ПВт/см². Плазма ФЛИ, получаемая при аналогичной интенсивности, обеспечивает значительно большую температуру и плотность электронов и ионов, чем плазма, создаваемая лазерными импульсами большей длительности. Кроме того, такой режим облучения, с нашей точки зрения, представляет существенный интерес для приложений в силу относительной доступности и эксплуатационной надежности лазерных установок такого класса.

Именно наличие, уже при умеренных интенсивностях, в плазме ФЛИ горячего электронного компонента позволило поставить вопрос о возможности инициирования в такой плазме ядерных процессов, имеющих низкий порог реакции или возбуждения, либо так называемых беспороговых ядерных процессов. Такие процессы в дальнейшем для краткости мы будем называть *низкоэнергетическими ядерными процессами*, и именно их рассмотрение является одной из ключевых задач настоящей диссертации. К числу таких процессов относится, в первую очередь, возбуждение ядерных уровней изотопов и изомеров с энергией менее 20 кэВ, а также различные термоядерные реакции. Следует отметить, что режим умеренных интенсивностей может оказаться оптимальным не только для экспериментальной регистрации низкоэнергетических ядерных процессов, но и для их последующего применения: переход в режим релятивистского взаимодействия, с одной стороны, резко увеличивает поток ядерного излучения различной природы из плазмы ФЛИ, существенно затрудняя тем самым экспериментальную регистрацию, а с другой, приводит к рассогласованию энергетического спектра «излучения накачки» (электроны, ионы, фотоны) с оптимальным для инициирования такого типа процессов спектром.

Таким образом, *актуальность работы* определяется рядом обстоятельств. Во-первых, исследование процессов, протекающих при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой, с необходимостью предполагает развитие новых и адаптацию существующих методов и алгоритмов анализа плазмы (в том числе ее горячего электронного компонента), а также ее модельного описания. Во-вторых, существенное влияние на формирование плазмы ФЛИ оказывает структура и морфология поверхностного слоя мишени, что, в частности, может быть использовано для управления параметрами плазмы ФЛИ. В-третьих, совокупность уникальных параметров, характерная для плазмы ФЛИ, предполагает возможность инициирования в такой плазме целого спектра низкоэнергетических ядерных процессов. Для их исследования необходимо развитие как экспериментальных методик регистрации ядерных процессов в плазме, так и теоретических моделей, их описывающих.

Цели диссертационной работы

Ключевые *цели работы* могут быть сформулированы следующим образом:

1. Создание аппаратно-программного комплекса для диагностики высокотемператур-

ной плотной плазмы фемтосекундного лазерного импульса, в том числе методов характеристики горячего электронного компонента по различным его проявлениям от измерения спектра электронов до исследования генерации рентгеновского излучения и ионного спектра плазмы. Создание численной модели плазмы ФЛИ для исследования пространственно временной динамики плазмы, интерпретации и обработки результатов экспериментов;

2. Разработка методов управления свойствами плазмы ФЛИ за счет модификации свойств поверхностного слоя твердотельных мишеней: температурой тепловых и горячих электронов, зарядовым составом плазмы, светимостью в рентгеновском диапазоне спектра и другими;
3. Обнаружение возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ при субрелятивистских интенсивностях и теоретическое исследование особенностей этого процесса в плазме ФЛИ.

Научная новизна

1. Предложен и реализован метод оценки в каждой экспериментальной реализации средней энергии горячих электронов плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью порядка 10 ПВт/см^2 . Метод основан на одновременном измерении энергии жесткого рентгеновского излучения в двух спектральных диапазонах.
2. Обнаружено формирование отрицательных высокоэнергетических ионов с энергией до 35 кэВ при расширении плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью порядка 10 ПВт/см^2 .
3. Проведено измерение энергетического спектра электронов плазмы при интенсивности фемтосекундного лазерного импульса порядка 10^{16} Вт/см^2 и подтверждено наличие двух электронных компонентов в такой плазме.
4. Показано, что при облучении сверхтонких свободновисящих углеродных пленок фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью порядка 5 ПВт/см^2 , происходит перегрев плазмы, смещение ионизационного равновесия и повышение эффективности генерации рентгеновского излучения в области «водяного окна» 2–4 нм.
5. Обнаружено, что использование высокопористого кремния (пористость свыше 5) в качестве мишени при воздействии фемтосекундного лазерного импульса интенсивностью свыше 10 ПВт/см^2 позволяет существенно повысить среднюю энергию горячего электронного компонента и темп роста средней энергии с интенсивностью ФЛИ при неизменной полной энергии горячего электронного компонента, а так же увеличивает эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов свыше 5 кэВ.
6. Зарегистрирован гамма-распад низкоэнергетического изомерного уровня стабильного изотопа ^{181}Ta (энергия возбуждения 6,238 кэВ, время жизни 6 мкс) при его возбуждении в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью 20 ПВт/см^2 .
7. В численном эксперименте обоснована определяющая роль горячего электронного компонента при возбуждении низкоэнергетических ядерных переходов в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше 10 ПВт/см^2 .
8. Определены условия, при которых возможен запрет распада низкоэнергетического ядерного состояния ^{201}Hg с энергией 1,561 кэВ через процесс внутренней электронной конверсии при его возбуждении в плазме, создаваемой фемтосекундным ла-

зерным импульсом интенсивностью порядка 10 ПВт/см^2 .

Практическая ценность работы определяется возможностью применения созданного аппаратно-программного комплекса в целом и развитых экспериментальных методов исследования по отдельности, для исследования лазерной плазмы и при создании перспективных лазерных фемтотехнологий. Наиболее существенным представляется в этой связи возможность использования метода оценки средней энергии горячего электронного компонента при экспресс-диагностике и контроле экспериментов по взаимодействию ФЛИ с плазмой.

Стремительное развитие фемтосекундных лазерных технологий и создание фемтосекундных систем настольного типа с частотой повторения до нескольких кГц и интенсивностью сфокусированного пучка свыше 100 ПВт/см^2 позволяет рассматривать полученные результаты как основу для практического применения эффекта возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней в плазме.

Развитые методы и подходы могут найти широкий спектр применений в таких областях как физика плазмы и ядерная физика, в том числе для решения следующих задач, носящих прикладной и фундаментальный характер:

- диагностика плотной горячей лазерной плазмы;
- создание квазимонохроматических и широкополосных источников рентгеновского излучения пикосекундной длительности;
- создание квазимонохроматических источников корпускулярного излучения пикосекундной длительности – протонов, нейтронов, α -частиц и т.п.;
- диагностика и спектроскопия низкоэнергетических ядерных уровней стабильных изотопов и близко расположенных ядерных уровней метастабильных изомерных состояний;
- исследование процессов внутренней конверсии и иных каналов распада в сильно ионизованных атомах;
- возбуждение и распад метастабильных ядерных уровней при низкоэнергетическом возбуждении как способ получения положительного энергетического выхода или создания инверсии населенности на ядерных переходах.
- разделение изотопов, обладающих низкоэнергетическими ядерными уровнями.

Защищаемые положения

1. Созданный комплекс методик и алгоритмов позволяет проводить исследования горячего электронного компонента плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью в $0,5-50 \text{ ПВт/см}^2$ и энергией менее 1 мДж, на основе измерения и анализа электронных, рентгеновских и ионных спектров плазмы;
2. Средняя энергия горячего электронного компонента *в каждой экспериментальной реализации* может быть получена по измерению выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы ФЛИ в двух спектральных интервалах;
3. Модификация свойств приповерхностного слоя мишени обеспечивает управление свойствами плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью порядка 10 ПВт/см^2 , без изменения параметров лазерного излучения: температурой теплового и горячего электронного компонентов, эффективностью конверсии в рентгеновское излучение плазмы в диапазоне энергий квантов $0,1-0,5 \text{ кэВ}$ и свыше 5 кэВ ;
4. В плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью порядка 10 ПВт/см^2 , реализуются условия, обеспечивающие возбуждение низкоэнергетических ядерных переходов с эффективностью, достаточной для эксперимен-

- тальной регистрации эффекта по наблюдению гамма-распада этих уровней;
5. Основной вклад в возбуждение ядерных уровней с энергией свыше 1 кэВ в плазме ФЛИ вносит горячий электронный компонент плазмы. На процесс возбуждения и распада низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ существенное влияние оказывает динамика параметров плазмы;
 6. Передний фронт ионного тока плазмы, образуемой фемтосекундным лазерным импульсом при воздействии на твердотельную мишень при вакууме до 10^{-5} Тор, формируется ионами водорода, углерода и кислорода, присутствующими в приповерхностном слое мишени. Эффективная очистка поверхности мишени к моменту формирования плазмы фемтосекундным лазерным импульсом может быть обеспечена нагревом поверхности лазерным импульсом, опережающим фемтосекундный лазерный импульс менее, чем на 1 мс;
 7. При давлении остаточного газа в камере взаимодействия 10^{-5} Тор расширение, остывание и рекомбинация плазмы ФЛИ при интенсивности порядка 10^{16} Вт/см² приводят к формированию отрицательных ионов для атомов, имеющих энергию сродства к электрону свыше 0,1 эВ. Энергетический спектр отрицательных ионов совпадает с энергетическим спектром положительных однократно заряженных ионов того же элемента.

Апробация работы и публикации

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: XIV-XVII Конференциях по когерентной и нелинейной оптике (Ленинград, 1991; Санкт Петербург 1995; Москва 1998; Минск 2001), Квантовая электроника и лазеры (Балтимор, 1990), Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов (Москва, 1991), Лазерные технологии (Прага, 1995; 1999), IX и X Международные симпозиумы по сверхбыстрым процессам в спектроскопии (Триест, 1995; Тарту 1997), Фемтохимия (Лозанна, 1995), X и XI Конференции по сверхбыстрым явлениям (Сан-Диего, 1996; Гармиш-Парстенкирхен, 1998), 2 и 3 Международные симпозиумы по современным проблемам лазерной физики (Новосибирск, 1997, 2000), Первое совещание по индуцированной гамма-эмиссии (Предиад, 1997), Международная конференция по сверхсильным полям в плазме (Варенна, 1997; Варенна 2001), Германо-российский лазерный симпозиум (Мюнхен, 1998), 7-11 Международные симпозиумы по лазерной физике (Берлин, 1998; Бордо, 2000; Москва, 2001; Братислава, 2002, Гамбург, 2003), Применение сверхсильных световых полей и коротковолновых источников VIII (Потсдам, 1999), 2-6 Итало-российские симпозиумы по сверхбыстрой оптической физике (Москва, 1999; Палермо, 2000; Санкт-Петербург, 2001; Москва, 2002, 2003), Сверхинтенсивные лазеры и их применение (Элоунда, 1999; Пиза, 2000), X и XI Конференция «Оптика лазеров» (Санкт-Петербург, 2000, 2003), Вторая международная конференция «Фундаментальные проблемы лазерной физики» (Саратов, 2000), Конференция по лазерам и электрооптике (Сан-Франциско, 2000; Балтимор, 2002), Рентгеновская оптика 2001 (Нижний Новгород, 2001), 4е и 5е Совещание AFOSR по изомерным ядрам (Туссон, 2001, Гамбург, 2003), Лазерные и лазерно-информационные технологии (Суздаль, 2001), Международная конференция по квантовой электронике (Москва, 2002), Взаимодействие сверхсильных световых полей с веществом (Хайяма, 2002), Международная конференция «Излучение большой энергии и вещество» (Варенна, 2003).

По теме диссертации опубликована 61 работа в реферируемых научных изданиях, в том числе 39 статей в отечественных и зарубежных научных журналах и 22 статьи в сборниках и трудах конференций, а также более 60 тезисов докладов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, двух частей (в составе четырех глав) и заключения. Работа изложена на 292 страницах, включает 109 рисунков, 10 таблиц и списки литературы (по частям, общее число ссылок 404, включая пересекающиеся).

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялся выбор направлений, объектов и методов исследования, разработка методик измерений и обработки результатов, постановка экспериментов и их проведение.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во *введении* обсуждается актуальность темы исследований, приводятся цель, задачи, научная новизна, практическая ценность работы и защищаемые положения, дается краткая аннотация содержания глав.

В *первой части* описывается созданный аппаратно-программный комплекс, включающий как ряд программных пакетов для моделирования взаимодействия ФЛИ с плазмой (*глава 1*), так и набор методик исследования горячей плотной плазмы ФЛИ (*глава 2*). Кроме того во второй главе приведены результаты экспериментов по исследованию взаимодействия ФЛИ с плазмой, формируемой на плоских твердотельных мишенях.

Исследование взаимодействия лазерного излучения с плазмой было начато в 60х годах 20-го века. Был создан целый ряд методов оптической, рентгеновской и корпускулярной диагностики лазерной плазмы, а также развиты подходы к модельному описанию формирования и динамики плазмы, создаваемой лазерным импульсом. В целом эти методы и подходы могут быть использованы и при исследовании взаимодействия ФЛИ с горячей плотной плазмой, однако специфика процессов, протекающих при таком взаимодействии, требует уточнения, адаптации и развития как экспериментальных методик, так и теоретических моделей и численных схем.

Нами был реализован комплексный подход к созданию методов и средств диагностики, в котором сочетались 1) разработка и реализация экспериментальных методов регистрации малых потоков регистрируемого излучения; 2) разработка программных алгоритмов обработки экспериментальных данных; и 3) численное моделирование процессов, протекающих в плазме.

Поскольку в данной работе в основном рассматриваются задачи, связанные с формированием и эволюцией плазмы при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 1-100 ПВт/см², в главе 1 проводится описание процессов, протекающих в этом режиме взаимодействия, и обсуждаются основные характеристики плазмы и выделены основные свойства плазмы ФЛИ, определяющие выбор наиболее эффективных методов диагностики плазмы ФЛИ при умеренных интенсивностях ФЛИ:

- экстремально высокие скорости плазменных процессов и малое время существования горячей плотной плазмы (менее 1 пс);
- высокая плотность электронов плазмы на временах порядка длительности ФЛИ, превышающая плотность твердого тела $\sim 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$;
- высокая температура термодинамически равновесной части электронов плазмы – до 500 эВ (10^7 К) при $I \sim 10 \text{ ПВт/см}^2$ и эффективная генерация мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов свыше 100 эВ;
- существенное поглощение энергии надтепловыми электронами плазмы с «температурой» свыше 3 кэВ (более 1%), повышение роли этих электронов с ростом интенсивности ФЛИ и генерация жесткого рентгеновского излучения с

энергиями квантов от 1 кэВ и выше;

- эффективное ускорение ионов плазмы тепловым и горячим электронными компонентами до скоростей свыше 10^7 см/с.

Для описания взаимодействия ФЛИ с плазмой был создан, на основе известных из литературы моделей взаимодействия лазерного импульса с плазмой, компьютерный код, учитывающий специфику плазмы ФЛИ. Соответствующая система одномерных нестационарных уравнений в частных производных описывает процессы, происходящие в плоской мишени, на поверхность которой падает равномерно распределенный поток лазерного излучения. Полная система уравнений состоит из нескольких групп. *Первая*, газодинамическая группа описывает перераспределение вещества в пространстве. *Вторая группа* уравнений описывает перенос энергии, а также перераспределение энергии между компонентами плазмы. *Третья группа* уравнений связана с расчетом ионизационного состава плазмы, то есть распределения ионов по кратностям ионизации, а также по основным и возбужденным состояниям. *Четвертая группа* уравнений описывает отражение и поглощение ФЛИ на границе раздела плазма–вакуум. Последняя, *пятая группа* уравнений описывает различные вторичные процессы, вклад которых в общий энергетический баланс мал: генерацию рентгеновского излучения, нейтронов, горячих электронов и др. Применение рассматриваемой системы уравнений подразумевает идеальность плазмы в смысле ее невырожденности, электронейтральности, малости энергии межчастичного взаимодействия по сравнению с тепловой энергией, а также максвелловского распределения электронов и ионов по энергиям. Не останавливаясь подробно на этом вопросе, отметим, что высокая температура плазмы ФЛИ обеспечивает ее невырожденность, а высокая плотность – электронейтральность и быструю термализацию поглощаемой лазерной энергии.

Модели, описываемые подобными системами уравнений, неоднократно использовались для изучения процессов, протекающих в плазме, создаваемой лазерными импульсами нано– и субнаносекундной длительности. Характерной особенностью плазмы ФЛИ являются предельно малые времена протекающих в ней процессов и предельно высокие пространственные градиенты различных физических величин, что требует специальных мер и алгоритмов при создании численных схем. Минимальная длительность импульса ФЛИ в нашей модели определяется применимостью уравнений для огибающей и составляет порядка 20–50 фс. Ограничение на максимальную длительность импульса ФЛИ связано с возможным развитием гидродинамических неустойчивостей на масштабах времен, существенно превышающих 1 пс, а максимальное время, на котором наша модель применима для описания динамики параметров плазмы, ограничивается 5–10 пс, что связано с необходимостью учета ионизации и рекомбинации через возбужденные состояния в плазме малой плотности.

В модель не включен процесс генерации горячих электронов и связанные с этим процессы ускорения ионов и генерации жесткого рентгеновского излучения. С точки зрения энергетического баланса, такое пренебрежение вполне оправданно. При необходимости учета горячих электронов (например, для оценки эффективности возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней) нами использовался феноменологический подход, при котором в каждой счетной ячейке число и энергия горячих электронов определялась интенсивностью светового поля по эмпирическим соотношениям.

Таким образом, созданная одномерная одножидкостная двухтемпературная гидродинамическая модель с нестационарной кинетикой ионизации и ограниченным тепловым потоком позволяет моделировать динамику формирования и эволюции плазмы на временах до 5–10 пс при воздействии ФЛИ с длительностью от 50 фс до 1 пс и интенсивностью от $0,2$ ПВт/см² до 50 ПВт/см².

Поскольку ряд экспериментальных задач и методик требует моделирования разлета плазмы на больших, вплоть до нескольких сотен наносекунд, временах, нами была построена соответствующая одномерная модель, имевшая ряд особенностей по сравнению с известными из литературы: в качестве начальных условий модели использовались пространственно-временные профили параметров плазмы, получаемые с помощью модели, описанной выше, на начальной стадии разлета плазма предполагалась плотной (вплоть до твердотельной), горячей (до сотен эВ) с высокой кратностью ионизации $Z \gg 1$ и большим градиентом электронной и ионной плотности; учитывалось наличие остаточного газа и формирование ударных волн на фронте разлетающейся плазмы. Расчет кинетики ионизации и рекомбинации проводился нами на основе уравнения среднего заряда с учетом ионизации и рекомбинации из возбужденных состояний. Данная модель позволяла моделировать динамику разлета плазмы на временах до сотен наносекунд.

Диагностика плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, обладает рядом специфических особенностей, определяющих необходимость развития существующих и создания новых методов оценивания параметров плазмы. В первую очередь это определяется малой энергией лазерного импульса, создающего плазму. Так, для получения интенсивности свыше 10 ПВт/см^2 при длительности импульса 100 фс и фокусировке в 2–3 дифракционных пределах достаточно энергии всего в 100 мкДж. Для сравнения, при использовании лазерных импульсов длительностью 100 пс энергия импульса, обеспечивающая ту же интенсивность на мишени, возрастает до 0,1–1 Дж. Это означает, что корпускулярные и фотонные потоки, излучаемые плазмой, достаточно малы и, с диагностической точки зрения, возникают проблемы при регистрации слабых сигналов.

Большая часть экспериментов, описываемых в диссертации, была выполнена с использованием лазерной системы сверхсильного светового поля, созданной под общим руководством С.А. Ахманова и В.М. Гордиенко. Эта установка использовалась в двух режимах, которые в дальнейшем для краткости называются DYE и ЭКСИМЕР-ФС. Фокусировка излучения системы DYE производилась специальным объективом, обеспечивающим уменьшение аберраций в области 610 нм, в том числе связанных с малой длительностью и широким спектром ФЛИ. Предельное измеренное пятно фокусировки составило 3 мкм. В случае излучения системы ЭКСИМЕР-ФС на длине волны 308 нм существенная дисперсия кварца и других материалов в УФ области спектра вынуждает использовать для фокусировки тонкие плоско-выпуклые линзы с отношением фокусного расстояния к световой апертуре не менее 10. Таким образом, в этом случае нам не удалось получить фокусировку в пятно, меньшее 10 мкм в диаметре.

Энергетический контраст ФЛИ в обоих случаях измерялся как отношение энергии ФЛИ к энергии спонтанной генерации усилителей, попадающей в приемник при закрытом впрыске ФЛИ. Длительность лазерного импульса системы DYE оценивалась по автокорреляционной функции второго порядка и составила $\tau \sim 200 \pm 50$ фс. Длительность УФ-импульса системы ЭКСИМЕР-ФС согласно оценкам не превышает 600 ± 100 фс, при этом основной вклад в удлинение ФЛИ вносит эффект, связанный с дисперсией фазовых скоростей при прохождении УФ-излучения через фокусирующую линзу.

Часть экспериментов по исследованию влияния длительности, длины волны и интенсивности на генерацию горячих электронов проводилась на лазерной системе TWINKLE на неодимовом стекле с длительностью импульса 200 фс, либо 1 пс на длине волны 1,06, 0,53 и 0,35 мкм (Вильнюсский университет). Часть экспериментов по наблюдению гамма-распада низколежащих ядерных уровней была поставлена с применением лазерной системы на неодимовом стекле, созданной в Институте квантовой оптики и нелинейной спектроскопии Макса-Борна в Берлине (система MBI). Длительность ФЛИ в данном случае

непосредственно в процессе экспериментов не контролировалась и составляла около 1 пс. Фокусировка излучения на мишень проводилась с помощью внеосевого параболического зеркала, что обеспечивало фокусировку излучения в пятно диаметром до 3 мкм.

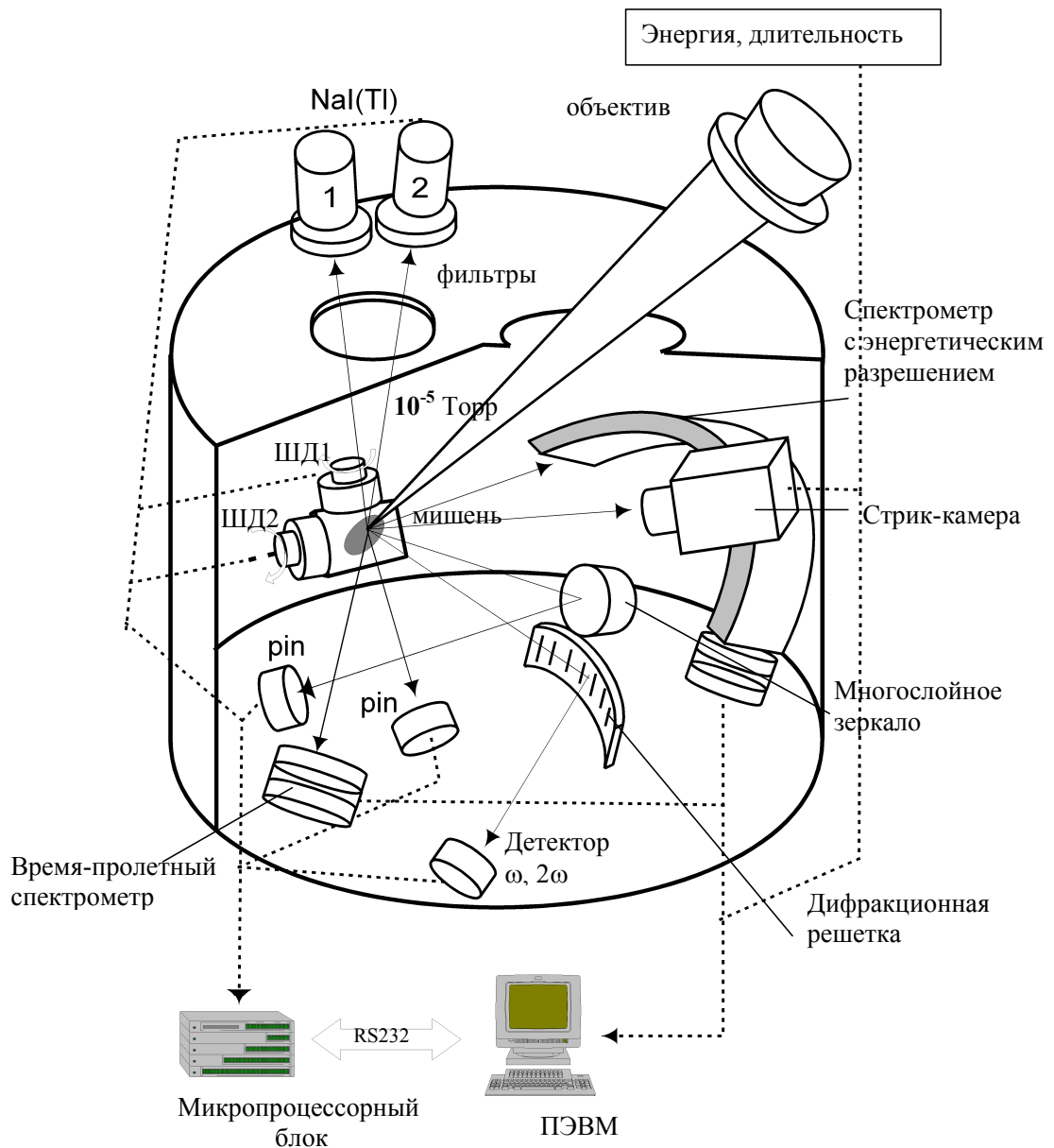


Рис.1. Общая схема комплекса диагностики плазмы

Проведение экспериментов с использованием системы сверхсильного светового поля требует создания эффективной системы автоматизации, обеспечивающей контроль и измерение параметров системы в каждом лазерном импульсе, а также съем и обработку экспериментальных данных для большого числа детекторов различного типа. Для выполнения описанных задач под руководством диссертанта была создана система автоматизации эксперимента на базе персонального компьютера. Созданная система автоматизации является распределенной, в смысле распределения различных функций между двумя процессорами: процессором персонального компьютера и процессором внешнего блока сопряжения с аппаратурой BE51.

Общая схема созданного диагностического комплекса представлена на рис.1. Излуче-

ние фокусируется на мишень, находящуюся в камере взаимодействия с давлением остаточного газа не хуже 10^{-5} Тор. Смещение мишени осуществляется по двум координатам с помощью шаговых двигателей. Для измерения выхода мягкого рентгеновского излучения из плазмы используются р-и диоды (с многослойными рентгеновскими зеркалами в качестве спектрально-селективных элементов), а жесткого – детекторы на основе ФЭУ со сцинтиллятором NaI(Tl) и наборами фильтров. Измерение временных характеристик рентгеновского излучения производится с помощью стрик-камеры с открытым электронно-оптическим преобразователем. Ионные и электронные токи плазмы измеряются с помощью время-пролетных спектрометров (один из них с электростатическим анализатором). Оптический сигнал, отраженный от плазмы, регистрируется с помощью дифракционной решетки и детектора. Управление экспериментом и обработка данных осуществляется с помощью системы автоматизации и управления.

Для тестирования созданного программного пакета проводилось сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных по свечению плазмы в мягком рентгеновском диапазоне. Измерения

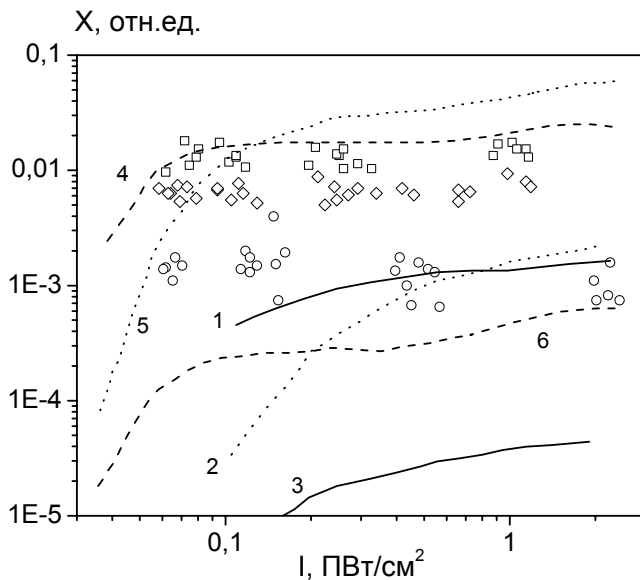


Рис.2. Экспериментальные и расчетные зависимости конверсии рентгеновского излучения η от интенсивности I для H-подобных ионов ($\lambda=4,86$ нм \blacklozenge , 2, 5), He-подобных ионов ($\lambda=6,03$ нм \blacksquare , 1, 4), в области фоторекомбинационного спектра ($\lambda=4,52$ нм \bullet , 3, 6) при прямоугольной (1-3) и экспоненциальной (4-6) границе вещества при $l_e \sim 1$ мкм.

эксперименте энергетический контраст субпикосекундного импульса к энергии спонтанного излучения составлял ~ 100). Характерный масштаб предварительного разлета мишени l_e может быть оценен как произведение скорости разлета плазмы при интенсивности $I \sim 1$ ГВт/см² $V_s \sim 10^5$ см/с на длительность импульса спонтанного излучения $\tau_s \sim 1-5$ нс. Очевидно лучшее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей для последней модели.

Как отмечалось выше, важной особенностью плазмы ФЛИ является эффективная генерация горячих электронов. Экспериментальная реализация диагностики горячего электронного компонента может быть связана с прямой регистрацией электронного спектра

проводились с использованием излучения лазерной системы ЭКСИМЕР-ФС с помощью рентгеновских р-и-п диодов. Спектральный диапазон регистрации определялся полосой пропускания многослойных рентгеновских зеркал.

Результаты моделирования представлены на рис.2 для двух начальных условий: взаимодействия лазерного импульса с изначально резкой «прямоугольной» границей вещества и с границей, экспоненциально спадающей в вакуум, что соответствует авторемодельному решению задачи об изотермическом истечении плазмы в вакуум. Введение такой границы учитывает предварительный нагрев мишени спонтанным излучением эксимерных усилителей (в

плазмы; регистрацией жесткого рентгеновского излучения плазмы; и регистрацией энергетического спектра ионов, ускоряемых на границе плазма вакуум.

Для измерения спектра электронов плазмы нами был использован специальный спектрометр с энергетическим разделением заряженных частиц в поле цилиндрического конденсатора (см. рис.1.). Регистрация частиц на выходе спектрометра производилась с помощью шевронной микро-канальной пластины. К пластинам конденсатора прикладывалось напряжение, изменением значения которого можно было управлять средней энергией регистрируемых частиц.

Измерение тока детектора с временным разрешением до 10 нс обеспечивало одновременную реализацию время-пролетных и энергоразрешающих измерений. Измеряя величину времени пролета при известном напряжении на анализирующем конденсаторе, с помощью этого спектрометра можно оценить как энергию частицы, так и отношение массы к заряду.

Спектр электронов плазмы ФЛИ мишени Si , полученный с использованием лазерной системы DYE при $I \sim 20$ ПВт/см², представлен на рис.3. Сплошная линия на рис.3 получена аппроксимацией экспериментальной зависимости с помощью суммы двух максвелловских распределений с температурами $T_e \sim 200 \pm 70$ эВ и $T_h \sim 4 \pm 1$ кэВ. Отношение концентраций двух электронных компонент составило 150 ± 70 .

Таким образом, нами впервые прямым измерением подтверждено существование двух электронных компонент и измерен энергетический спектр электронов плазмы ФЛИ при умеренной интенсивности ФЛИ $I \sim 20$ ПВт/см².

Одним из наиболее эффективных и удобных методов диагностики горячего электронного компонента плазмы является анализ спектров ее жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов свыше 3 кэВ. Для измерения выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы нами был создан детектор на основе сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ-119. Регистрация сигнала с детектора осуществлялась с помощью специально разработанного зарядо-чувствительного усилителя с 5 дискретными значениями коэффициента усиления и аналого-цифрового преобразователя. Созданный детектор обеспечивал линейность отклика по амплитуде при одновременной регистрации от 1 до 10^6 квантов с энергией порядка 8 кэВ (амплитуда сигнала зарядо-чувствительного усилителя не превышала 3 В).

Нами были разработаны два метода прецизионной фокусировки: по эффективности генерации второй гармоники на отражение от плазмы и по эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения. Практическая реализация последнего метода оказывается значительно проще, не требуя, в частности, никакой предварительной юстировки измерительного тракта. Таким образом, именно регистрация жесткого рентгеновского излучения и использовалась в дальнейшем для прецизионной фокусировки излучения на мишень.

Зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения Y из плазмы ФЛИ в различные спектральные диапазоны от интенсивности, длины волны, длительности и контраста лазерного излучения были получены с использованием лазерных систем DYE и

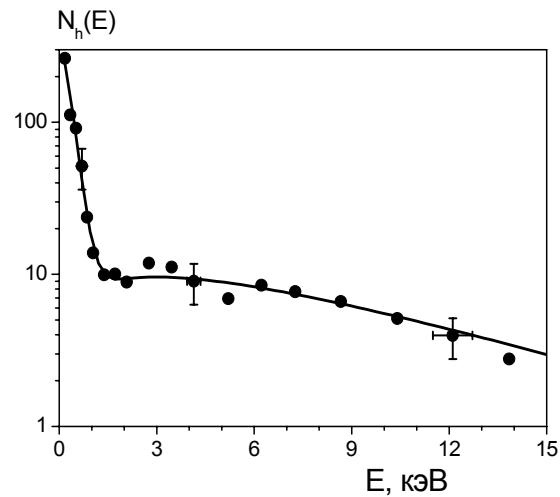


Рис.3. Электронный спектр плазмы ФЛИ.

TWINKLE. Выход рентгеновского излучения Y растет, как $I^{1,8}-I^{2,5}$. Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в жесткий рентгеновский диапазон с использованием лазерной системы DYE составил $\sim 10^{-6}$, а при использовании TWINKLE – 10^{-5} , что может быть связано с большей длительностью и худшим контрастом ФЛИ в последнем случае. Анализ данных по выходу жесткого рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны $\varepsilon_x > \varepsilon_{th}$ показал, что заметный выход рентгеновского излучения выше ε_{th} появляется при превышении порога по интенсивности I_{nop} в соответствии с простым эмпирическим соотношением:

$$I_{nop} \text{ (ПВт/см}^2\text{)} \sim \varepsilon_{th} \text{ (кэВ)}. \quad (1)$$

С целью измерения относительной эффективности преобразования лазерной энергии в различные спектральные диапазоны в зависимости от материала мишени была выполнена серия экспериментов по сравнению параметров плазмы из Si ($A=14$) и более тяжелых мишеней Fe ($A=26$), GaAs ($A=31$; $A=33$), Pd ($A=46$) и Ta ($A=73$). Оказалось, что интенсивность свечения плазмы в исследуемые спектральные диапазоны зависит от атомного номера вещества мишени A как $Y \sim A^{3/2}$.

Для оценки параметров электронного спектра в каждом лазерном выстреле нами была предложена методика, представляющая собой модифицированный метод фильтров. Пусть свечение плазмы одновременно регистрируется двумя детекторами с использованием двух различных полосовых фильтров, которые имеют коэффициенты пропускания $H_1(\varepsilon_x)$ и $H_2(\varepsilon_x)$. Тогда отношение сигналов этих двух детекторов уже не зависит от таких параметров, как кратность ионизации Z , концентрация электронов n_e и ионов n_i и др.:

$$r(T_h) = \frac{S_{1int}}{S_{2int}} = C \cdot \frac{\int H_1(\varepsilon_x) \cdot F(T_h, \varepsilon_x) d\varepsilon_x}{\int H_2(\varepsilon_x) \cdot F(T_h, \varepsilon_x) d\varepsilon_x}, \quad (2)$$

где $F(T_h, \varepsilon_x)$ – спектральная светимость плазмы, а коэффициент C определяется отношением чувствительностей детекторов и телесных углов регистрации и измеряется экспериментально.

На основе соотношения (2) нами была разработана методика оценки температуры горячих электронов T_h в каждой экспериментальной реализации. Возникает, правда, вопрос: возможно ли применение описанной процедуры в том случае, когда распределение электронов отлично от максвелловского, т.е., строго говоря, не применимо само понятие «температура», что собственно и характерно для горячего электронного компонента?

Нами было предложено использовать параметр «средняя энергия» электрона $\langle E_h \rangle$ как величину, имеющую ясный физический смысл для любой функции распределения электронов. Для сравнения с экспериментом определим среднюю энергию, как

$$\langle E_h \rangle = \frac{\int_{E^*}^{\infty} \varepsilon_e \cdot \frac{f_h^{(j)}(\sqrt{2\varepsilon_e/m})}{\sqrt{2m\varepsilon_e}} d\varepsilon_e}{\int_{E^*}^{\infty} \frac{f_h^{(j)}(\sqrt{2\varepsilon_e/m})}{\sqrt{2m\varepsilon_e}} d\varepsilon_e}, \quad (3)$$

где $f_h^{(j)}(\varepsilon_e, T_h)$ функция распределения электронов по энергии ε_e , $f_h^{(j)}(\varepsilon_e, T_h) \propto \varepsilon_e^{j/2} f_h(\varepsilon_e, T_h)$, где m – целое положительное целое число, $\varepsilon_e^{1/2} f_h(\varepsilon_e, T_h)$ – максвелловская функция распределения, а параметр T_h имеет смысл «температуры» только при $j=1$. Отметим, что при $j=0$ функции распределения соответствует наблюдаемой в плазме ФЛИ при релятивистских интенсивностях. E^* имеет смысл энергии, выше которой излучение горячего электронного компонента превышает излучение теплового компонента. Оценки показывают, что для умеренных интенсивностей этот параметр может

быть выбран, как $E^* \approx 2$ кэВ.

Наиболее важная особенность параметра $\langle E_h \rangle$ иллюстрируется рис.4: при разумном выборе пар фильтров средняя энергия $\langle E_h \rangle$ слабо зависит от значения j . Расчет на рис.4 проведен для режима умеренных интенсивностей ФЛИ. Таким образом, использование параметра $\langle E_h \rangle$ позволяет получить значение средней энергии для достаточно широкого и разумного выбора функций распределения электронов по скоростям. Проиллюстрируем описанную методику на ряде полученных нами экспериментальных результатов.

Исследование зависимости средней энергии e_h от атомного номера материала мишени А (SiO_2 , Si, Ge, GaAs, Al, Ti, Fe, Cu, Pd, Ta, W) показало, что при интенсивности ФЛИ $1-4 \times 10^{16}$ Вт/см² и длительности 200 фс в пределах ошибки измерений (порядка 25%) зависимости средней энергии горячих электронов от атомного номера мишени не наблюдается.

Зависимость средней энергии $\langle E_h \rangle$ от интенсивности, длительности и контраста ФЛИ исследовалась с использованием лазерных систем DYE и TWINKLE (мишень Si). Было получено, что для системы DYE $\langle E_h \rangle \approx (3,3 \pm 0,5) \cdot I^{0,7 \pm 0,1}$ кэВ (интенсивность нормирована на 10 ПВт/см², $\lambda=0,6$ мкм). Значение показателя 0,7 соответствует генерации горячих электронов в режиме аномального скин-эффекта, что хорошо согласуется с высоким контрастом и малой длительностью излучения лазерной системы DYE.

Иная ситуация возникает при использовании излучения лазерной системы TWINKLE. Аппроксимация полученных зависимостей дает соотношение $\langle E_h \rangle \sim I^{0,33 \pm 0,01}$, характерное для режима резонансного поглощения. В первую очередь, это связано со значительно большей длительностью излучения этой лазерной системы (1 пс). С использованием лазерной системы TWINKLE нами было также проведено измерение зависимости средней энергии $\langle E_h \rangle$ от длины волны с использованием основного излучения ($\lambda=1055$ нм), а также его второй (527 нм) и третьей гармоник (351 нм). Аппроксимация дает и в этом случае зависимость с показателем, близким к 1/3: $\langle E_h \rangle \approx (8 \pm 0,5)(I\lambda^2)^{0,34 \pm 0,03}$ кэВ.

Таким образом, нами был создан ряд методик, обеспечивающий, на основе количественных измерений выхода жесткого рентгеновского излучения в интервале от 3 до 50 кэВ, исследование особенностей генерации такого излучения в плазме ФЛИ, в том числе при создании плазмы ФЛИ при малой энергии и жесткой фокусировке. Развитый двухканальный метод фильтров позволяет по измерению жесткого рентгеновского излучения плазмы ФЛИ оценивать температуру или среднюю энергию горячего электронного компонента плазмы без применения сложных алгоритмов обработки данных. Более адекватным при описании горячего электронного компонента представляется использование величины средней энергии электронов, а не их температуры, поскольку первый параметр

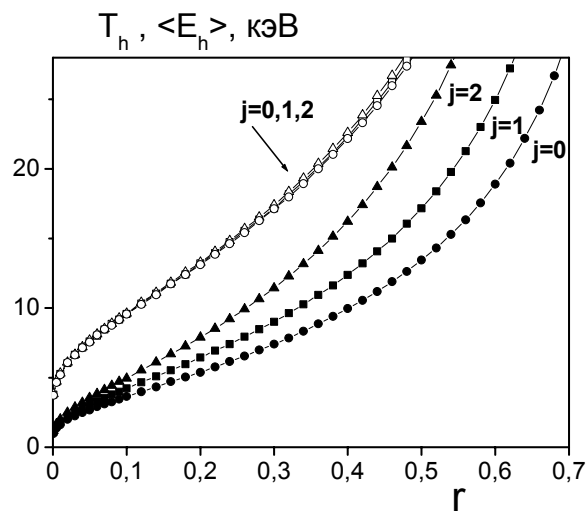


Рис.4. Зависимость температуры горячих электронов T_h при $j=0, 1, 2$ и средней энергии $\langle E_h \rangle$ от отношения сигналов двух детекторов r .

слабо зависит от типа распределения электронов по энергии. Развитый метод может быть использован в широком диапазоне интенсивностей ФЛИ, включая релятивистские интенсивности.

Для измерения энергетического и зарядового состава ионов, ускоряемых в плазме ФЛИ, нами использовались два спектрометра: описанный выше для измерения электронов и более простой вариант, не имеющий энергетического разрешения. В качестве детектора и усилителя ионного тока служила шевронная микро-канальная пластина.

Для получения количественной информации из ионных время-пролетных спектров мы использовали одномерную бесстолкновительную двухтемпературную модель расширения плазмы. Алгоритмы обработки ионных токов были развиты для случая двухтемпературного распределения электронов в плазме, состоящей из одного, либо двух (легкого и тяжелого) типа ионов.

Для мишени Si при $I \sim 20$ и 3 ПВт/см^2 получены следующие оценки параметров плазмы: $\langle E_h \rangle = 6,0 \pm 0,5 \text{ кэВ}$, $\langle E_{th} \rangle \sim 800 \text{ эВ}$, $Z_{Si} \sim 10-12$ и $\langle E_h \rangle = 1,3 \pm 0,1 \text{ кэВ}$, $\langle E_{th} \rangle \sim 250 \text{ эВ}$, $Z_{Si} \sim 6-8$. В обоих случаях отношение концентраций электронных компонент составило 10. Точность измерения параметров плазмы была оценена нами в 10% для средней энергии тепловых электронов и порядка 100% для параметров $\langle E_{th} \rangle$ и Z . Таким образом, ионные время-пролетные измерения в сочетании с созданными алгоритмами обработки данных обеспечивают оценку таких параметров плазмы ФЛИ, как температура тепловых и горячих электронов, их относительные концентрации и средний заряд плазмы в максимуме ФЛИ.

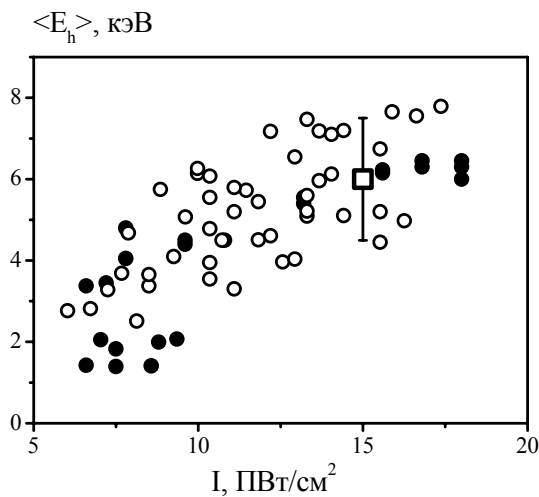


Рис. 5. Зависимость средней энергии горячих электронов $\langle E_h \rangle$ от интенсивности I , оцененная по выходу жесткого рентгеновского излучения (○), время-пролетным ионным спектрам (●) и прямым измерением электронного спектра (□).

методов позволяет рассматривать каждый из них в качестве эффективной диагностики плазмы ФЛИ, причем выбор конкретной методики зависит от потребностей и условий проведения конкретного эксперимента.

Для измерения зарядового и атомарного спектров нами был использован тот же спектрометр, что и для исследования энергетических спектров электронов. При этом для измерения тока положительных частиц была инвертирована полярность анализирующего напряжения цилиндрического конденсатора. Исследования проводились с мишенью Si с использованием излучения лазерной системы DYE. Максимальный заряд ионов, зарегистрированных в эксперименте, составил +6 для ионов Si и C и +4 для ионов O. Присутствие ионов водорода, углерода и кислорода в ионном токе связано, очевидно, с наличием на поверхности мишени пленки из масла и воды. Кроме того наличие кислорода может быть связано с окислением поверхности кремния. Мы также наблюдали отрицательные ионы H^{-1} ,

Точность измерения параметров плазмы была оценена нами в 10% для средней энергии тепловых электронов и порядка 100% для параметров $\langle E_{th} \rangle$ и Z . Таким образом, ионные время-пролетные измерения в сочетании с созданными алгоритмами обработки данных обеспечивают оценку таких параметров плазмы ФЛИ, как температура тепловых и горячих электронов, их относительные концентрации и средний заряд плазмы в максимуме ФЛИ.

На рис.5 представлены результаты оценки средней энергии горячего электронного компонента по измерению жесткого рентгеновского излучения и по ионным время-пролетным измерениям. Здесь же приведена оценка при интенсивности 20 ПВт/см^2 , полученная прямым измерением спектра электронов плазмы. Хорошее согласие всех трех методов

C^{-1} , O^{-1} и Si^{-1} . Анализ показывает, что энергетические спектры этих ионов совпадают в пределах ошибки измерения со спектром положительных ионов (рис.6). Так, энергетический спектр отрицательно заряженных ионов водорода аппроксимируется экспонентой с показателем 8,5 кэВ, а максимальная энергия таких ионов составляет 35 кэВ. Энергетические спектры однократно заряженных ионов кислорода и углерода представляют собой широкие максимумы (с шириной 3–4 кэВ) и максимумом вблизи 3–5 кэВ. Иную форму имеют спектры однократно заряженных ионов кремния: плавно спадающая в область больших энергий кривая обрывается в области 30 кэВ. Равенство энергий ионов означает равенство их скоростей и, следовательно, их нахождение в одной области пространства.

Формирование отрицательных ионов в плазме возможно по целому ряду каналов: за-

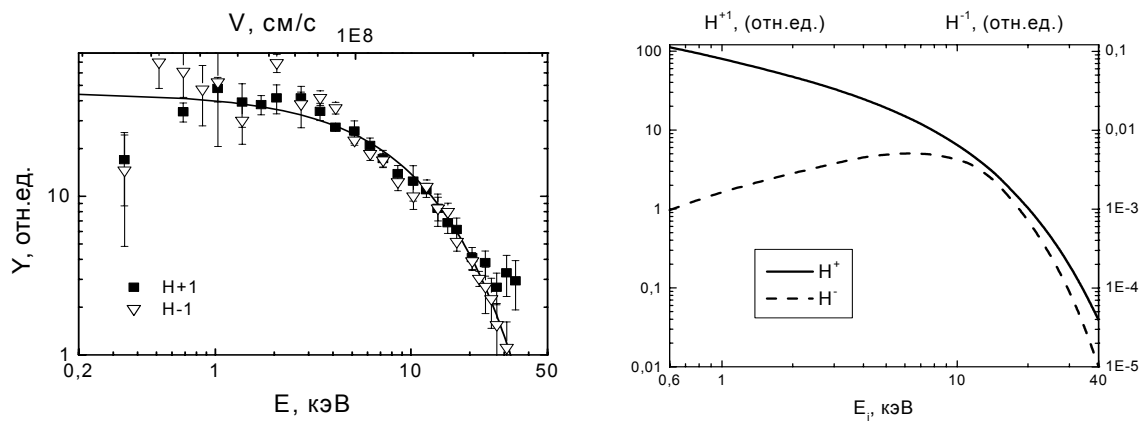


Рис.6. Энергетический спектр однократно заряженных положительных и отрицательных ионов водорода а) эксперимент (∇ – -1 , \blacksquare – $+1$) и б) расчет.

хват электрона нейтральным атомом с испусканием фотона, либо при тройном столкновении с электронами и другим нейтральным атомом, а так же однократно заряженного положительного иона с нейтральными атомами и молекулами. Рекомбинация отрицательных ионов происходит в результате столкновения с положительными ионами, атомами и молекулами, либо электронами. Нами были проведены оценки, учитывающие все эти каналы формирования и рекомбинации отрицательных ионов, поскольку скорости каждого из процессов сильно зависят от концентрации частиц, их взаимных скоростей, т.е. различные процессы оказываются определяющими на разных стадиях разлета горячей плотной плазмы. Расчеты были выполнены с учетом наличия остаточного газа в камере взаимодействия и включения соответствующих каналов формирования и рекомбинации отрицательных ионов, которые, как показали наши расчеты, и играют доминирующую роль при генерации отрицательных ионов в наших экспериментальных условиях (давление остаточного газа $p \sim 10^{-4}$ - 10^{-5} Тор, расстояние до детектора от мишени 72 см). Для энергий частиц свыше 10 кэВ наблюдается удовлетворительное совпадение энергетических спектров отрицательных и положительных ионов, хотя высокоэнергетический хвост распределения отрицательных ионов спадает несколько быстрее, чем для положительных.

Проведенные нами эксперименты с другими мишенями (Fe, Ti, и др.) показали, что отрицательные ионы формируются в наших условиях для всех атомов, энергия сродства к электрону которых превышает 0,1 эВ. Так, для Fe ($E_a = 0,164$ эВ) число отрицательных ионов существенно ниже, чем для кремния, а для Ti ($E_a = 0,08$ эВ) сигнал отрицательных ионов на регистрируется.

При проведении экспериментов по исследованию высокотемпературной плазмы,

формируемой на поверхности твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше 10 ПВт/см^2 , типичное остаточное давление в камере взаимодействия составляет 10^{-3} – 10^{-5} Тор . В таких условиях на поверхности мишени всегда присутствует углеводородный слой толщиной в единицы нанометров, сравнимой с толщиной горячего плазменного слоя $\sim 100 \text{ нм}$. Наличие углеводородного слоя приводит к существенной модификации спектра ионной компоненты плазмы, что оказывается особенно существенным при исследовании плазмы с помощью время-пролетной и масс-спектроскопической методик.

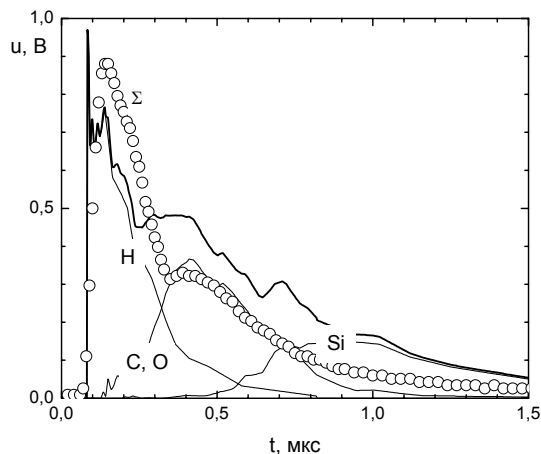


Рис. 7. Сигнал, получаемый по времяпролетной методике (O) для мишени Si, и он же, восстановленный по результатам масс-спектрометрических измерений (Σ). Тонкие сплошные линии отражают парциальные вклады различных ионов

рации выхода жесткого рентгеновского излучения в $8 \pm 3 \text{ кэВ}$ для обеих мишеней. Ионы других атомов ускоряются большей частью за счет теплового электронного компонента, имеющего для наших экспериментальных условий температуру порядка 250 эВ .

Для очистки поверхности твердотельных мишеней нами было использовано излучение газовых электроразрядных импульсных лазеров на CO_2 (длина волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, энергия в импульсе 30 мДж , длительность импульса $\tau \approx 100 \text{ нс}$) и XeCl ($0,308 \text{ мкм}$, 10 мДж , 30 нс). В процессе лазерной очистки излучение фокусировалось на поверхность мишени под углом 45° до плотности энергии в $W \sim 10$ – 20 Дж/см^2 . На поверхность мишени навстречу наносекундному лазерному импульсу под углом 45° фокусировалось р-поляризованное излучение фемтосекундной лазерной системы DYE ($I \sim 40 \text{ ПВт/см}^2$). Опережение наносекундного лазерного импульса относительно фемтосекундного определялось электронной схемой запуска и могло плавно меняться от 0 до 400 нс и от 50 мкс до 100 мс .

Эффективность очистки поверхности мишени оценивалась по ионному току плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом с применением двух методик, описанных выше. Эксперименты показали, что использование «греющего предимпульса» наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см^2 , имеющего регулируемое опережение от 100 мкс до 100 мс относительно фемтосекундного лазерного излучения, позволяет управлять количеством лазерно-индуцированных протонов высокой энергии и эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с поверхности мишени молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного те-

На рис.7 приведены времяпролетные спектры, реконструированные, исходя из данных масс-спектрометрической методики, и измеренные напрямую. Сравнительный анализ спектров показывает, что первый максимум импульса ионного тока определяется водородом, а второй – суммой вкладов кислорода, углерода и собственно материала мишени. Ионы, обладающие большей массой, набирают меньшую скорость. Анализ энергетических спектров ионов показывает, что протоны получают существенно большую энергию на единицу заряда (в среднем $9 \pm 2 \text{ кэВ}$) и их ускорение в основном определяется горячим электронным компонентом. Средняя энергия этого компонента была оценена нами также по регистра-

плового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней. Проведенные измерения зависимости процентной доли содержания наблюдаемых атомов от плотности энергии и от времени опережения показали, что процесс восстановления примесного слоя наиболее быстро идет для водорода и углерода, тогда как для кислорода восстановление происходит на 3 порядка медленнее. Пороговое значение плотности энергии, необходимое для эффективного удаления примесных атомов с поверхности мишени, составляет $1-3 \text{ Дж/см}^2$.

Вторая часть (третья и четвертая главы) диссертации посвящена применению созданного аппаратно-программного комплекса к решению двух задач: исследованию возможности управления параметрами плазмы ФЛИ за счет модификации свойств приповерхностного слоя мишени (глава 3) и исследованию возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ (глава 4).

Свойства плазмы ФЛИ существенным образом зависят от свойств поверхности мишени. Это позволяет поставить вопрос о возможности управления параметрами плазмы ФЛИ за счет модификации приповерхностного слоя плотной мишени, в том числе в целях применения такого рода мишеней для инициирования ядерных процессов в плазме ФЛИ при умеренных интенсивностях. Предметом третьей главы является изложение результатов ряда выполненных нами экспериментов с использованием мишеней с модифицированными свойствами приповерхностного слоя, для которых нами показана возможность управления такими характеристиками плазмы, как температура тепловых и горячих электронов, кратность ионизации и температура ионов, рентгеновская излучательная способность.

Повышение температуры плазмы ФЛИ и, как следствие, увеличение мощности рентгеновского излучения и смещение его спектра в область меньших длин волн может быть достигнуто за счет локализации выделяющегося тепла в тонком слое у поверхности мишени вследствие ограничения теплопроводности. В частности, это может быть достигнуто использованием в качестве мишени тонкой свободновисящей пленки. В случае, когда толщина пленки меньше длины теплопроводности, средняя температура прогретого слоя должна увеличиться.

Нами были проведены эксперименты по исследованию взаимодействия ФЛИ с использованием излучения лазерной системы DYE при $I \sim 5 \text{ ПВт/см}^2$ с мишенями в виде свободновисящих пленок углерода. Измерения показали, что при толщине пленки менее 100 нм эффективность конверсии энергии лазерного излучения в диапазон энергий квантов $0,1-1 \text{ кэВ}$ возрастает в $3,3 \pm 0,3$ раза, достигая максимума при толщине пленки порядка 25 нм (см. рис.8).

Для интерпретации полученных результатов нами было проведено численное модели-

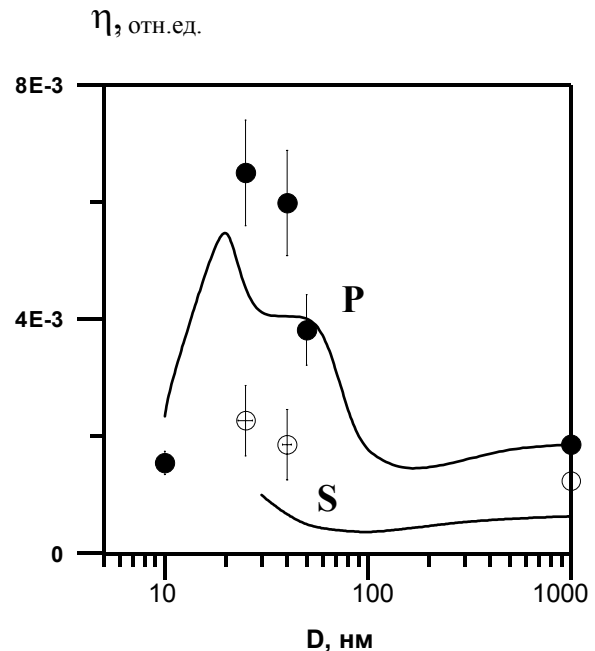


Рис.8. Зависимость эффективности преобразования в рентгеновский диапазон $0,1-1 \text{ кэВ}$ от толщины углеродной пленки D для p и s поляризованного излучения.

рование с использованием одномерной одножидкостной двухтемпературной гидродинамической модели с нестационарной кинетикой ионизации и ограниченным тепловым потоком. Расчетные зависимости (суммировались вклады линейчатого и фоторекомбинационного излучения водородо- и гелиоподобных ионов углерода) от толщины пленки углерода хорошо аппроксимируют наблюдаемые экспериментальные при нормировке на экспериментальные в одной точке – для случая р-поляризованного излучения и «толстой» пленки толщиной 1000 нм (см. рис. 8). Следует отметить, что коэффициент нормировки оказался 0,5. Это показывает, что развитая нами модель обеспечивает не только хорошее качественное, но и удовлетворительное количественное согласие с экспериментом. На основе численного анализа нами выработаны критерии оценки «оптимальной» толщины пленки, в том числе для тяжелых металлических пленок, позволяющих увеличить выход рентгеновского излучения в диапазон энергий квантов свыше 1 кэВ.

Таким образом применение тонкопленочных мишеней дает возможность управления температурой и зарядовым составом плазмы ФЛИ при использовании мишеней в виде тонких свободновисящих пленок. Сверхтонкие углеродные пленки являются эффективным источником импульсов сверхкороткой длительности в области «водяного окна» (области прозрачности воды), оптимальной для микроскопии живых клеток.

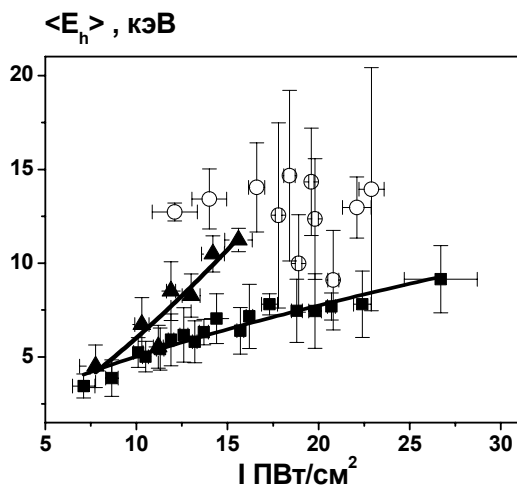


Рис.9. Зависимость средней энергии горячих электронов $\langle E_h \rangle$ от интенсивности лазерного излучения I : ■ – сплошной кремний, однократное облучение; ○ – сплошной кремний многократное облучение; ▲ – пористый кремний.

стью 5–6, причем скорость роста больше в области более жесткого рентгеновского излучения. Информация о морфологии пористого кремния была получена нами из спектров фотолюминисценции образцов. В частности была показана однозначная корреляция между увеличением эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения и наличием наноструктурированного слоя на поверхности образцов. Измерения показали также, что с ростом пористости растет средняя энергия горячего электронного компонента от 2,5 кэВ для чистого кремния ($I \sim 10$ ПВт/см²) до 4 кэВ при $P=5$ и до 7 кэВ при $P=6$. На рис.9 представлена зависимость средней энергии горячего электронного компонента от интенсивности ФЛИ для сплошной и высокопористой ($P=6$) мишеней. Поскольку температура

Существенная модификация свойств плазмы ФЛИ, в том числе увеличение средней энергии горячих электронов и температуры ионов, возможна при использовании структурированной среды, состоящей из кластеров с характерным размером $d \sim 1-100$ нм: струи кластеров, либо наноструктурированным слоем на поверхности мишени: коллоидные металлические пленки, пористые материалы, наноразмерные металлические щетки. Для пористых материалов существует возможность управления морфологией материала: размером и формой частиц, степенью пористости и пр.

Одним из наиболее интересных и легко доступных пористых материалов с хорошо управляемой морфологией является пористый кремний, который и использовался в наших экспериментах, показавших значительный, на 2–3 порядка, рост эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения в диапазон $\varepsilon_x > 3$ кэВ для образцов с пористостью 5–6, причем скорость роста больше в области более жесткого рентгеновского излучения.

(или средняя энергия) горячих электронов увеличивается для пористого кремния $P \sim 6$ при $I \sim 20$ ПВт/см² в 1,5 раза, а эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения в диапазон энергий квантов $\varepsilon_x > 4$ кэВ возрастает в 2–3 раза, то отношение эффективностей генерации горячих электронов для пористого и сплошного кремния составляет $1 \pm 0,3$. Дополнительные исследования, проведенные с использованием излучения лазерной системы TWINKLE (длительность 200 фс с плохим контрастом, либо 1 пс), показали, что в таком режиме взаимодействия формируемая плазма одинакова для сплошного и пористого образцов.

Нами также были выполнены время-пролетные измерения ионного тока плазмы ФЛИ высокопористого кремния, показавшие, что спектр ионов в этом случае слабо отличается от аналогичных данных, полученных для сплошного кремния.

Формирование плазмы при взаимодействии ФЛИ с наноструктурированными мишенями отличается по целому ряду аспектов от случая взаимодействия с плоскими твердотельными мишенями. За счет развитой поверхности и внутренних пустот для наноструктурированных мишеней существенно увеличивается площадь границы плазма-вакуум. Так, в высокопористом кремнии при $P=6$ поверхность поглощающего слоя увеличивается в 600 раз. Это означает, что число электронов, взаимодействующих с неоднородной электромагнитной волной вблизи границы плазма-вакуум, также возрастает.

Кроме того, амплитуда осцилляций электрона в поле световой волны становится сравнимой с расстоянием между кластерами. Вследствие этого часть электронов, ускоренных вблизи поверхности кластера, не возвращается обратно из-за столкновений с ионами соседних кластеров. Это приводит к увеличению эффективной частоты «столкновений» электрона с поверхностью $\nu_{ec} \propto P^{1/3}$ и, следовательно, к увеличению средней энергии, получаемой электроном за лазерный импульс. Так при $P \sim 6$ и размере кластера 2–3 нм частота «столкновений» электрона с энергией 5 кэВ с поверхностью кластера достигает 10^{16} с^{-1} , что превышает частоту лазерного импульса ($10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$).

Во всех экспериментах, описанных в предыдущих разделах, мишень смещалась после каждого лазерного импульса для обеспечения взаимодействия ФЛИ с неповрежденным участком поверхности. Нами был развит подход, при котором «приготовление» структурированной поверхности производилось непосредственно во время эксперимента: первый ФЛИ формировал кратер с сильно развитой поверхностью, а последующий ФЛИ используется и для формирования плазмы и для подготовки кратера. В этих экспериментах ис-

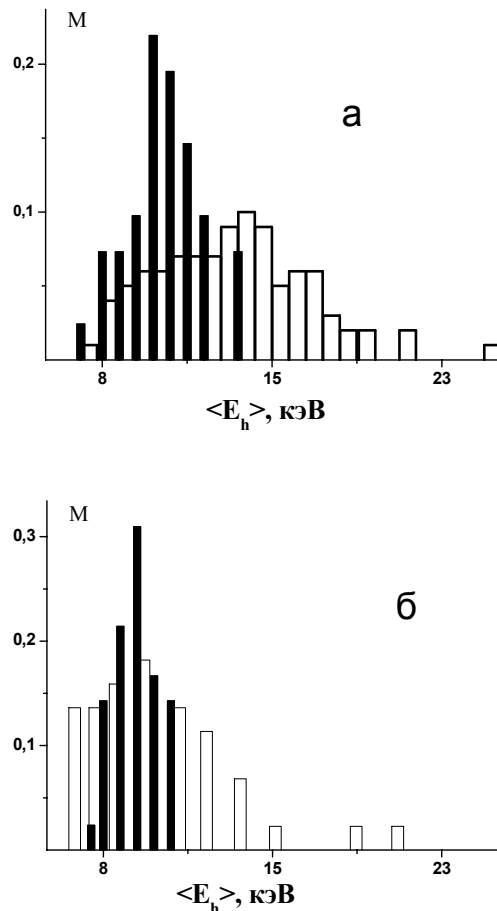


Рис. 10. Гистограмма распределения средней энергии горячих электронов $\langle E_h \rangle$ для мишеней: а – кристаллический кварц, б – плавный кварц (сплошные столбики – первый импульс, заштрихованные – лазерномодифицированные мишени).

пользовалось излучение лазерной системы DYE при интенсивности на мишени до 50 ПВт/см^2 . В качестве исходной мишени использовались: плоские полированные пластины монокристаллического кремния, германия, кристаллического и аморфного кварца; а также ряда металлов – титана, палладия, железа, тантала, вольфрама, кристаллического циркония и др.

Выход мягкого рентгеновского излучения не менялся по абсолютной величине при переходе от сплошной к лазерно-модифицированной мишени и слабо спадал при увеличении числа импульсов в одну точку на мишени. В области жесткого рентгеновского спектра было получено, что с ростом интенсивности выход рентгеновского излучения нарастает для лазерно-модифицированных мишеней быстрее, чем для сплошной плоской мишени. Оценка средней энергии горячих электронов для лазерно-модифицированного кремния (см. рис. 9) дает $\langle E_h \rangle = 12,6 \pm 3 \text{ кэВ}$, что демонстрирует существенный перегрев горячего электронного компонента в этом случае. Отметим, что поворот поляризации ФЛИ на 90° не влияет на характеристики горячего электронного компонента.

При использовании лазерно-модифицированных мишеней существенно меняется характер сигнала, измеряемого с помощью время-пролетного спектрометра. Эти зависимости характеризуются наличием нескольких (до 4–5) максимумов. При этом положение максимумов меняется от реализации к реализации. Существенные изменения ионного тока наблюдаются при установке время-пролетного спектрометра со стороны падающего, либо отраженного лазерного излучения. В случае сплошной и пористой мишеней регистрируется только один максимум со скоростью

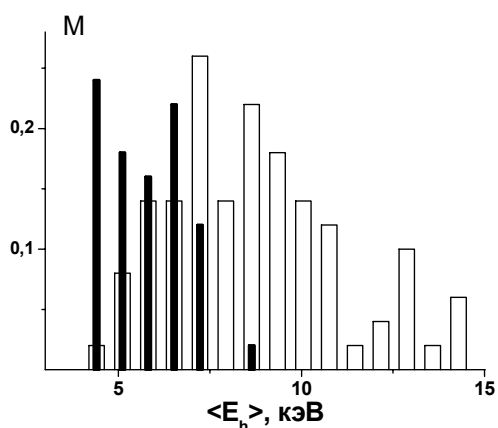


Рис. 11. Гистограмма распределения средней энергии горячих электронов $\langle E_h \rangle$ для кремния (сплошные столбики) и кремния с пирамидальными ямками на поверхности (незаштрихованные столбики).

распространения, соответствующей тепловому электронному компоненту. Это подтверждает, что основная масса горячей плазмы летит в виде конуса нормально к средней поверхности мишени. Зависимости, регистрируемые в случае лазерно-модифицированной мишени существенно иные. В них по-прежнему присутствует максимум, соответствующий быстрой ионной компоненте (с несколько меньшей скоростью распространения, чем по нормали к мишени), наблюдается нестабильная многопиковая структура, отсутствует зависимость от поляризации лазерного излучения. Таким образом, для лазерно-модифицированных мишеней характерен почти изотропный разлет плазмы. Наличие нескольких максимумов в зависимости ионного тока от времени указывает на существенную роль микронеоднородностей поверхности кратера.

Для выяснения роли структуры образца нами был проведен эксперимент с двумя образцами кварца: кристаллическим и плавленым кварцем. Анализ результатов показал (см. рис. 10), что в усредненной по 50-ти реализациям средняя энергия горячих электронов возрастает в случае кристаллического образца от $\langle E_h \rangle = 7,2 \pm 1 \text{ кэВ}$ до $\langle E_h \rangle = 12 \pm 3 \text{ кэВ}$ и не изменяется в случае плавленого образца ($\langle E_h \rangle = 6,6 \pm 1 \text{ кэВ}$ и $6,2 \pm 3 \text{ кэВ}$ соответственно).

Регулярную структуру, аналогичную кратеру, можно создать и с помощью литографических методов. В частности, нами были проведены исследования структуры в виде регулярной двумерной решетки пирамидальных ям на поверхности Si. Исследование выхода

жесткого рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны показало существенное (в 10 и более раз) превышение выхода и средней энергии горячих электронов в случае структурированной поверхности по сравнению с плоским кремнием (см. рис. 11). В отличие от гладкой поверхности, зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения от поляризации не наблюдалось.

Одним из способов управления параметрами плазмы ФЛИ является увеличение поглощения лазерного излучения за счет возбуждения поверхностных электромагнитных волн на границе плазма-вакуум. Нами проведены оценки возможности возрастания локального электромагнитного поля на границе раздела плазма-вакуум при воздействии ФЛИ на модифицированную поверхность мишени. В результате расчетов коэффициента усиления локального поля в плазме твердотельной плотности, сформированной на поверхности с модифицированной поверхностью (решетки, пористый слой и пр.), были выявлены общие требования к параметрам лазерной плазмы: высокая температура лазерной плазмы ($T_e > 300$ эВ) и низкая кратность ионизации вещества ($Z < 15$), что соответствует условиям $|n| \ll |m|$ и $|n| \ll 1$, которые соблюдаются и в случае возбуждения ПЭВ на поверхности металлической решетки невозмущающим лазерным излучением.

Таким образом, при формировании плазмы в твердотельных модифицированных мишенях при умеренных интенсивностях в $10\text{--}100$ ПВт/см² возможно увеличение температуры горячих электронов и их числа, а также получение сильно неравновесной плазмы с температурой ионов в $1\text{--}50$ кэВ. Следовательно, оказывается возможным постановка ряда уникальных экспериментов, в том числе и по ядерным процессам в плазме ФЛИ, реализация которых до настоящего времени связывалась с применением больших лазерных систем и достижением с их помощью релятивистских интенсивностей. По сути, речь идет об исследовании ядерных процессов в малом объеме при малом энергокладе в мишень.

В 4-ой главе диссертации рассмотрено возбуждение низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ. В 1997 нами было предложено использовать для возбуждения ядерных переходов с энергией до $10\text{--}20$ кэВ плазму, создаваемую сверхкоротким лазерным импульсом с длительностью менее 1 пс и интенсивностью в $1\text{--}100$ ПВт/см². Такая плазма обладает рядом важных преимуществ: плотность ионов, близкая к твердотельной $\sim 5 \times 10^{22}$ см⁻³; высокая кратность ионизации и, как следствие, плотность электронов свыше 10^{23} см⁻³; температура тепловых электронов до 1000 эВ; наличие горячего электронного компонента со средней энергией в $15\text{--}20$ кэВ в рассматриваемом диапазоне интенсивностей.

Среди основных механизмов возбуждения ядер фотонами и электронами плазмы следует отметить следующие: обратная внутренняя электронная конверсия, неупругое рассеяние электронов плазмы на ядрах, прямое фотопоглощение равновесного теплового и линейчатого излучения плазмы, возбуждение ядер в атомных переходах, обратный электронный мостик. Анализ эффективностей этих механизмов показывает, что в плазме ФЛИ могут быть созданы условия для возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней, а эффективность фотовозбуждения становится достаточной для экспериментальной регистрации эффекта.

При взаимодействии ФЛИ с плазмой генерируется большое число горячих электронов, и плазма ФЛИ становится эффективным источником жесткого рентгеновского излучения. Это существенно увеличивает эффективность возбуждения ядерных уровней с энергией свыше $1\text{--}2$ кэВ – диапазона, в котором интенсивность рентгеновского свечения плазмы, связанного с тепловым электронным компонентом, быстро падает.

Таким образом, применение ФЛИ для создания плазмы позволяет существенно расширить диапазон энергий ядерных уровней, возбуждение которых можно рассматривать с точки зрения экспериментальной реализации. Принимая для температуры горячих элект-

тронов $\langle E_h \rangle$ простую аппроксимацию $\langle E_h \rangle \approx 5(I\lambda^2)^{0.7}$ кэВ (интенсивность нормирована на 10 ПВт/см^2 , длина волны на 1 мкм), полученную нами в результате анализа экспериментальных данных, и считая, что для возбуждения ядерного уровня с энергией ε_n необходимо приблизительное выполнение соотношения $\varepsilon_n \approx \langle E_h \rangle$, можно построить простую диаграмму (рис.12), демонстрирующую, что уже при интенсивностях до 100 ПВт/см^2 возможно возбуждение ядерных уровней с энергией до 15 кэВ .

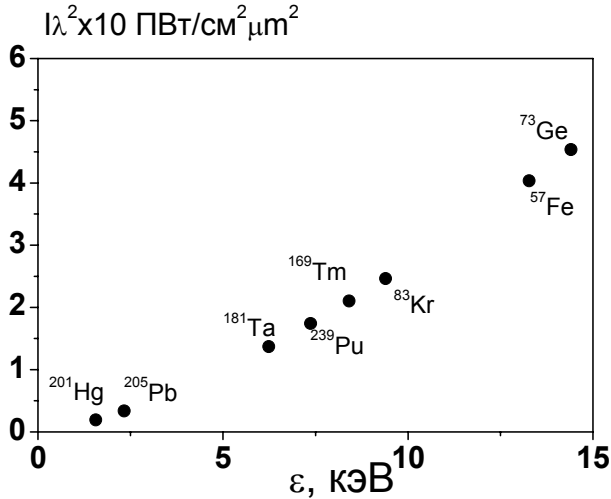


Рис.12. Зависимость «оптимальной» интенсивности I от энергии низкоэнергетического ядерного уровня

единицу. В то же время стабильные изотопы вольфрама не имеют низкоэнергетических ядерных уровней.

Предварительная оценка числа возбужденных ядер N^* может быть сделана на основе полученных в главе 2 данных об эффективности K_x преобразования энергии лазерного импульса W в рентгеновский диапазон с энергией квантов свыше 2 кэВ :

$$N^* \approx \frac{\delta E_n}{\varepsilon_n^2} K_x W, \quad (4)$$

где $\delta E_n \sim 1 \text{ эВ}$ – спектральная ширина уширенного ядерного уровня и учтено, что ширина спектра жесткого рентгеновского излучения плазмы ΔE_x и температура горячих электронов T_h совпадают по порядку величины с энергией ядерного уровня ε_n . Поскольку для мишени из Ta при интенсивности лазерного импульса 20 ПВт/см^2 $K_x \sim 2 \times 10^{-5}$, то при $W \sim 1 \text{ мДж}$ получим $N^* \sim 1000$ в одной лазерной вспышке. С учетом коэффициента внутренней конверсии это дает около 10 гамма-распадов в полный телесный угол. Эти оценки свидетельствуют о реалистичности регистрации эффекта в режиме счета одиночных гамма-квантов при обеспечении телесного угла регистрации порядка 10^{-2} стер.

Нами проведены эксперименты с использованием двух лазерных систем: DYE, являвшейся базовой для разработки методологии эксперимента, и MBI. Эксперимент проводился с двумя мишенями – Ta и W . В первой серии экспериментов регистрация собственного рентгеновского излучения плазмы и гамма квантов, соответствующих распаду изомерного уровня, осуществлялась через выходные окна камеры, представляющие собой бериллиевые фольги толщиной 100 мкм , с помощью двух рентгеновских детекторов на основе ФЭУ-119 и сцинтиллятора $NaI(Tl)$. Монохроматический источник ^{55}Fe , излучающий рентгеновские $\text{Mn } K_{\alpha 1,2}$ кванты с энергией $5,9 \text{ кэВ}$, служил для калибровки детекто-

Для проведения экспериментов был выбран изотоп ^{181}Ta , что определялось рядом соображений: 100%-ным содержанием изотопа в естественном образце; относительно малой энергией первого возбужденного уровня; достаточно большим временем жизни возбужденного состояния, позволяющим легко разделить во времени гамма кванты и собственное рентгеновское излучение плазмы; и возможностью проведения тестовых экспериментов с мишенью W . Плазма вольфрама практически неотличима по своим интегральным характеристикам от плазмы тантала, поскольку их атомные номера отличаются лишь на

ров, а также для оценки вероятности регистрации рентгеновского кванта с энергией 5,9 кэВ в наших экспериментах.

Пример полученной зависимости числа гамма-квантов от времени приведен на рис.13а. Полученная оценка на время жизни возбужденного низкоэнергетического ядерного состояния $\tau_{\text{nuc}}=9,4\pm 1,7$ мкс находится в хорошем соответствии с известным из литературы значением в 8,7 мкс. Оценка общего числа возбужденных в лазерной плазме ядер (с учетом эффективности методики регистрации, телесного угла приема детектора, коэффициента ВЭК) дает значение в 10^3-10^4 ядер за одну лазерную вспышку.

Во второй серии экспериментов с лазерной системой МВИ, проведенных при той же интенсивности $I\sim 10$ ПВт/см², в качестве детектора рентгеновского и гамма излучения был использован электронно-оптический преобразователь с микро-канальной пластиной. Пространственное разрешение системы позволяло одновременно и независимо регистрировать большое число рентгеновских квантов. Импульсное питание МКП обеспечивало подавление сигнала, связанного с регистрацией собственного рентгеновского излучения плазмы. Для подсчета числа событий использовались специальные алгоритмы распознавания изображений пакета IMAQ в составе LabView.

Анализ данных, как и в первой серии экспериментов, показывает статистически достоверное превышение числа событий для мишени из Ta над аналогичным значением для мишени W во всем диапазоне времен задержек. Аппроксимация последней зависимости экспоненциальной функцией дает для времени жизни τ_{nuc} оценку в 7 ± 3 мкс. Полное число возбужденных ядер с учетом телесного угла приема МКП, квантовой эффективности МКП и коэффициента ВЭК оказывается порядка 10^6-10^7 в каждой лазерной вспышке (при оценке учтено также, что экспериментальная зависимость является интегралом по времени от реальной кинетической кривой распада).

В первом эксперименте полное число ядер в плазме объемом $V\sim 5\times 5\times 1$ мкм³ составляло около 10^{12} . Таким образом, эффективность возбуждения достигает $\eta_{1e}\sim 10^{-8}-10^{-9}$. Во втором эксперименте полное число ядер в объеме плазмы $V\sim 80\times 80\times 1$ мкм³ составляло порядка 5×10^{14} , что дает для эффективности возбуждения $\eta_{2e}\sim 2\times 10^{-8}-2\times 10^{-9}$. Незначительное расхождение в оценках эффективности возбуждения, полученное в двух независимых экспериментах, может быть связано как с различной температурой горячих электронов

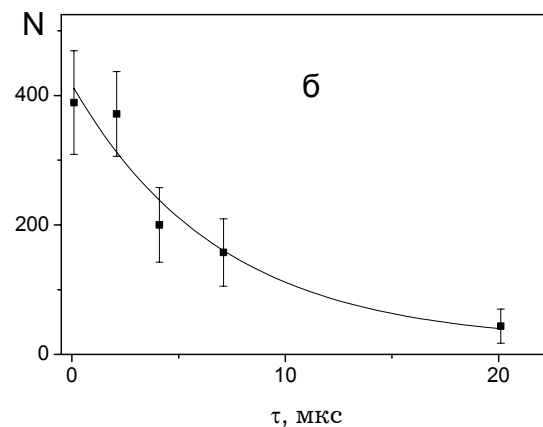
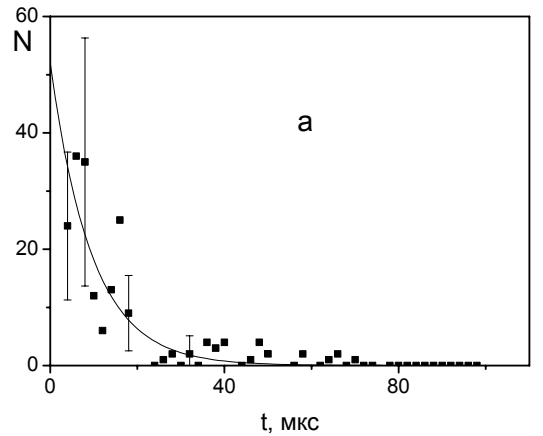


Рис.13. Зависимость числа гамма-квантов от момента их регистрации для экспериментов, проведенных а) в МГУ и б) в МВИ.

плазмы вследствие разницы длин волн и интенсивностей $T_{h1}/T_{h2} \propto (\lambda_1 I_1^2 / \lambda_2 I_2^2)^{1/3} \approx 0,6$, так и с большей длительностью лазерного импульса во втором эксперименте (поскольку время существования горячего электронного компонента приблизительно совпадает с длительностью лазерного импульса).

Для дальнейшей интерпретации полученных экспериментальных данных нами был проведен анализ особенностей возбуждения и распада низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ. Последовательное описание динамики возбуждения низкоэнергетических ядерных переходов в горячей плотной плазме, создаваемой лазерными импульсами субпикосекундной длительности, требует учета специфики процессов, протекающих в такой плазме. В частности, время жизни возбужденного низкоэнергетического ядерного уровня $\tau_{нис} > 1$ нс намного превышает времена разогрева и остывания плазмы $\tau_p \sim 1-10$ пс. Следовательно, возбуждение таких уровней происходит в существенно нестационарном режиме. Важным становится и учет уширения ядерного перехода за счет эффектов Доплера, Зеемана, Штарка и пр.

Поскольку эффективность возбуждения ядерных уровней в плазме ФЛИ зависит от плотности электронов и ионов, их температур и иных параметров, то нами был проведен анализ влияния динамики параметров плазмы на эффективность возбуждения. Численное моделирование проводилось с использованием программного кода, созданного для описания взаимодействия ФЛИ с плазмой. Расчет плотности фотовозбужденных ядер проводился на каждом временном шаге для каждой ячейки пространственной сетки, а затем производилось интегрирование по пространству и, при необходимости, по времени. При расчете для данной пространственной ячейки использовались текущие значения параметров плазмы в этой ячейке. Расчет производился как для теплового, так и для горячего электронного компонента, причем доля горячих электронов принималась равной 1%.

Во всех случаях учет динамики параметров плазмы приводил к снижению оценки на эффективность фотовозбуждения ядерного уровня. Сильная пространственно-временная зависимость температуры тепловых электронов плазмы приводит к существенному снижению эффективности фотовозбуждения ядерного уровня даже для 1,561 кэВ уровня изотопа ^{201}Hg . Так толщина прогретого плазменного слоя не превышает 1 мкм, а время, в течение которого температура слоя достаточна для эффективного возбуждения ядерного уровня, совпадает с длительностью лазерного импульса. В то же самое время горячий электронный компонент обеспечивает эффективное возбуждение ядерного уровня. Как и ожидалось, для ядерного уровня изотопа ^{181}Ta с энергией 6,238 кэВ тепловые электроны играют незначительную роль, в то время как учет динамики параметров плазмы не вносит существенных изменений в оценку эффективности фотовозбуждения этого ядерного уровня. Следовательно, наши расчеты подтверждают основную роль горячих электронов даже в случае ядерных уровней с энергиями порядка 1 кэВ.

Нами был также рассмотрен ряд задач, связанных с применением эффекта возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ. Существенное расширение поля исследований связано с переходом к исследованию возбуждения ядерных уровней, лежащих вблизи долгоживущего метастабильного уровня. С одной стороны, для таких уровней в еще большей степени, чем для низкоэнергетических ядерных уровней, характерны неполнота, либо отсутствие информации о свойствах этих состояний. С другой, здесь могут рассматриваться проблемы ускорения распада метастабильных ядерных уровней малым по энергии рентгеновским квантом. Наиболее оптимистично оценки выглядят при рассмотрении ядерных переходов с энергией 20–100 кэВ, для возбуждения которого необходима интенсивность в 100–1000 ПВт/см². В качестве примера можно привести изо-

топ ^{178}Hf с временем жизни метастабильного уровня 4,1 с. В этом случае с помощью рентгеновского кванта с энергией 88,9 кэВ можно инициировать рентгеновский каскад с общей энергией 1100 кэВ.

Помимо первого возбужденного ядерного уровня существует целый ряд изотопов, в которых присутствует набор таких уровней, отделенных друг от друга и от основного состояния промежутками в 1-50 кэВ: ^{73}Ge , ^{83}Kr , ^{161}Dy , ^{171}Yb , и т.д. Так, по нашим расчетам для ^{161}Dy двухквантовое возбуждение уровней 2 и 3 (через уровень 1) имеет тот же порядок величины, что и одноквантовый процесс. При большей температуре электронов $T_h > 30$ кэВ эффективность двухквантового процесса становится даже большей, чем эффективность одноквантового. В то же самое время эффективность трехквантового процесса значительно меньше, чем одноквантового процесса, что связано с низкой вероятностью M2 перехода 2→3. Таким образом, многоквантовые процессы могут играть важную роль при возбуждении в плазме ФЛИ ядерных уровней в изотопах, обладающих подобной структурой уровней.

На кинетику распада низкоэнергетических ядерных состояний существенное влияние оказывают процессы, протекающие при остывании, рекомбинации и расширении плазмы в окружающее пространство. Действительно, глубокая ионизация атомных оболочек может привести к полному, либо частичному, подавлению внутренней электронной конверсии – основного канала распада возбужденного ядерного уровня. Это, в свою очередь, может привести к увеличению времени жизни возбужденного ядерного состояния вплоть до значения, соответствующего обратной радиационной ширине уровня.

Численный анализ процесса внутренней электронной конверсии (ВЭК) для ионов с высокой кратностью ионизации был выполнен с использованием трех программ: программы расчета процесса ВЭК в ионизованных атомах и двух одномерных гидродинамических кодов, с добавлением специального модуля расчета коэффициента ВЭК в текущей пространственно-временной ячейке численной сетки.

Результаты расчетов показывают, что наличие аргона в камере взаимодействия приводит к смещению кратности ионизации Z на фронте разлетающейся лазерной плазмы в сторону больших значений. При этом в случае атомов ртути при интенсивности лазерного излучения 30 ПВт/см² оказывается возможной ситуация сохранения ионов с $Z > 26$ в количестве порядка нескольких процентов от общего числа ионов на временах порядка 0,1–1 нс, сравнимых с временем жизни возбужденного состояния ядра ^{201}Hg . Анализ показывает, что наличие таких ионов приводит к значительному увеличению количества гамма-распадов возбужденных ядер и к увеличению времени жизни возбужденного состояния ядра.

Зарегистрированное нами существенное увеличение эффективности возбуждения низкоэнергетических изомерных ядерных уровней изомерных в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью свыше 10 ПВт/см², позволяет вернуться на новом уровне к идее о разделении изотопов за счет селективного возбуждения низкоэнергетического ядерного уровня одного из них. Ключевой идеей предлагаемого способа разделения изотопов является получение в результате такого процесса однократно ионизованных ионов одного выделенного изотопа за счет селективного фотовозбуждения его низкоэнергетического уровня с последующим распадом через внутреннюю электронную конверсию. При этом предполагается, что другие изотопы с тем же зарядом ядра не имеют низкоэнергетического изомерного ядерного уровня вблизи области фотовозбуждения.

Оценки показывают, что для фемтосекундного лазера с энергией в импульсе порядка 1 Дж и частотой следования импульсов 30 Гц возможно получение микроскопиче-

ских количеств изотопа Fe-57 до 10 нг в час. Степень обогащения изотопа будет определяться эффективностями процессов рекомбинации ионов плазмы до атомарного состояния и вытягивания однократно ионизованных ионов из объема рекомбинировавшего газа. Данный подход может быть распространен и на сепарацию нестабильных долгоживущих изотопов.

Основные результаты и выводы

1. Создан ряд программных пакетов, позволяющий проводить численное моделирование одномерной пространственно-временной динамики формирования и разлета плазмы при воздействии на нее ФЛИ интенсивностью от 10^{14} до 10^{17} Вт/см² и длительностью до 1000 фс, в том числе при наличии предимпульса. Эти пакеты использованы при анализе данных, получаемых в экспериментах по оптической, рентгеновской и ионной диагностике плазмы.
2. Показано, что расчет кинетики ионизации и рекомбинации разлета горячей плотной плазмы с начальными температурой свыше 100 эВ и плотностью, близкой к твердотельной, должен проводиться с учетом связно-связанных электронных переходов. Число возбужденных уровней, которые необходимо учитывать при таком расчете, изменяется от 3 до 10 в зависимости от плотности и температуры плазмы, а также ее атомарного состава.
3. Проведены измерения выхода мягкого рентгеновского излучения из плазмы ФЛИ для мишеней с различным атомным номером (В₄С, Fe, Та) и показано, что при воздействии ФЛИ с интенсивностью свыше 10^{15} Вт/см² ($\lambda=308$ нм, $\tau\approx 400$ фс) формируется горячая плотная плазма с температурой свыше 100 эВ, время жизни которой не превышает 3–5 пс. При этом для легких мишеней (В₄С) основная часть энергии рентгеновского спектра заключена в линейчатом излучении водородо- и гелиоподобных ионов при эффективности конверсии до 1 %.
4. Создан аппаратно-диагностический комплекс, позволяющий проводить характеризацию горячего электронного компонента на основе индуцируемых им процессов: регистрации электронов, ионов и рентгеновского излучения плазмы:
 - 4.1. Зарегистрирован энергетический спектр электронов плазмы ФЛИ и подтверждено, что он состоит из двух компонентов, каждый из которых может быть аппроксимирован максвелловским распределением с температурой в 250 эВ и 4 кэВ соответственно (при $I\sim 2\times 10^{16}$ Вт/см², $\lambda=616$ нм, $\tau=200$ фс);
 - 4.2. Показано, что эффективно преобразования в жесткое рентгеновское излучение в плазме ФЛИ (энергия квантов свыше 3 кэВ) пропорциональна атомному номеру мишени $A^{3/2}$ вне зависимости от спектрального интервала регистрации в диапазоне 3–100 кэВ и достигает 10^{-5} при интенсивности 2×10^{16} Вт/см²;
 - 4.3. Предложен и реализован метод оценки средней энергии горячего электронного компонента в одном лазерном импульсе, основанный на одновременной регистрации энергии рентгеновского излучения в двух спектральных интервалах. С помощью этого метода прослежено изменение средней энергии горячего электронного компонента при изменении параметров ФЛИ ($I\sim 5\times 10^{15}$ – 4×10^{16} Вт/см², $\lambda=532, 616, 1064$ нм, $\tau=0,2$ и 1 пс). Темп роста средней энергии горячих электронов с интенсивностью ФЛИ для мишени Si составляет $\varepsilon_h\sim I^{0,7\pm 0,1}$ при высоком контрасте ($>10^4$ по интенсивности) и длительности импульса 200 фс и $\varepsilon_h\sim I^{0,3\pm 0,1}$ при плохом контрасте (хуже 100 по интенсивности) импульса длительностью 200 фс или длительности импульса 1 пс. Показано, что средняя энергия горячего электронного компонента не зависит от атомного номера и материала мишени при изменении атомного номера от 13 (Al) до 81 (Hg), а эффективность конверсии в горячий электронный компонент растет как $A^{1/2}$; оценена эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию горячего электронного компонента в 0,1–5 %. Пред-

ложена модификация метода, позволяющая использовать его при релятивистских интенсивностях ФЛИ;

- 4.4. Реализованы алгоритмы для анализа энергетического, зарядового и атомарного спектров ионов плазмы ФЛИ, позволяющие оценивать по одной экспериментальной реализации температуру и относительную концентрацию теплового и горячего электронных компонентов, средний заряд плазмы и другие параметры при интенсивности ФЛИ свыше 10^{14} Вт/см² с точностью лучше 50%. Так при $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см² для плазмы Si получено, что кратность ионизации составляет $Z \sim 10$, температура тепловых электронов $T_e \sim 500$ эВ, а относительная концентрация горячих и тепловых электронов $\xi \sim 100$.
- 4.5. Показано совпадение оценок средней энергии горячих электронов, полученных по измерению электронного, ионного и рентгеновского спектров плазмы, составляющих $\epsilon_h \sim 7 \pm 2$ кэВ при $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см², $\tau \sim 200$ фс, $\lambda = 616$ нм (мишень Si);
- 4.6. Выявлено, что передний фронт ионного тока плазмы ФЛИ (по нормали к поверхности мишени), образуемой при воздействии на твердотельную мишень (Si, Ti) в вакууме до 10^{-5} Торр, формируется преимущественно ионами водорода (а также углерода и кислорода), распространяющимися со скоростью до 2×10^8 см/с. Средняя энергия ионов водорода составляет 9 кэВ при $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см², а максимальная энергия достигает 35 кэВ. Средняя энергия ионов кремния при этом не превышает 3 кэВ/нуклон, при том что максимальная энергия достигает 70 кэВ для ионов Si³⁺. При этом ионный ток плазмы ФЛИ вдоль поверхности мишени (Si, $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см²) не содержит быстрых ионов, а скорость расширения плазмы в этом направлении составляет 3×10^7 см/с;
- 4.7. Использование «греющего предимпульса» наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см², имеющего регулируемое опережение от 100 мкс до 100 мс относительно фемтосекундного лазерного излучения, позволяет управлять количеством лазерно-индуцированных протонов высокой энергии и эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с поверхности мишени молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного теплового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней.
5. Обнаружено, что разлет плазмы ФЛИ, включающей атомы с энергией сродства к электрону порядка 0,1–2 эВ, сопровождается формированием высокоэнергетических отрицательных ионов этих элементов. Средняя энергия ионов H⁻, C⁻, O⁻ и Si⁻, формирующихся при облучении мишени Si ФЛИ с $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см², составляет 7–9 кэВ, а максимальная энергия достигает 35 кэВ. Формирование отрицательных ионов связано с рекомбинацией в разлетающейся плазме за счет наличия остаточного газа в камере взаимодействия, в то время как их энергия определяется разлетом плазмы ФЛИ. На примере кремниевой мишени показана корреляция энергетического спектра отрицательных ионов H, Si, O и C с энергетическим спектром положительных однократно заряженных ионов с тем же атомным номером;
6. Предложены, обоснованы и реализованы методы управления свойствами плазмы ФЛИ за счет модификации свойств мишени при фиксированной интенсивности ФЛИ:
- 6.1. Показано, что использование сверхтонких свободновисящих углеродных пленок толщиной менее 100 нм позволяет повысить температуру тепловых электронов плазмы с 200 эВ до 600 эВ при интенсивности ФЛИ в 5×10^{15} Вт/см² ($\lambda = 616$ нм, $\tau = 200$ фс). При этом выход рентгеновского излучения в области свечения водородоподобных ионов углерода возрастает в 3–4 раза до 0,8%. В численном эксперименте выявлено, что длительность импульса рентгеновского излучения в области 3,37 нм составляет 0,2 пс, а на длине волны 4,02 нм – 0,4 пс. Расширение спектрального диапазона возможно при ис-

пользовании свободновисящих металлических пленок Ni , W и др. Так, уменьшение толщины мишени Ni с 50 нм до 10 нм увеличивает выход рентгеновского излучения с энергией квантов 3 кэВ на два порядка;

- 6.2. Обнаружено, что плазма, создаваемая ФЛИ на кремниевых мишенях с высокопористым приповерхностным слоем (пористость $P \sim 5-6$), обладает в 1,5 раза большей средней энергией горячих электронов $\epsilon_h \sim 10$ кэВ ($I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см², $\lambda = 616$ нм, $\tau = 200$ фс) при неизменной полной энергии горячего электронного компонента и в 10–100 раз большей эффективностью свечения в жестком рентгеновском диапазоне (5–100 кэВ). Темп роста средней энергии горячих электронов с интенсивностью ФЛИ для высокопористого кремния ($P \sim 6$) составляет $\epsilon_h \sim I^{1,4 \pm 0,3}$. Показано, что ухудшение контраста по интенсивности от 10^4-10^5 до 10–100, либо увеличение длительности ФЛИ до 1 пс приводит к исчезновению эффекта. Прослежено влияние пористости на характеристики плазмы ФЛИ при $I \sim 5 \times 10^{15}$ Вт/см² и 2×10^{16} Вт/см² и показана однозначная связь наблюдаемых эффектов с наличием наноструктурированного слоя;
- 6.3. Продемонстрировано, что лазерная модификация приповерхностного слоя кристаллических мишеней (Si, KDP, Ge) за счет формирования кратера с помощью ФЛИ с $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см² обеспечивает увеличение средней энергии горячих электронов от 4–5 до 7–10 кэВ ($I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см², $\lambda = 616$ нм, $\tau = 200$ фс) и возрастание выхода жесткого рентгеновского излучения. В случае металлических мишеней (Al, Fe, Cu, Zr, Ta, W) средняя энергия для лазерно-модифицированных мишеней не возрастает, а выход жесткого рентгеновского излучения падает. Обнаружено, что для лазерно-модифицированной мишени Si телесный угол разлета ионов увеличивается до 2π стеррад, а распределение ионов по энергии становится существенно немонотонным с 3–4 максимумами и максимальной скоростью ионов до 2×10^8 см/с при $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см² как по нормали к поверхности мишени, так и вдоль нее;
- 6.4. Расчетным путем показано, что эффективное усиление локального электромагнитного поля на границе плазма-вакуум при взаимодействии ФЛИ с поверхностью пористой твердотельной мишени может достигать 15–20. Для достижения такого эффекта плазма должна иметь максимальную температуру тепловых электронов при их минимальной концентрации, т.е. эффект может быть получен для мишеней с малым атомным номером;
- 6.5. Обосновано, что при использовании пористых мишеней ионная температура плазмы ФЛИ может возрасти до 1–10 кэВ. Предложено использовать структурированные твердотельные мишени с плотностью дейтерия в приповерхностном слое порядка твердотельной для генерации нейтронов и другого ядерного излучения при облучении таких мишеней ФЛИ с интенсивностью $10^{16}-10^{17}$ Вт/см².
7. Развита экспериментальная методика и зарегистрирован гамма-распад низкоэнергетического изомерного уровня стабильного изотопа ^{181}Ta (энергия возбуждения 6,238 кэВ, время жизни 6 мкс) при его возбуждении в плазме ФЛИ при $I \sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см². Показано, что регистрация эффекта возможна даже при энергии лазерного импульса в 200 мкДж.
8. На примере изотопа Fe-57, обладающего низкоэнергетическим ядерным уровнем с энергией 14,41 кэВ и временем жизни 98 нс, расчетным путем показана возможность использования эффекта возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней в плазме ФЛИ для разделения изотопов. Предложено использование эффекта возбуждения низкоэнергетических ядерных уровней для ускорения распада долгоживущих изомерных ядерных уровней (^{178}Hf , ^{242}Am и др.).
9. В численном эксперименте выявлены особенности инициирования низкоэнергети-

ческих ядерных переходов в горячей плотной плазме ФЛИ при интенсивности до 10^{17} Вт/см² с учетом пространственно-временной динамики параметров плазмы:

9.1. Показано, что фотовозбуждение низкоэнергетических ядерных уровней с энергией свыше 1 кэВ (1,561 кэВ изотопа ²⁰¹Hg и 6,238 кэВ изотопа ¹⁸¹Ta) в плазме ФЛИ при $I > 10^{16}$ Вт/см² происходит за счет рентгеновского излучения горячего электронного компонента плазмы. Для ряда изотопов (например, ¹⁶¹Dy) вероятность многоквантового фотовозбуждения низкоэнергетических ядерных уровней оказывается выше, чем одноквантового;

9.2. Обосновано, что эффективность возбуждения по механизму обратной внутренней электронной конверсии определяется кинетикой ионизации плазмы: для изотопа ²⁰¹Hg (уровень 1,561 кэВ) при $I \sim 10^{16}$ Вт/см² этот канал возбуждения имеет эффективность, сравнимую с фотовозбуждением, в то время как для изотопа ¹⁸¹Ta (уровень 6,238 кэВ) возбуждение по механизму обратной внутренней электронной конверсии существенно ослаблено;

9.3. Выявлено, что в плазме ФЛИ возможно подавление распада низкоэнергетических ядерных уровней по каналу внутренней электронной конверсии на временах, сравнимых с временем жизни ядерного уровня. Так, для изотопа ²⁰¹Hg распад по механизму внутренней электронной конверсии полностью запрещен на временах до 1–3 пс (при $I \sim 10^{16}$ Вт/см²), а на временах до 10 нс наблюдается частичный запрет этого канала распада для ионов, находящихся на фронте разлетающейся плазмы. Остаточный газ в камере взаимодействия увеличивает время наложения запрета на процесс внутренней электронной конверсии для части ионов, находящихся на фронте разлетающейся плазмы до 1–10 нс.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ

1. С.А.Ахманов, И.М.Баянов, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, С.В.Краюшкин, С.А.Магницкий, В.Т.Платоненко, Ю.В.Пономарев, А.Б.Савельев, Е.В.Слободчиков, А.П.Тарасевич «Генерация пикосекундных рентгеновских импульсов в плотной плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 308 нм», Квантовая электроника, **18** 278–279 (1991).
2. С.А.Ахманов, И.М.Баянов, С.В.Гапонов, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, В.В.Иванов, С.В.Краюшкин, С.А.Магницкий, В.Т.Платоненко, Ю.Я.Платонов, Ю.В.Пономарев, А.Б.Савельев, Н.Н.Салашенко, Е.В.Слободчиков, А.П.Тарасевич «Фокусировка пикосекундных рентгеновских импульсов до плотности мощности свыше 1 ГВ/см²», Известия АН, **56**(9) 112–122 (1992).
3. М.С.Джиджоев, С.В.Краюшкин, И.М.Корженевич, Н.И.Мараниченко, Ю.В.Пономарев, А.Б.Савельев, С.В.Саулевич, Е.В.Слободчиков, Г.Г.Фельдман «Определение временного разрешения электронно-оптической камеры АГАТ-ВУФ с помощью ультракороткого рентгеновского импульса», Приборы и техника эксперимента, №2 197–200 (1992).
4. В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, В.В.Колчин, С.А.Магницкий, В.Т.Платоненко, А.Б.Савельев, А.П.Тарасевич «О возможности генерации пико и субпикосекундных рентгеновских импульсов в тонких пленках», Квантовая электроника, **22** 157–160 (1995).
5. V.M.Gordienko, A.B.Savel'ev «Ultrashort X-ray pulses source using femtosecond laser plasma», Optical Eng Bulletin, №1 8–19 (1995).
6. M.S.Dzhidzhoev, V.M.Gordienko, V.V.Kolchin, S.A.Magnitskii, V.T.Platonenko, A.B.Savel'ev, A.P.Tarasevich «Generation of incoherent x-ray pulses: resonant production and advantage of using thin films», JOSA B, **13** 143–147 (1996).
7. R.V.Volkov, V.M.Gordienko, A.B.Savel'ev, A.P.Tarasevich, A.O.Timoshin «Second harmonic generation in high-temperature near surface femtosecond plasmas under conditions of the resonance excitation of a surface electromagnetic wave», Laser Physics, **6** 1162–1168 (1996).
8. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, С.А.Магницкий, В.Т.Платоненко, А.Б.Савельев, А.П.Тарасевич, А.О.Тимошин «Двухпучковые взаимодействия

сверхинтенсивного фемтосекундного излучения с поверхностью твердотельной мишени; модификация поверхности и генерация второй гармоники в условиях возбуждения поверхностных электромагнитных волн», Квантовая электроника, **23** 539–543 (1996).

9. В.Г.Бабаев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, М.А.Жуков, В.В.Колчин, А.Б.Савельев, А.П.Тарасевич, А.А.Шашков «Перегрев фемтосекундной плазмы в свободно висящих сверхтонких углеродных пленках», Квантовая электроника **24** 291–292 (1997).

10. А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля «Возбуждение ядер в горячей плотной плазме: к возможности экспериментальных исследований с ^{201}Hg », Письма в ЖЭТФ, **66** 312–316 (1997).

11. G.Babaev, M.S.Dzhidzhoev, V.M.Gordienko, M.A.Joukov, A.A.Shashkov, V.Yu.Timoshenko, R.V.Volkov «X-ray production and second harmonic generation by superintense femtosecond laser pulses in the solids with restricted thermal conduction», J. of Nonlinear Optical Physics & Materials, **6** 495–505 (1997).

12. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, М.А.Жуков, П.М. Михеев, А.Б.Савельев, А.А. Шашков «Управление свойствами и диагностика фемтосекундной плотной плазмы с использованием модифицированных мишеней», Квантовая электроника, **24**, 1114–1126 (1997).

13. V.G.Babaev, M.S.Dzhidzhoev, V.M.Gordienko, M.A.Joukov, A.B.Savel'ev, A.A.Shashkov, V.Yu.Timoshenko, R.V.Volkov «Femtosecond plasma in solid targets with reduced thermal conduction: x-ray production and second harmonic generation», Laser Physics, **8** 637–641 (1998).

14. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, П.К.Кашакаров, Б.Каменев, Ю.В.Пономарев, А.Б.Савельев, В.Ю.Тимошенко, А.А.Шашков «Генерация жесткого рентгеновского излучения при облучении пористого кремния сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом», Квантовая электроника **25** 1–2 (1998).

15. А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев «К возможности возбуждения низколежащего уровня изомер ^{201}Hg в высокотемпературной фемтосекундной плазме», Известия РАН, серия физическая, **62** 254–260 (1998).

16. А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля, О.В.Чутко, А.А.Шашков «Возбуждение ядер тантала-181 в высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазме», Письма ЖЭТФ, **69** 343–348 (1999).

17. В.М. Гордиенко, А.Б.Савельев «Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях: новые подходы и перспективы», УФН, **169** 78–80 (1999).

18. А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля, Р.А.Чалых, О.В.Чутко «Возбуждение низколежащих ядерных уровней в нерелятивистской плотной лазерной плазме», Квантовая электроника, **26** 55–58 (1999).

19. А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля, О.В.Чутко, А.А.Шашков «Регистрация гамма-распада изомерного низколежащего уровня $Ta-181$, возбуждаемого в высокотемпературной приповерхностной лазерной плазме», Квантовая электроника, **26** 191–192 (1999).

20. В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев, А.А.Шашков «Экспресс метод оценки толщин нанометровых пленок-мишеней и его применение в экспериментах по генерации пикосекундного рентгеновского излучения», Вестник МГУ, серия 3. Физика. Астрономия, №4 41–44 (2000).

21. А.В. Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, М.П.Калашников, П.М.Михеев, П.В.Никлес, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля, Р.А.Чалых, О.В.Чутко «Возбуждение и распад низколежащих ядерных состояний в плотной плазме субпикосекундного лазерного импульса», ЖЭТФ, **118** 1343–1357 (2000).

22. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев «Влияние атомного состава мишени на выход жесткого некогерентного рентгеновского излучения из фемтосекундной лазерной плазмы», Квантовая электроника, **30** 896–900 (2000).

23. Р.В. Волков, Д.М. Голишников, В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, В.Д. Севастьянов, В.С.Черныш, О.В.Чутко «Генерация нейтронов в плотной фемтосекундной лазерной плазме структурированной твердотельной мишени», Письма ЖЭТФ, **72** 577–580 (2000).

24. А.Варанавичюс, Т.В.Власов, Р.В.Волков, С.А.Гаврилов, В.М.Гордиенко, А.Дубетис, Э.Жеромскис, А.Пискарскас, А.Б.Савельев, Г.Тамошаускас «Зависимость выхода жесткого рентгеновского излучения из плотной плазмы от длины волны греющего сверхкороткого лазерного импульса», Квантовая электроника, **30** 523–528 (2000).
25. A.V.Andreev, V.M.Gordienko, A.B.Savel'ev «On the possibility of isotope separation through the photoexcitation of a low-lying isomer nuclear level», Laser Physics, **10** 557–559 (2000).
26. O.V. Chutko, D.M. Golishnikov, V.M. Gordienko, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, R.V. Volkov, V.D. Sevastyanov «Observation of thermonuclear neutrons emitted from dense femtosecond plasma at moderate intensities», Laser and particle beams, **19** 209–213 (2001).
27. А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев «Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом», Квантовая электроника, **31** 941–956 (2001).
28. А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, О.В. Чутко «К возможности управления скоростью распада низколежащих ядерных уровней при возбуждении в фемтосекундной лазерной плазме», Квантовая электроника, **31** 567–568 (2001).
29. D.M. Golishnikov, V.M. Gordienko, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, R.V. Volkov «Dense femtosecond plasma at moderate intensities: hot electrons, fast ions and thermonuclear processes in modified targets», Laser physics, **11** 1205–1211 (2001).
30. V. M. Gordienko, P. M. Mikheev, A. B. Savel'ev «Local-field enhancement in a femtosecond laser plasma induced on a modified target surface», Laser Physics, **11** 600–605 (2001).
31. Р.В.Волков, С.А.Гаврилов, Д.М.Голишников, В.М.Гордиенко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, А.А.Серов «Генерация горячих частиц в фемтосекундной лазерной плазме с использованием твердотельных модифицированных мишеней», Квантовая электроника, **31** 241–246 (2001).
32. V.M. Gordienko, I.M. Lachko, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, D.S. Uryupina, R.V. Volkov «Experimental characterization of hot electrons production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities», Plasma Phys. Control. Fusion, **44** 2555–2568 (2002).
33. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, И.М. Лачко, П.М. Михеев, Б.В. Марьин, А.Б. Савельев, О.В. Чутко «Генерация высокоэнергетических отрицательных ионов водорода при взаимодействии сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с твердыми мишенями», Письма ЖЭТФ, **76** 171–175 (2002).
34. A.V. Andreev, O.V. Chutko, A.M. Dykhne, V.M. Gordienko, M.A. Joukov, P.M. Mikheev, E.V. Petrova, A.A. Rusanov, A.B. Savel'ev, E.V. Tkalya «Non-linear excitation and decay of low-energy nuclear isomers produced under femtosecond laser-plasma interaction», Hyperfine interactions, **143** 23–36 (2002).
35. O.V. Chutko, A.V. Andreev, V.M. Gordienko, M.A. Joukov, E.V. Petrova, A.A. Rusanov, A.B. Savel'ev, and E.V. Tkalya «Decay of low-energy nuclear levels in femtosecond laser plasma: the effect of the charge state on the probability of decay via internal electron conversion», Laser Physics, **13** 190–194 (2003).
36. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, Д.М. Голишников, А.Б. Савельев, «Перегретая плазма на поверхности мишени с периодической структурой, индуцированной фемтосекундным лазерным излучением», Письма ЖЭТФ, **77** 568–571 (2003).
37. O.V. Chutko, V.M. Gordienko, I.M. Lachko, B.V. Mar'in, A.B. Savel'ev, R.V. Volkov «High-energy negative ions from expansion of high-temperature femtosecond laser plasma», Applied Physics B, **77** 831–837 (2003).
38. Р.В. Волков, Д.М. Голишников, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев, И.М. Лачко, Б.В. Марьин, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина, А.А. Шашков «Формирование ионного тока высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазмы на поверхности мишени, содержащей примесный слой», Квантовая электроника, **33**(11) 981–986 (2003).
39. V.M. Gordienko, M.A. Joukov, E.V. Rakov, A.B. Savel'ev «Picosecond neutron pulse formation under femtosecond laser pulse interaction with nanostructured targets», Laser Physics, **13** 1376–1380 (2003).

40. S.A.Akhmanov, I.M.Bayanov, S.V.Gaponov, V.M.Gordienko, M.S.Djidjoev, S.V.Krayushkin, S.A.Magnitsky, V.T.Platonenko, Yu.Ya.Platonov, Yu.V.Ponomarev, N.N.Salashenko, A.B.Savel'ev, E.V.Slobodchikov, A.P.Tarasevich «*Focusing of picosecond X-ray pulses on the target at a power densities up to 1 GW/cm²*», Superintense laser fields: generation, interaction with matter, and x-ray sources, eds.:S.V.Gaponov, V.M.Gordienko, SPIE Proc. **1800**, pp.138-145 (1991).
41. С.А.Ахманов, И.М.Баянов, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, С.В.Краюшкин, С.А.Магницкий, В.Т.Платоненко, Ю.В.Пономарев, А.Б.Савельев, Е.В.Слободчиков, А.П.Тарасевич «*Генерация пикосекундных рентгеновских импульсов в плотной плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 308нм*», Препринт физического ф-та МГУ №1, 9с., 1991.
42. S.A.Akhmanov, I.M.Bayanov, S.V.Gaponov, V.M.Gordienko, M.S.Djidjoev, S.V.Krayushkin, S.A.Magnitsky, V.T.Platonenko, Yu.Ya.Platonov, Yu.V.Ponomarev, N.N.Salashenko, A.B.Savel'ev, E.V.Slobodchikov, A.P.Tarasevich «*Soft X-ray production and harmonic generation in femtosecond laser-driven plasma*», Solid state lasers 111, ed.:G.J.Quarles, SPIE Proc. **1627**, pp.334-337 (1992).
43. M.S.Dzhidzhoev, V.M.Gordienko, V.V.Kolchin, S.A.Magnitskii, V.T.Platonenko, A.B.Savel'ev, A.P.Tarasevich «*Interaction of superintense femtosecond laser pulses with freely suspended thin films*», ALT'95 International symposium: advanced materials for optics and optoelectronics, A.M.Prokhorov, V.I.Pustovoi, eds., SPIE Proc. **2777**, pp.148-158 (1996), 1996
44. M.S. Dzhidzhoev, V.M. Gordienko, A.B. Savel'ev, A.P. Tarasevitch «*Pico- to subpicosecond x-ray bursts from femtosecond-laser-driven plasma: novel possibilities for selective intense interaction and time-domain diagnostics in chemistry and biology*», Femtochemistry: ultrafast chemical and physical processes in molecular systems. Ed.:M.Cherqui, World scientific, Singapore, pp. 675-679, 1996.
45. M.S. Dzhidzhoev, V.M. Gordienko, M.A. Joukov, V.T. Platonenko, A.B. Savel'ev, A.P. Tarasevitch, A.O. Timoshin, R.V. Volkov «*Second harmonic generation in high-temperature femtosecond plasma produced on a target surface modified by interfering laser beams*», Modern problems of laser physics, Eds.: Bagayev S.N., Denisov V.I., Novosibirsk, 1996, pp.163-165 (1996).
46. A.P.Tarasevitch, V.M.Gordienko, A.B.Savel'ev, A.O.Timoshin, R.V.Volkov «*Excitation of surface electromagnetic waves in high-temperature near-surface plasmas; resonance second harmonic generation*», Ultrafast phenomena X, Eds. P.F.Barbara, J.G.Fujimoto, W.H.Knox, W.Zinth, Springer series in chemical physics, v.**62**, Springer-Verlag Berlin, 1996, pp.100-102.
47. А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев «*К возможности возбуждения ядерных переходов в высокотемпературной фемтосекундной плазме*», Препринт физического факультета МГУ №1, Москва 1997, 12с. 1997.
48. V.M.Gordienko, M.S.Dzhidzhoev, M.A.Joukov, A.B.Savel'ev, A.A.Shashkov, R.V.Volkov «*X-ray production and SHG from femtosecond plasma induced in modified solid targets*», Superstrong fields in plasmas, Eds.: M.Lontano, G.Mourou, F.Pegoraro, E.Sindoni, AIP Conf. Proc. **426**, AIP, New-York, pp.241-252 1997.
49. A.B.Savel'ev, M.S.Dzhidzhoev, D.M.Golishnikov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.A.Shashkov, T.M.Vlasov, R.V.Volkov «*Interaction of superintense femtosecond laser pulses with cluster-like solids*», Ultrafast phenomena XI, pp.407-409, Berlin, Springer, 1998.
50. A.B.Savel'ev, M.S.Dzhidzhoev, S.A.Gavrilov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.A.Shashkov, T.V.Vlasov, R.V.Volkov «*Overheated femtosecond plasma in highly porous silicon*» Ultrafast optics and interaction of superstrong laser fields with matter: nonlinear optics and high-field physics, SPIE Proc. **3735**, pp.249-251 (1998).
51. V.M.Gordienko, M.A.Joukov, A.B.Savel'ev «*Ultrafast incoherent x-ray source utilizing ultrathin freely suspended films*», Application of high field and short wavelength sources, Eds.:L.DiMauro, M.Murnane, A.H'Huiller, Plenum Press, New-York, 1998, pp.155-163.
52. A.V.Andreev, V.M.Gordienko, A.B.Savel'ev «*Nuclear transition excitation in high-*

- temperature near-surface plasma: feasibility of gamma-lasing*», Proceedings of induced gamma emission'97, Predeal, Romania, 16-20 August, 1997, IGE Foundation, 1999, pp.291-297.
53. D.M.Golishnikov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev, R.V.Volkov «*Dense femtosecond plasma at moderate intensities: hot electrons, fast ions and termonuclear processes in modified targets*», Proceedings of 3-rd International symposium MPLP-2000, Akadengorodok, Novosibirsk, Russia, pp.321–325 2000.
54. S.A.Gavrilov, D.M.Golishnikov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev, A.A.Shashkov, R.V.Volkov «*Hard X-ray production from femtosecond plasma induced in cluster-like solids*», ALT'99 International conference on advanced laser technologies, Eds.: V.Pustovoi, V.Konov, SPIE Proc. **4070**, pp.206-214 (2000).
55. A.V.Andreev, O.V.Chutko, A.M.Dykhne, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev, E.V.Tkalya, R.V.Volkov «*Detection of G-decay of 181-Ta isomer excited in femtosecond laser plasmas at 10^{16} W/cm²*», Proceedings of the second Italian-Russian symposium on ultrafast optical physics, Intellect-Tsentr, Moscow, 2000, pp.159-168.
56. В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев «*Рентгеновские и корпускулярные интенсивные сверхкороткие импульсы из фемтосекундной лазерной плазмы*», Рентгеновская оптика 2001, материалы совещания, ИФМ РАН, стр. 109-119 (2001).
57. А.В.Андреев, Р.В.Арутюнян, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля «*Иницирование низкоэнергетических ядерных переходов в лазерной плазме*», Препринт ИБРАЭ №ИБРАЭ-2002-22, 56 стр, Москва, ИБРАЭ, (2002).
58. A. B. Savel'ev, A. V. Andreev, V. M. Gordienko, P. M. Mikheev «*Low energy nuclear transitions initiated by femtosecond laser plasma*», AIP Conference Proceedings **634 (1)**, pp. 115-122 (2002).
59. D.M.Golishnikov, V.M. Gordienko, A.B. Savel'ev, R.V. Volkov, V.D. Sevastianov «*Fusion neutrons production in D-enriched modified solid targets using moderate intensity femtosecond pulses*», Ultrafast phenomena and strong laser fields, Eds.: V.M.Gordienko; A.A.Afanas'ev; V.V.Shuvalov; SPIE Proc. **4752**, pp.221-228, (2002).
60. O. V.Chutko, V.M.Gordienko, I.M.Lachko, A.B.Savel'ev, E.V.Tkalya, R. V.Volkov «*Internal electronic conversion decay of low-energy nuclear levels excited in hot dense femtosecond laser plasma*», Ultrafast phenomena and strong laser fields, Eds.: V.M.Gordienko; A.A.Afanas'ev; V.V.Shuvalov; SPIE Proc. **4752**, pp.205-216, (2002).
61. V.M.Gordienko, O.V.Chutko, D.M.Golishnikov, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev, R.V.Volkov «*Nuclear Processes in Dense plasma produced by femtosecond laser pulses at sub-relativistic intensities*», Superstrong fields in plasmas, Eds.: M.Lontano, G.Mourou, O.Svelto, T.Tajima, AIP Conf. Proc. **611**, AIP, New York, pp.233-243 (2002).