

# препринт А.П. ШЕВЕЛЬКО **35** МЕТОДЫ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

MOCKBA 2006

# А. П. Шевелько

# МЕТОДЫ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

## ОГЛАВЛЕНИЕ – ПЛАН

## Введение

Источники ультракоротких импульсов излучения. Методы фемтосекундной диагностики плазмы: активное зондирование плазмы ультракороткими импульсами и анализ собственного излучения короткоживущей плазмы.

#### Методы рентгеновской диагностики плазмы

Лазерная плазма, плотность потоков 10<sup>16</sup>-10<sup>22</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Мишени – твердотельные, газовые, кластеры. Регистрация рентгеновского излучения: кристаллические спектрометры, детекторы излучения.

• <u>Рентгеновская диагностика плазмы (плазменной короны) по спектрам многозарядных</u> ионов (традиционные методы и новые эффекты)

Диагностика по диэлектронным сателлитам [H]- и [He]-подобных ионов. Уширение линий. Новые эффекты, связанные со сверхвысокой плотностью электронов. Излучение полых ионов, ускорение ионов, плазменные сателлиты.

 Эксперименты с временным разрешением
 Рентгеновские ЭОК – временное разрешение ~1 псек. Временные развертки рентгеновких спектров. Режим синхронного детектирования большого количества импульсов. Полное время излучения плазменной короны.

• Генерация быстрых электронов, непрерывного и характеристического рентгеновского излучения

Ускорение электронов. Двухтемпературное ( $T_e$  и  $T_{hot}$ ) описание фемтосекундной лазерной плазмы. Зависимость  $T_{hot}$  от интенсивности и длины волны. Контраст лазерного излучения и коэффициент конверсии быстрых электронов. Механизмы генерации электронов: резонансное поглощение, вакуумный нагрев, аномальный скинэффект, *vxB* нагрев. Исследования непрерывного рентгеновского излучения, измерения  $T_e$  и  $T_{hot}$ . Выход характеристического  $K_{\alpha}$  излучения. Длительность  $K_{\alpha}$  излучения. Лазеры с большой частотой повторения импульсов. Регистрация рентгеновских спектров твердотельными детекторами, работающими в режиме счета фотонов. Струйные лазерные мишени. Исследования рентгеновского излучения с помощью FOR лазера. Ускорение ионов.

• Метод pump-probe и измерение длительности рентгеновского импульса

Два вида метода . Примеры измерения длительности рентгеновских импульсов и для исследования динамики быстропротекающих процессов.

• Зондирование плазмы сверхкороткими ВУФ и рентгеновскими импульсами

Примеры зондирования плазмы с использованием излучения высших гармоник оптических лазеров, Х-пинча, лазерной плазмы и лазеров на свободных электронах. Метод монохроматического зондирования плазмы.

#### Методы оптической диагностики плазмы

## Введение

Использование сверхкоротких (фемтосекундных, субпикосекундных) импульсов излучения, генерируемых с помощью различного типа лазеров, открывает новые возможности для диагностики плазмы. При зондировании плазмы такими импульсами временное разрешение может достигать величин ~10÷100 фсек, что является важным при изучении переходных процессов, при исследовании динамики разлета и при определении параметров (плотность и градиент плотности электронов, температура электронов и др.) короткоживущей и неоднородной плазмы. Исследование же собственного, главным образом, рентгеновского излучения короткоживущей (~100 фсек ÷ 1 псек) фемтосекундной лазерной плазмы дает важную информацию, как о параметрах, так и о нестационарных процессах, происходящих в этой плазме, и позволяет исследовать новые эффекты, связанные с высокой интенсивностью и сверхкороткой длительностью греющего лазерного излучения. Импульсы рентгеновского излучения субпикосекундной длительности используются И лля изучения таких фундаментальных процессов, как фазовые переходы, изменение колебательных И вращательных состояний в одиночных молекулах, в жидкостях или в кристаллической решетке, разрушение и образование химических связей, т.е. процессов, происходящих на временных интервалах от нескольких фемтосекунд до пикосекунд.

В последнее время достигнут значительный прогресс в лазерных технологиях, позволяющих формировать ультракороткие импульсы излучения в широкой области спектра. Твердотельные лазеры на основе Nd стекла, кристаллов: титан-сапфир (Ti:S), хром-форстерит (FOR), а также эксимерные KrF лазеры позволяют генерировать интенсивное излучение с мощностью тераватт – петаватт (TBT=10<sup>12</sup> BT, ПBT=10<sup>15</sup> BT) и с длительностью импульса вплоть до нескольких фемтосекунд (фсек= 10<sup>-15</sup> сек) (см. например, [1-7]). С помощью генерации высших гармоник лазерного излучения можно продвинуться по спектру от ИК – видимого – УФ излучения до ВУФ и мягкого рентгеновского излучения.

В настоящее время интенсивно развивается новый тип лазеров – лазеров на свободных электронах. Примером может служить установка "VUV-FEL" в исследовательском центре DESY (Гамбург, Германия), которая предназначена для генерации импульсов излучения в области спектра 6-30 нм и с длительностью 10-50 фсек [8-11]. Еще более впечатляющим является проект "TESLA-DESY", в котором предполагается создать рентгеновский коллимированный пучок в диапазоне длин волн 0,1 – 1 Å с расходимостью несколько мрад, яркостью  $10^{13}$  фот/имп в спектральной полосе  $\Delta\lambda/\lambda=0,1$  % и длительностью 100 фсек [8, 11]. При этом пиковая яркость пучка будет превышать яркость существующих источников на много порядков величин.

Ультракороткие рентгеновские импульсы можно генерировать И с помощью синхротронных И ондуляторных источников излучения, взаимодействующих с фемтосекундными лазерами [11]. В работах [12, 13] генерация импульсов длительностью 300 фсек на длине волны 0,4 Å осуществлена с использованием 90° Томсоновского рассеяния импульсов инфракрасного тераваттного лазера на релятивистских электронах. Это рентгеновское излучение является хорошо коллимированным (расходимость ~0,6°) и может перестраиваться по энергии (частоте). В другом методе [14] фемтосекундные импульсы синхротронного излучения генерируются напрямую из электронного накопительного кольца. Энергия электронов в длинном 30 псек электронном сгустке модулируется с помощью излучения оптического лазера на временном интервале 100 фсек. Затем электроны с промодулированной энергией выделяются из длинного электронного сгустка и используются для генерации 300 фсек импульсов синхротронного излучения в спектральном диапазоне от ИК до рентгеновского. Этот же метод может использоваться в ондуляторах для генерации более коротких (~100 фсек) рентгеновских импульсов с существенно большими потоками и яркостью.

Ультракороткие импульсы рентгеновского излучения могут формироваться и с помощью компактных лабораторных приборов. Комбинация фемтосекундного лазера с рентгеновским

диодом или рентгеновской трубкой использована в работах [15, 16]. При облучении металлического катода излучением фемтосекундного лазера, работающего с высокой частотой повторения, образуются фотоэлектроны, которые ускоряются в электрическом поле и взаимодействуют с мишенью (анодом) с высоким атомным номером. При этом возникает жесткое рентгеновское излучение, состоящее из тормозного непрерывного спектра и характеристических спектральных линий вещества мишени.

Интенсивное ультракороткое лазерное излучение используется для создания плазменных рентгеновских источников [1-5, 11, 17, 18]. При фокусировке фемтосекундного лазерного излучения на мишени достигается очень высокая плотность потока – вплоть до 10<sup>20</sup>-10<sup>22</sup> Вт/см<sup>2</sup>, при этом создается короткоживущая высокотемпературная плазма, которая является источником интенсивного рентгеновского излучения, а также высокоэнергетических электронов. Последние, взаимодействуя с веществом мишени, также производят ультракороткое рентгеновское излучение.



Рис. 1. Схема использования ультракоротких импульсов, генерируемых с помощью фемтосекундных лазеров, для диагностики плазмы (СИ=синхротронные источники).

Таким образом, с помощью фемтосекундных лазеров можно формировать ультракороткие импульсы излучения в широкой области спектра – от ИК до жесткого рентгеновского излучения (рис. 1). Использование таких импульсов для зондирования плазмы открывает новые возможности для диагностики плазмы. В этом активном методе временное разрешение может достигать величин ~100 фсек, а коротковолновое ВУФ и рентгеновское излучение может использоваться для диагностики плотной и сверхплотной плазмы. С другой стороны, исследование собственного, главным образом, рентгеновского излучения короткоживущей плазмы дает важную информацию о параметрах и процессах в этой плазме. Т.к. эти оба метода диагностики плазмы происходят на субпикосекундном временном интервале, их можно объединить как *методы фемтосекундной диагностики плазмы*.

В этой работе рассмотрены рентгеновские, ВУФ и оптические методы фемтосекундной диагностики плазмы, использующие как активное зондирование плазмы ультракороткими импульсами, так и анализ собственного излучения короткоживущей плазмы.

#### Методы рентгеновской диагностики плазмы

Направления исследований по рентгеновской диагностике фемтосекундной плазмы схематически показаны на рис.2. Основным объектом исследований является фемтосекундная лазерная плазма, создаваемая при фокусировке лазерного излучения с потоками 10<sup>16</sup>-10<sup>22</sup> Вт/см<sup>2</sup> на твердотельных и газовых мишенях.



Рис. 2. Структурная схема методов рентгеновской фемтосекундной диагностики плазмы.

Твердотельные мишени обладают высоким поглощением лазерного излучения. При этом значительная часть энергии лазерного импульса может вкладываться в плазму, которая в свою очередь становится интенсивным источником рентгеновского излучения. Использование таких мишеней позволяет генерировать фотоны и частицы с энергиями вплоть до МэВ. Для уменьшения загрязнения в установках с высокой частотой повторения лазерных импульсов используются струйные мишени из жидких веществ [19] и металлов [20, 21]. Для дальнейшего повышения выхода рентгеновского излучения применяются мишени с большой площадью поверхности (микроструктурные [22-24] и пористые [25] мишени). При изучении рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на твердотельной мишени, можно выделить две области исследований (см. рис. 3):

1) спектры многозарядных ионов, возбуждаемых в плазменной короне;

2) генерация "горячих" электронов в плазме и их взаимодействие с твердотельной мишенью (генерация тормозного и характеристического спектров).

Газовые мишени используются в основном для генерации высших гармоник лазерного излучения (диапазон энергий квантов 30 – 100 эВ) [6, 7] и для создания рентгеновских лазеров посредством формирования протяженного плазменного канала. При этом лазерное излучение

фокусируется на заполненный газом цилиндрический объем или газовую струю. При использовании таких мишеней отсутствует загрязнение окружающего оборудования. Однако газовые мишени обладают низким поглощением лазерного излучения и, следовательно, низким коэффициентом конверсии лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения.



Рис. 3. Два объекта исследований для рентгеновской диагностики фемтосекундной лазерной плазмы.

Для увеличения поглощения лазерного излучения в газовых мишенях используются струи газа высокого давления, истекающие в вакуум через сопла. Вследствие адиабатического охлаждения при расширении в вакуум атомы газа конденсируются в так называемые кластеры. При соответствующих условиях кластер может содержать достаточно большое количество атомов (>10<sup>4</sup>) в таких газах как Ar, Kr, N<sub>2</sub> и Xe. Таким образом, кластерные мишени представляют собой уникальную комбинацию газовой и твердотельной мишеней. Высокое поглощение лазерного излучения приводит к высокому выходу рентгеновского излучения [26]. Эффекты каналирования лазерного излучения позволяют создавать протяженные плазменные каналы [27], которые могут использоваться для создания рентгеновских лазеров. Взаимодействие интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с атомными кластерами подробно рассматривается в обзоре [28].

Для анализа рентгеновского излучения фемтосекундных источников применяются различные типы рентгеновских спектрометров и детекторов. Для регистрации линейчатого спектральным разрешением (λ/δλ~1000-10000) используются спектра с высоким кристаллические (в основном фокусирующие) спектрометры (см., например, обзоры [29, 30]). Например, спектрометры, использующие сферические кристаллы, позволяют получать спектры в узком спектральном диапазоне и с высоким спектральным и пространственным разрешением [31, 32]. Спектрометры с цилиндрическими кристаллами имеют высокую эффективность в широком диапазоне длин волн и дают изображение источника в спектральных линиях (в масштабе 1:1) [33-35]. Запись спектров производится как на фотографическую пленку, так и на ПЗС детекторы. Фемтосекундные рентгеновские источники могут создаваться при высокой частоте повторения лазерных импульсов (1 Гц – несколько кГц). Для регистрации как линейчатого, так и непрерывного спектров излучения таких источников могут применяться твердотельные детекторы (ріп диоды и ПЗС детекторы) (см., например, [36, 37]), работающие в дифференциальном (пропорциональном) режиме счета одиночных фотонов. Преимуществом этого метода регистрации является регистрация широкого диапазона спектра (от 1 кэВ до нескольких 10 кэВ), недостатками – необходимость большого количества импульсов (~1-10 тысяч) для набора статистики и малое спектральное разрешение (энергетическое разрешение  $\Delta E=200-300$  эВ). Для регистрации жесткого непрерывного рентгеновского излучения с энергией квантов вплоть до нескольких МэВ используются сцинтилляционные (см., например, [38-40]) и термолюминесцентные (см., например, [41, 42]) детекторы. Использование различных поглощающих фильтров позволяет восстановить форму спектра жесткого непрерывного излучения [38-42].

#### <u>Рентгеновская диагностика плазмы (плазменнной короны) по спектрам</u> <u>многозарядных ионов (традиционные методы и новые эффекты)</u>

Рентгеновская диагностика фемтосекундной лазерной плазмы использует те же методы рентгеновской спектроскопии, которые были разработаны на протяжении более чем сорока последних лет для диагностики нано - и субнаносекундной лазерной плазмы. Эти методы приведены в многочисленных обзорах и монографиях (см., например, [30, 43-45]). Структура и интенсивность рентгеновских спектров многозарядных ионов в разреженной плазменной короне хорошо описываются радиационно-столкновительными кинетическими моделями, в которых используются теоретические значения атомных характеристик (энергии уровней, вероятности элементарных атомных процессов) [46-48]. Методы диагностики по таким спектральных линий, общеизвестны и широко используются в плазменных экспериментах. Эти же методы могут быть использованы и для диагностики разреженной плазменной короны фемтосекундной плазмы.

К настоящему времени очень подробно изучен спектральный состав излучения в окрестности резонансных линий водородо - и гелиеподобных ([H]- и [He]- подобных) многозарядных ионов [49-53]. Спектры в этой области имеют типичную структуру, характеризуемую присутствием сателлитных линий и их групп (диэлектронные и столкновительные сателлиты), обусловленных переходами с автоионизационных дважды возбужденных состояний ионов. Сателлитные линии обладают рядом специфических свойств, которые делают их очень полезными для целей диагностики. Прежде всего, все сателлиты, соответствующие одной опорной линии и излучаемые ионами различной кратности, занимают узкий спектральный интервал длин волн. Благодаря этому нет необходимости калибровки спектральной аппаратуры. Узкий участок спектра вблизи резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов содержит обширную информацию об излучающей плазме. По относительным интенсивностям сателлитов ионов различной кратности можно определять температуру и плотность электронов, исследовать ионизационное равновесие и установить наличие стационарности или изучать динамику развития плазмы.

Наибольший интерес для диагностики плазмы представляют сателлиты резонансных линий. Для примера можно указать переходы из дважды возбужденных автоионизационных состояний [He] - подобных ионов вида: 2p2l - 1s2l, дающие сателлиты резонансных линий  $Ly_{\alpha}$ -линий [H] - подобных ионов: 2p - 1s.

Наиболее важной спектральной областью с точки зрения информативности и относительной простоты теоретического описания является область длин волн  $\lambda$ =1-30 Å, содержащая резонансные линии [H]- и [He]- подобных ионов элементов с зарядом ядра Z= 8 - 30. Функции светимости этих линий чувствительны к температуре электронов  $T_e$  и имеют максимум в диапазоне температур  $T_e$ = 100 эВ – 10 кэВ.

Ниже приведены несколько характерных примеров исследования спектров [H]- и [He]подобных ионов. Измеренные спектры имеют довольно стандартную форму, хорошо описываемую в рамках корональной модели, а изменения интенсивностей линий характеризуют такие параметров плазмы, как ее температура, плотность и ионизационный состав. В некоторых случаях плазма из-за ее высокой плотности может быть оптически толстой, что требует дополнительного анализа применимости используемых методов. В работах [54,55] исследовались спектры [H]- и [He]- подобных ионов Al и Si в плазме, создаваемой *p*- или *s*-поляризованным излучением KrF лазера с интенсивностью 10<sup>17</sup>-10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup> на поверхности Al мишени в виде фольг различной толщины. На рис.4 приведен характерный спектр Al лазерной плазмы.



Рис. 4. Нормализованный спектр в окрестности резонансной линии  $He_{\alpha}$  [He] - подобного иона Al при различных толщинах Al мишени (массивная мишень – кружки, 100 нм и 1000 нм Al на Si подложке – пунктир и сплошная линии соответственно) [54]. Резонансная линия  $He_{\alpha}$  испытывает слабое самопоглощение из-за большой оптической плотности плазмы. Обозначения сателлитов согласно работам [49, 50, 43].

В работе [56] рентгеновские спектры [He] - подобного иона A1 использовались для диагностики лазерной плазмы, создаваемой высококонтрастным лазерным излучением с плотностью потока  $10^{16}$ - $5 \cdot 10^{17}$  BT/см<sup>2</sup>. Электронная температура ( $T_e$ =200-400 эВ) определялась по отношению интенсивностей диэлектронных сателлитов и резонансной линии (рис.5), плотность электронов { $N_e$ =(4-8)·10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>} определялась по уширению линии 1s<sup>2</sup>-1s4p. Штарковское уширение линий [He]- подобного иона A1 использовалось для определения плотности электронов в плазме, создаваемой высококонтрастным лазерным излучением с плотностью потока  $10^{18}$ - $10^{19}$  BT/см<sup>2</sup> [57] (рис.6).



Рис.5. Спектр в окрестности резонансной линии He<sub>α</sub> [He] - подобного иона Al [56]. Обозначения сателлитов согласно работам [49, 50, 43].



Рис.6. Экспериментальные профили линий [He]-подобного иона Al (открытые точки): a)  $He_{\beta}=1s^2-1s3p$ ; b)  $He_{\gamma}=1s^2-1s4p$  [57]. Указаны теоретические профили линий при температуре электронов  $T_e=600$  эВ и ионов  $T_i=50$  эВ и при различных плотностях электронов  $N_e$ .

Рентгеновское излучение плазмы, создаваемой фемтосекундными лазерами, имеет ряд особенностей, обусловленных такими факторами, как коротким временем жизни плазмы, экстремально высокими лазерными полями, высокой электронной плотностью, генерацией высокоэнергетических ионов, анизотропией в распределении электронов по скоростям и др. При этом, в рентгеновских спектрах многозарядных ионов наблюдается ряд *новых эффектов*, обычно отсутствующих в нано - и субнаносекундной лазерной плазме.

На начальном этапе создания фемтосекундная лазерная плазма может рассматриваться как чисто ионизуемая плазма, когда ионизационный состав не успевает "следить" и, следовательно, отстает от быстрого нагрева электронов. Как известно, для установления ионизационного равновесия требуется как минимум время  $\tau > (N_e \cdot W)^{-1}$  или параметр  $N_e \tau > W^{-1}$ , где  $N_e$  - плотность электронов и W - скорость ионизации. Несмотря на высокую плотность электронов в фемтосекундной лазерной плазме (вплоть до плотности  $N_e$  в твердом теле), величина времени взаимодействия  $\tau$  может быть малой (~ длительности лазерного импульса), и параметр  $N_e \tau$  может быть  $N_e \tau < W^{-1}$ . В этом случае плазма является нестационарной и неравновесной, при этом происходит качественное изменение интегральных по времени спектров, когда наблюдается много стадий ионизации (рис.7). Подобный эффект нестационарной неравновесной ионизации наблюдался для наносекундной плазмы [58], когда малость параметра  $N_e \tau$  обеспечивалась низкой критической плотностью электронов для греющего излучения CO<sub>2</sub> лазера.

В работе [60] изучено влияние сверхсильного электромагнитного поля, создаваемого интенсивным лазерным излучением с плотностью потока 10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup> (1,053 мкм/ 1 Дж/ 400 фсек). При этом наблюдались лазерные сателлиты вокруг запрещенных линий многозарядных ионов. Причиной возникновения этих сателлитов является нелинейное взаимодействие высокоинтенсивного лазерного излучения с возбужденными состояниями ионов (антистоксовское рамановское рассеяние и вынужденное двухфотонное излучение [61]).



Рис.7. Спектр лазерной плазмы, создаваемой на Al мишени лазером с интенсивностью 3×10<sup>16</sup> Bt/см<sup>2</sup>и длительностью импульса 100 фсек [59].



Рис. 8. Рентгеновские спектры в окрестности резонансной линии Ly<sub>α</sub> водородоподобного иона кремния в лазерной плазме, создаваемой наносекундным (а), субнаносекундным (b) и субпикосекундным (550 мДж/ 500 фсек/~ 10<sup>19</sup> Bт/см<sup>2</sup>) (c) лазерными импульсами [62]. Теоретический спектр (d) соответствует корональной модели.

При взаимодействии фемтосекундных импульсов с веществом существенную роль играет создание предварительной плазмы (преплазмы) при наличии лазерного предъимпульса. Отсутствие преплазмы обеспечивает непосредственное взаимодействие сверхкороткого лазерного импульса с твердым веществом, приводя в результате к образованию плазмы со значительно более высокой электронной плотностью. При таких плотностях в эмиссионном спектре плазмы начинают доминировать множество спектральных линий, практически не возбуждающихся в корональных условиях [62, 63]. Наблюдаемые необычные спектры отличаются более привычных наличием сложной спектральной от структуры квазинепрерывного характера, в которую "погружаются" основные линии (рис.8, 9). Новый вид наблюдаемых спектров может быть проинтерпретирован при учете излучения, испускаемого полыми ионами (то есть ионами с пустой К-оболочкой) в сверхплотной плазме. Проведенные теоретические расчеты [62] показали, что в исследуемый спектральный диапазон попадает множество линий, обусловленных переходами в многоэлектронных

системах с количеством электронов q≥3 ([Li]-, [Be]-, и т.д. подобные ионы) и имеющих пустую К-оболочку, то есть переходами в полых ионах. Аналогичные структуры для многозарядных ионов наблюдались в близких к поверхности мишени областях плазмы, создаваемой излучением наносекундного KrF лазера [64]. В работе [26] указывается возможность образования полых ионов при взаимодействии фемтосекундного излучения KrF лазера (248 нм/ 250 мДж/ 270 фсек) с газовыми мишенями, состоящими из Xe кластеров.



Рис. 9. Рентгеновские спектры гелиеподобного иона магния в фемтосекундной лазерной плазме, создаваемой лазерными импульсами с низким (2 Дж/400 фсек/ предымпульс 100 псек/ 0,02-2 Дж) и высоким контрастом излучения (550 мДж/ 500 фсек/ ~10<sup>19</sup> Вт/см<sup>2</sup>, контраст 10<sup>10</sup>- 10<sup>11</sup>) [63].



Рис.10. Схема эксперимента по исследованию уширения спектральных линий многозарядных ионов фтора в направлении вдоль и перпендикулярно разлету лазерной плазмы [65].

При высоких лазерных интенсивностях, превышающих  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, значительная доля поглощенной лазерной энергии вкладывается в генерацию высокоэнергетических ионов. В работах [65, 66] с помощью спектроскопических исследований уширения спектральных линий [H]- и [He] - подобных ионов фтора наблюдалось ускорение многозарядных ионов до энергий несколько МэВ в плазме, создаваемой интенсивным *p*-поляризованным излучением фемтосекундного лазера (800 нм/ 10 ТВт/ 60 фсек/  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Спектральные линии ионов имели асимметричное уширение (Рис.10, 11). Синее крыло зависело от величины ускорения

ионов в направлении разлета плазмы и определялось температурой горячих электронов (см. раздел "Генерация быстрых электронов, непрерывного и характеристического рентгеновского излучения"). Температура, определяемая по красному крылу линии, была близка к температуре электронов в плазменной короне. Т.о. такие спектральные исследования позволяют определять как энергию ускоренных многозарядных ионов, так и проводить измерения температуры горячих электронов и электронов в плазменной короне.



Рис.11. Контуры резонансной линии [H] - подобного иона фтора. Наблюдение вдоль и перпендикулярно разлету плазмы [65].



Рис.12. Типичные профили линии [H] - подобного иона фтора, наблюдавшиеся в экспериментах с плазмой, нагреваемой пикосекундным лазерным импульсом с плотностью потока 2·10<sup>17</sup> Bt/cm<sup>2</sup> [67].

Наличие сильной анизотропии в распределении электронов по скоростям приводит к возникновению сильных электромагнитных колебаний, обусловленных развитием различного

типа плазменных неустойчивостей. Возникновение сильных плазменных неустойчивостей и соответствующих им плазменных колебаний оказывает заметное влияние на спектры излучения ионов в плазме, создаваемой суб - и пикосекундными лазерными импульсами. В работе [67] при исследовании рентгеновских спектров [H] - подобного иона фтора обнаружены сателлиты резонансной линии, свидетельствующие о наличии интенсивных плазменных колебаний (рис.12).

Т.о. исследование рентгеновских спектров многозарядных ионов, возбуждаемых в плазменной короне фемтосекундной лазерной плазмы, позволяет определять не только основные параметры плазмы ( $T_e$ ,  $N_e$ , Z), но и исследовать новые эффекты, связанные с высокой интенсивностью и сверхкороткой длительностью лазерного излучения.

#### Эксперименты с временным разрешением

Успехи, достигнутые в разработке высокоскоростных рентгеновских электроннооптических камер (ЭОК), позволяют исследовать временной ход рентгеновских спектров многозарядных ионов в лазерной плазме с временным разрешением ~1 псек. Эти исследования важны как для понимания фундаментальных процессов взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с веществом, так и для разработки техники и методики изучения сверхбыстрых процессов. В этом разделе приводятся несколько характерных примеров подобных исследований, использующих методы рентгеновской спектроскопии.



Рис.13. (а) - Временная развертка Al спектра с временным разрешением 2 псек, (b) длительность рентгеновского импульса в зависимости от кратности ионизации иона ([Be]-, [Li]-, [He]- подобного иона) [68].

Временная развертка Al спектра вблизи резонансной линии [He]- подобного иона исследовалась в работе [68]. Плазма создавалась с помощью лазера на Nd стекле (1,05 мкм/ 400 мДж/ 400 фсек). Для разложения рентгеновского излучения в спектр использовался фокусирующий кристаллический спектрометр. Временное разрешение рентгеновской

электронно-оптической камеры (ЭОК) составляло 2 псек. Длительность рентгеновского излучения многозарядных ионов Al составляла несколько псек (см. рис.13), что согласуется с теоретическими расчетами [69] (см. рис.14).



Рис.14. Синтезированный временной ход спектра Al лазерной плазмы вблизи резонансной линии He<sub>α</sub> гелиеподобного иона [69]. Для сателлитных линий использованы обозначения [49, 50, 43].

Временной ход рентгеновского спектра вблизи резонансной линии [He] - подобного иона Al использован в [70] для оценки величины контраста (10<sup>7</sup>-10<sup>8</sup>) лазерного излучения на мишени. Найденное значение находится в хорошем согласии с оптическими измерениями. Сравнение временного хода резонансной, интеркомбинационной и сателлитных линий с численными расчетами позволило определить величину градиента плотности электронов и оценить плотность потока предымпульса.

В работе [71] исследовалась спектрально-временная структура мягкого рентгеновского излучения ( $\lambda$ = 45-70 Å) плазмы, создаваемой лазером на Nd стекле (1,06 мкм/ 300 мДж/ 400 фсек), при различных плотностях лазерного потока *I* на Al и Au мишенях ( $10^{15} < I < 5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) и при различных величинах лазерного контраста ( $5 \cdot 10^5$  на основной частоте и  $10^{10}$  на второй гармонике). Для разложения излучения в спектр использовался стигматический дифракционный спектрометр, временная структура спектра исследовалась с помощью электронно-оптической камеры с KBr фотокатодом. Временное разрешение составляло величину ~5 псек. Экспериментально измеренная длительность рентгеновского излучения составила величину 10-50 псек (см. рис.15, 16), что находится в согласии с теоретическими расчетами, использующими столкновительно-излучательную модель.

Развитие техники временного запуска ЭОК с точностью до нескольких псек позволяет накапливать сигнал в режиме синхронного детектирования большого количества лазерных импульсов и исследовать, таким образом, временную структуру рентгеновского излучения малой интенсивности. Эта техника использована в работе [72], где исследован временной ход К-спектров массивных мишеней с малым атомным номером: С, F, Na, Al. Для создания плазмы использовалась Ti:S лазерная установка ATLAS (250 мДж/150 фсек/ 10 Гц). Временная развертка спектров в диапазоне длин волн  $\lambda=5$  - 50 Å осуществлялась с помощью спектрометра с дифракционной решеткой на пропускание, соединенного с ЭОК (катоды KI и KBr). Сигнал накапливался по 12000 лазерным импульсам. На рис.17 приведены временные профили резонансных линий ионов различных элементов. Длительность импульсов рентгеновского излучения составляла 2-4 псек (рис.18), что существенно выше длительности лазерного импульса.



Рис.15. Спектрально-временная структура излучения лазерной плазмы при различных плотностях лазерного потока на мишени (2·10<sup>17</sup>, 1·10<sup>16</sup> и 2·10<sup>15</sup> Bt/cm<sup>2</sup>) [71].



Рис.16. Длительность рентгеновского излучения на длине волны  $\lambda$ =52, 4 Å в зависимости от интенсивности лазерного излучения: Al XI 2*p*-3*d* (×), Au (◊) [71].



Рис.17. Временные профили резонансных линий  $Ly_{\alpha}$  (a) и  $He_{\alpha}$  (b) ([H]- и [He] - подобных ионов, соответственно) для различных материалов мишеней [72]. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими расчетами с использованием гидродинамического кода (сплошная линия).



Рис.18. Длительность рентгеновского излучения (с учетом временного разрешения ЭОК) для различных элементов [72].

Эксперименты по исследованию временного хода рентгеновских спектров многозарядных ионов показывают, что при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельной мишенью образуется высокотемпературная плазма высокой плотности. Время жизни такой плазмы зависит от различных переходных процессов: поглощения лазерного

излучения в разлетающейся плазме, переноса энергии в твердотельную мишень, механизмов охлаждения, обусловленных как теплопроводностью мишени, так и разлетом плазмы. Излучение многозарядных ионов определяется как временем жизни высокотемпературной плазмы, так и временем рекомбинации ионов в разлетающейся плазме. Полное время излучения по этой причине может существенно превышать длительность лазерного импульса.

#### <u>Генерация быстрых электронов, непрерывного и характеристического</u> рентгеновского излучения

При фокусировке ультракороткого фемтосекундного лазерного излучения на твердотельные мишени, в тонком слое на поверхности мишени образуется горячая и плотная плазма. Благодаря чрезвычайно сильным электрическим и магнитным полям частицы плазмы могут ускоряться до высоких энергий. Так, при лазерных потоках  $10^{17}$ - $10^{18}$  BT/см<sup>2</sup> энергия быстрых электронов может достигать значений несколько десятков килоэлектронвольт (см., например, обзоры [3, 4, 17, 18, 37]). Эти быстрые ("горячие") электроны, ускоряемые лазерным полем, проникают внутрь материала мишени и вызывают непрерывное (тормозное) и линейчатое (характеристическое) излучение. При этом приблизительно 1% общей энергии электронов преобразуется в характеристическое К<sub>а</sub> излучение.

Для описания процессов, происходящих в фемтосекундной лазерной плазме, обычно используются две функции распределения электронов по скоростям и, соответственно, две электронные температуры. Распределение холодной тепловой части электронов успевает максвеллизоваться и описывается температурой T<sub>e</sub>, которая не превышает обычно 1 кэВ. Время максвеллизации горячей части электронов ( $\tau_{ee} \sim T^{3/2}$ ) может превышать длительность греющего лазерного импульса, а их распределение может сильно отличаться от максвелловского (см., например, [73]). Тем не менее, это распределение описывается параметром T<sub>hot</sub>, который характеризует среднюю энергию горячих электронов и/или описывает экспоненциальную высокоэнергетическую часть распределения электронов по скоростям. Средняя энергия (температура) электронов T<sub>hot</sub> имеет степенную зависимость произведения лазерного потока I (Bt/cm<sup>2</sup>) на квадрат длины волны лазерного излучения  $\lambda$ (мкм):  $T_{hot} \sim (I \cdot \lambda^2)^{\alpha}$ . В качестве примера на рис.19 приведены измерения величины  $T_{hot}$ , выполненные на различных установках [3, 74]. Из рис.19 видно, что средняя энергия T<sub>hot</sub> быстрых электронов является степенной функцией с  $\alpha = 1/2 \div 1/3$  параметра ( $I \cdot \lambda^2$ ).



Рис. 19. Средняя энергия (температура  $T_{hot}$ ) быстрых электронов как функция параметра  $(I \lambda^2)$  [3, 74].

Наряду с температурой T<sub>hot</sub> другим важным параметром, характеризующим быстрые электроны, является коэффициент конверсии *η*, равный отношению общей энергии быстрых электронов к энергии лазерного импульса. Для коэффициента конверсии не наблюдается простой зависимости от параметра  $(I\lambda^2)$  [74] (см. рис.20). Величина  $\eta$  более чувствительна к временной структуре переднего фронта лазерного импульса, чем к максимальной величине лазерного потока на мишени. Временная структура характеризуется т.н. контрастом лазерного излучения, определяемого как отношение энергии (мощности) основного импульса к энергии (мощности) предымпульса. В случае низкого контраста лазерный поток, формируемый предымпульсом, уже достаточен для образования плазмы на мишени. Решающим фактором для величины *η* является характерный размер *L* неоднородности плотности электронов (градиента плотности электронов) на момент достижения максимальной интенсивности основного импульса. Т.к. скорость разлета преплазмы обычно составляет величину ~ 10' см/сек, временная задержка между предымпульсом и основным импульсом определяет длину преплазмы (градиента плотности). Механизм ускорения электронов и, соответственно, показатель степени  $\alpha$  при параметре  $(I\lambda^2)$  зависит как от интенсивности лазерного излучения, так и от величины градиента плотности L [3]. Однако неопределенность временного хода предымпульса и величины контраста лазерного излучения приводит зачастую лишь к оценочному характеру аналитических и численных моделей процессов генерации быстрых электронов и выхода рентгеновского излучения.



Рис.20. Эффективность преобразования лазерного излучения в энергию быстрых электронов в зависимости от параметра (*I* $\lambda^2$ ) [74].

В настоящее время известно несколько механизмов генерации горячих электронов (см., например, [3, 75]). Для субпикосекундных *p*-поляризованных лазерных импульсов нерелятивистской интенсивности ( $I_L \lambda^2 \leq 10^{18}$  Вт·мкм<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>) генерация горячих электронов может быть обусловлена, в основном, двумя бесстолкновительными механизмами: резонансным поглощением и "вакуумным нагревом" (см, например, [3, 75]). В случае размеров неоднородности плазмы  $L_c$ , превышающих амплитуду осцилляций электронов в поле нормальной компоненты лазерного поля  $r_E$ , электроны могут быть ускорены в резонансно усиленном потенциальном поле в окрестности критической плотности. При этом для достаточно крутых градиентов, когда  $L_c / \lambda < (2\pi)^{-1}$ , энергия ускоренных электронов (в кэВ) может быть оценена по формуле [76-79]  $T_{hot} \approx 1.3 [I_L]^{1/2} L_c \sin \theta$ , где  $I_L$  измеряется в  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а характерный размер неоднородности плотности плазмы  $L_c - в$  нм. Для

импульсов с низким контрастом, до прихода основного фемтосекундного лазерного излучения, на мишени успевает сформироваться плазменная корона. В случае характерного размера неоднородности плотности плазмы  $L_c$  в окрестности критической плотности, малого по сравнению с амплитудой осцилляций электронов в поле нормальной к мишени компоненты лазерного поля  $r_{Ep}$ , электроны могут быть ускорены вакуумным полем *p*-компоненты импульса. Температура (энергия) горячей компоненты электронов (в кэВ) оценивается при этом по формуле [80,81]  $T_{hot} \approx 74 I_L \lambda^2 \sin^2 \theta$ , где  $\lambda$  - длина волны лазерного излучения в мкм,  $I_L$  - интенсивность в  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\theta$  – угол падения излучения на мишень. Другим механизмом нагрева электронов при использовании высококонтрастных импульсов является нагрев за счет аномального скин-эффекта (показатель степени  $\alpha$ =2/3) [82]. Эти механизмы генерации горячих электронов предполагают наличие компонента лазерного поля, направленного вдоль градиента плотности (резонансный нагрев) или перпендикулярно к поверхности мишени (вакуумный нагрев), т.е. использование наклонного падения *p*-поляризованного излучения на мишень.

При низких лазерных интенсивностях I электроны в плазме осциллируют вдоль электрического поля E со скоростью v, которая всегда является малой величиной по сравнению со скоростью света c. При высоких лазерных интенсивностях скорость электронов может быть близкой к скорости света, а их масса существенно возрастает из-за релятивистских эффектов. В этом случае на движение электронов начинает оказывать существенное влияние и магнитное поле B:  $mdv/dt = Ee + (v/c) \times B$ , что приводит к ускорению электронов в направлении распространения лазерного излучения (вдоль вектора k). Этот механизм нагрева электронов, т.н.  $v \times B$  нагрев (см., например, [4, 18, 83, 84]), осуществляется при высоких потоках ( $I > 10^{18}$  BT/см<sup>2</sup>) и при нормальном падении лазерного излучения на мишень.

Столкновения электронов с ионами в плазме приводят к излучению непрерывного (рекомбинационного и тормозного) спектра и линейчатого спектра многозарядных ионов, а взаимодействие горячих электронов, генерируемых в плазме, с атомами мишени – к тормозному и характеристическому спектру. К настоящему времени выполнен целый ряд экспериментов по исследованию непрерывного рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы. Для описания непрерывного рентгеновского спектра обычно используется две электронные температуры. Мягкое рентгеновское излучение в высокотемпературной плазме формируется за счет теплового электронного компонента T<sub>e</sub>, температура которого обычно не превышает 1 кэВ. Жесткое рентгеновское излучение (с энергиями квантов более 2 кэВ) связано с формированием горячих электронов, температура *T<sub>hot</sub>* которых быстро растет с повышением интенсивности греющего лазерного импульса. Для иллюстрации на рис.21 приведен рентгеновский спектр плазмы, создаваемой на Си мишени Ti:S лазером (частота повторения 2 кГц, средняя мощность лазера 8,5 Вт, длительность одиночного импульса 40 фсек) [20]. Наличие двух наклонов непрерывного спектра (отмечены на рис.21 штриховыми линиями) указывает на двухтемпературное распределение электронов. Изучение жесткого рентгеновского непрерывного излучения дает возможность определить температуру T<sub>hot</sub> и получить важную информацию о преимущественных механизмах генерации горячих обычно электронов. Температура  $T_{hot}$ измеряется по наклону непрерывного высокоэнергетического (тормозного) спектра. Ниже приведены несколько примеров исследования непрерывного спектра фемтосекундной лазерной плазмы.

В работе [85] проведено экспериментальное исследование жесткого рентгеновского излучения (энергия квантов E = 8-100 кэВ) в зависимости от плотности потока ( $I = 10^{17} \div 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>), длительности (70 ÷ 400 фсек) и энергии лазерного излучения (рис.22). Зависимость величины  $T_{hot}$  от плотности лазерного потока I исследовалась как с помощью изменения энергии, так и длительности лазерного импульса. При постоянной длительности лазерного импульса (70 фсек)  $T_{hot} \sim (I)^{1,0}$ , что характерно для механизма вакуумного нагрева электронов. При фиксированной энергии импульса (420 мДж) и при изменении длительности импульса  $T_{hot} \sim (I)^{0,3}$ , что является характерным для резонансного поглощения. Эта разница в зависимостях

*T<sub>hot</sub>* от плотности лазерного потока *I* указывает на различные условия формирования градиента плотности электронов в этих двух способах изменения *I*.



Рис.21. Рентгеновский спектр плазмы, создаваемой на Си мишени Ті:S лазером (частота повторения 2 кГц, средняя мощность лазера 8,5 Вт, длительность одиночного импульса 40 фсек) [20].



Рис.22. Спектр жесткого рентгеновского излучения Ag плазмы, создаваемой лазерным излучением с длительностью 70 фсек и энергией в импульсе 460 мДж (отмечены кружками) и 260 мДж (точки) при потоках  $I = 4 \times 10^{18}$  и  $I = 2,4 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> соответственно [85].

Непрерывный высокоэнергетичный спектр, измеренный с помощью NaI детекторов, приведен на рис.23 [36]. Энергии фотонов, регистрируемые в эксперименте, достигали значений 1,5 МэВ. Наклон непрерывного спектра соответствует значению  $T_{hot}$  =290 КэВ. В работе [42] приведено сравнение спектров горячих электронов плазмы и непрерывного спектра жесткого рентгеновского излучения, возбуждаемого в Al мишени (рис.24). Измеренные температуры горячих электронов показали близкие значения ( $T_{hot}$  =47 кэВ и 40 кэВ, соответственно). Анализ этих экспериментальных данных указывает на вакуумный нагрев [80, 81] как основной механизм генерации горячих электронов в плазме, создаваемой *p*-поляризованным излучением Ti:S лазера (5 мДж/ 150 фсек).



Рис.23. Спектр жесткого рентгеновского излучения Си плазмы, создаваемой лазерным излучением с длительностью 35 фсек при лазерных потоках  $I = 5 \cdot 10^{18}$  [36].



Рис.24. Спектр горячих электронов (А) и тормозного жесткого рентгеновского излучения (В) из Аl мишени [42]. Указаны температуры горячих электронов *T<sub>h</sub>*, соответствующие наклонам спектров (сплошные линии).

В работе [41] исследовалось угловое распределение жесткого рентгеновского излучения из плазмы, создаваемой на Та мишени при лазерных потоках 5·10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup> (Ti:S лазер: 250 мДж /60 фсек/ 10 Гц). На рис.25 приведены два спектра жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированные с помощью термолюминесцентных детекторов в направлении зеркального отражения (точки) и по направлению (квадраты) падающего лазерного излучения.

Температура горячих электронов, измеренная по наклону спектрального распределения, составила значения  $T_{hot} = 700$  кэВ и 300 кэВ для зеркального и прямого направлений, соответственно. Эти значения электронных температур соответствуют пондеромоторному механизму ускорения электронов [83], который дает значение  $T_{hot} = 420$  кэВ для лазерных потоков  $I=5\cdot10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.



Рис. 25. Спектры жесткого рентгеновского излучения в направлении зеркального отражения (точки) и по направлению (квадраты) падающего лазерного излучения [41].

Рентгеновское спонтанное излучение, генерируемое быстрыми электронами в твердотельной мишени, имеет ту же природу, что и излучение обычных рентгеновских трубок, но с одним очень существенным отличием. Т.к. время взаимодействия лазерного излучения с электронами плазмы ограничено длительностью лазерного импульса, можно ожидать, что длительность электронного импульса будет составлять величину порядка длительности лазерного импульса. Этот процесс, наряду с другими параметрами: длиной пробега электронов и коэффициентом поглощения характеристического излучения в твердом теле, определяет величину и длительность рентгеновского импульса.

Как известно из анализа работы рентгеновских трубок, отношение интенсивности характеристического К<sub>а</sub> излучения к интенсивности непрерывного спектра достигает максимума при средней энергии электронов  $T_{hot}$ , равной 3-4 энергиям  $\Delta E$  перехода  $K_a$ :  $T_{hot} \sim (3$ - 4)  $\Delta E$ . Так, для возбуждения перехода Cu K<sub>a</sub> ( $\Delta E$ = 8 кэВ) наиболее эффективная температура составляет величину T<sub>hot</sub> ~25 - 30 кэВ, соответствует лазерному потоку в несколько единиц  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> для длины волны лазерного излучения  $\lambda = 0,8$  мкм. Для более точного расчета выхода К<sub>α</sub> излучения используются различные модели, которые учитывают зависимости температуры  $T_{hot}$  от параметра  $(I\lambda^2)$  и сечения возбуждения перехода  $K_{\alpha}$  от  $T_{hot}$ , длину пробега электронов в твердом теле, а также процессы поглощения и реабсорбции. При этом существует оптимальная величина интенсивности лазерного излучения І, при которой наблюдается максимальный выход излучения. Действительно, с одной стороны, более высокая величина I должна бы приводить к большему выходу К<sub>α</sub>излучения, т.к. производится большее количество электронов с энергиями, достаточными для возбуждения линии K<sub>a</sub>. Однако электроны с большими энергиями имеют меньшие величины сечений возбуждений Ка перехода. Кроме того, высокоэнергетичные электроны глубже проникают в мишень, что приводит к процессам поглощения и реабсорбции излучения, пока оно выйдет на поверхность мишени.

На рис.26 приведены теоретические вычисления выхода рентгеновского Cu K<sub> $\alpha$ </sub> излучения (в единицах фот/4 $\pi$  стер) в зависимости от температуры электронов  $T_{hot}$  [36], для которой использовалась зависимость [78]:

$$T_{hot} = 511 \times [(1 + 3,6 \times 10^{-19} \times I\lambda^2)^{1/2} - 1]$$
 кэВ.



Рис. 26. Теоретические вычисления выхода рентгеновского Cu K<sub> $\alpha$ </sub> излучения (в единицах  $\phi$ от/4 $\pi$  стер) в зависимости от температуры электронов *T*<sub>hot</sub> [36].

В работе [86] приведены расчеты выхода и временной структуры  $K_{\alpha}$  излучения для *р*-поляризованного излучения Ti:S лазера (100 мДж/ 60 фсек/ угол падения на мишень – 45°). Для  $T_{hot}$  использовалась формула

$$T_{hot}$$
=130 кэВ  $[I / (10^{17} \text{ Bt/cm}^2)]^{1/2}$ 

Определена оптимальная величина интенсивности *I*<sub>opt</sub> лазерного излучения, при которой выход излучения мишеней с атомным номером *Z* имеет максимальное значение:

$$I_{opt} = 7 \times 10^9 Z^{4,4}$$

На рис.27 приведены расчеты выхода  $K_{\alpha}$  излучения для массивных Ti, Cu, Ag и Ta мишеней и зависимость оптимальной интенсивности лазерного излучения  $I_{opt}$  для различных Z.



Рис.27. Теоретические расчеты выхода  $K_{\alpha}$  излучения для массивных Ti, Cu, Ag и Ta мишеней (пунктир, штрих-пунтир, штрих и сплошная линия соответственно) и зависимость оптимальной интенсивности лазерного излучения  $I_{opt}$  для различных Z [86].

Длительность  $K_{\alpha}$  излучения, генерируемого в фемтосекундной лазерной плазме, является определяющим параметром для многих практических приложений (см. раздел "Метод *ритр*probe и измерение длительности рентгеновского импульса"). Линия  $K_{\alpha}$  излучается сразу же после начала воздействия лазерного импульса на мишень, когда генерируются и взаимодействуют с твердотельной мишенью первые горячие электроны. После окончания действия лазерного излучения, линия  $K_{\alpha}$  продолжает излучаться до тех пор, пока энергия горячих электронов не упадет ниже энергии ионизации К оболочки. Таким образом, полная длительность  $K_{\alpha}$  излучения  $\tau_x$  есть сумма длительности лазерного импульса  $\tau_l$  и длительности "догорающего" излучения  $\tau_a$ :

$$\tau_x = \tau_l + \tau_a$$

Расчеты полной длительности  $K_{\alpha}$  излучения по уровню 90% для различных массивных мишеней с учетом этого эффекта приведены на Рис.28. Из этих вычислений следует, что длительность  $K_{\alpha}$  излучения  $\tau_x$  может существенно превышать длительность лазерного импульса ( $\tau_l$  =60 фсек). Для уменьшения длительности  $\tau_x$  до величин  $\tau_x$  =100 фсек в работе [86] предложено использовать не массивные твердотельные мишени, а фольги толщиной ~2 мкм.



Рис.28. Расчеты полной длительности K<sub>α</sub> излучения по уровню 90% для различных массивных мишеней (Ті-пунктир, Cu-штрих-пунтир, Ag - штрих и Ta - сплошная линия) и при различных интенсивностях лазерного излучения (длительность лазерного импульса 60 фсек) [86].

В работе [85] проведено экспериментальное исследование жесткого рентгеновского излучения (E = 8-100 кэВ) и конверсии  $K_{\alpha}$  излучения  $\eta$  в Ад лазерной плазме в зависимости от плотности потока ( $I = 10^{17} \div 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ ), длительности ( $70 \div 400 \text{ фсек}$ ) и энергии лазерного излучения (рис.22, 29). Коэффициент конверсии достигает максимальной величины  $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$  при потоках  $I = 4 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Показано, что  $T_{hot}$  и  $\eta$  имеют более сильную зависимость от энергии, чем от потока и длительности лазерного излучения (рис.29).



Рис.29. Коэффициент конверсии Ag K<sub>α</sub> излучения в зависимости от потока лазерного излучения при длительности лазерного импульса 70 фсек (сплошные кружки) и 400 фсек (кружки) [85].

В развитии фемтосекундной лазерной техники в настоящее время наблюдаются две тенденции [37]. Первая – это увеличение мощности одиночных импульсов (вплоть до Петаватт) в лазерных системах с малой частотой повторения (следования) импульсов. Вторая – уменьшение размеров установок при одновременном увеличении частоты повторения импульсов до нескольких кГц. Несмотря на малую энергию в одном импульсе эти лазерные установки обладают высокой средней мощностью генерируемого рентгеновского излучения. В качестве примера на рис.21 приведен рентгеновский спектр плазмы, создаваемой на Си мишени Ti:S лазером (частота повторения 2 кГц, средняя мощность лазера 8,5 Вт, длительность одиночного импульса 40 фсек) [20]. Высокая частота повторения позволяет использовать для записи спектра абсолютно калиброванные твердотельные детекторы, работающие в дифференциальном (пропорциональном) режиме счета фотонов (в работе [20] использовалась рентгеновская ПЗС камера с энергетическим разрешением ~ 170 эВ). Наблюдается как непрерывный, так и характеристический спектр (рис.21). Измеренная средняя мощность рентгеновского излучения составила величину 10<sup>13</sup> фот/(4 $\pi$  стер сек) для энергии фотонов 3-4 кэВ и 10<sup>9</sup> фот/(4 $\pi$  стер сек) с энергиями фотонов выше 5 кэВ.



Рис.30. Рентгеновский спектр Ga лазерной плазмы, создаваемой на жидкоструйной мишени при помощи лазера с большой частотой повторения импульсов [21, 87].

Высокая частота повторения импульсов инициировала разработку новых типов лазерных мишеней – различного вида газовых струй и жидкостных мишеней. Для выставления поверхности мишени на новое, чистое место после каждого импульса лазера обычно используются вращающиеся диски, проволока или фольга, двигающиеся с большой скоростью. Эти лазерные мишени имеют размеры намного большие диаметра фокусировки, что ограничивает доступ к наблюдению плазмы, а также приводит к большому количеству вещества, распыляемого после каждой вспышки лазера. В новых, долгоживущих, стабильных по положению в пространстве, свободных от загрязнения мишенях используются различного вида струи жидкости. Для повышения выхода рентгеновского излучения необходимо использовать вещества с большим атомным номером. В работах [21, 87] для этой цели разработан мишенный узел со струей жидкого Ga (Z=31), имеющей диаметр 30 мкм. Для создания плазмы использовался 1-кГц Тi:S лазер (1,8 Вт/ 50 фсек/ 3 × 10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup>), для регистрации рентгеновского спектра – кремниевый фотодиод. На рис.30 приведен непрерывный и характеристический спектр Ga. Измеренный поток рентгеновского излучения в К<sub>а</sub> линии составил величину 1,5·10<sup>8</sup> фот/сек. Этот же тип мишени использовался в работе [88]. Плазма создавалась 1 кГц Ti:S лазером (6,2 мДж/импульс / 45 фсек/  $3 \times 10^{17}$  Bт/см<sup>2</sup>), имеющим высокий контраст излучения – 10<sup>7</sup>. Для регистрации спектра в диапазоне энергий фотонов 4-16 кэВ использовался кремниевый диод, в диапазоне энергий 10-140 кэВ сцинтилляционный детектор. На рис.31 представлены рентгеновские спектры в этих двух диапазонах энергий. Высокоэнергетическая часть спектра позволила определить температуру  $T_{hot}$  =40 кэВ. Измеренная спектральная яркость источника в линии составила величину 1,2·10<sup>8</sup> фот/сек мм<sup>2</sup> мрад<sup>2</sup> в полосе энергии  $\Delta E/E=0,1\%$ .



Рис.31. Рентгеновский спектр Ga лазерной плазмы, создаваемой на жидкоструйной мишени лазером с большой частотой повторения [88] с использованием кремниевого диода (а) и сцинтилляционного детектора (b).

В рентгеновских исследованиях обычно используются Ti:S или эксимерные KrF лазеры. В работах [75, 89] впервые исследовано рентгеновское характеристическое К<sub>а</sub> - излучение плазмы, создаваемой тераваттной фемтосекундной хром-форстеритной лазерной системой инфракрасного диапазона (1240 нм/100 мДж/ 80 фсек). Для регистрации рентгеновских спектров спектральным разрешением использовался высоким фокусирующий с кристаллический спектрометр. Высокая светосила спектрометра позволяла регистрировать спектры за 1 – 20 вспышек лазера, что дало возможность проводить мониторинг рентгеновского излучения лазерной плазмы в режиме реального времени. Абсолютная калибровка спектрометра позволила регистрировать спектры в абсолютной шкале интенсивности (см. рис.32, 33). Благодаря высокому спектральному разрешению спектрометра наблюдалась полная структура рентгеновских спектров характеристического излучения: К<sub>α1</sub>, К<sub>α2</sub>, К<sub>в</sub> линии. Определен абсолютный выход излучения X (в единицах фот/стер·имп и фот/стер) и коэффициент конверсии (преобразования)  $\eta = E_{x-ray}/E_L$  лазерного излучения в  $K_{\alpha}$ излучение, которые составили для Fe плазмы величины  $X = 4 \times 10^9$  фотон/импульс и  $\eta = 0.03$  % [75, 89]. Сравнение теоретических расчетов [90, 91] с экспериментальными данными по изучению угловой зависимости К<sub>α</sub> излучения [89] позволило идентифицировать основные механизмы генерации быстрых электронов.

Важным процессом, связанным с генерацией горячих электронов, является ускорение ионов до МэВ энергий. Причиной ускорения ионов является разделение заряда в плазме, возникающее вследствие генерации высокоэнергетических электронов. В процессе разлета нагретого лазером слоя плотной плазмы кинетическая энергия быстрых горячих электронов

трансформируется в энергию электростатического поля, которое ускоряет ионы до энергий, даже превосходящих характерную энергию  $T_{hot}$  горячих электронов. Т.к. эффективность преобразования лазерной энергии в энергию горячих электронов может достигать значений 40-50%, эффективность генерации высокоэнергетических ионов также может быть достаточно высокой. При этом особый интерес вызывает использование лазерного ускорения ионов в протонной радиотерапии, при создании компактного источника протонов для диагностики плотной плазмы, для быстрого поджига термоядерной мишени и др. приложений [3, 4, 18].



Рис.32. Обзорный спектр Си мишени (наклонное падение, основная частота, 20 вспышек лазера *E*<sub>L</sub>=30 мДж) [89].



Рис.33. Спектр Си мишени (наклонное падение, основная частота, 1 вспышка лазера  $E_L$ =30 мДж, спектральное разрешение –  $\lambda/\delta\lambda$ =1000) [89].

В экспериментальных исследованиях ускорения ионов используются различные методы. С использованием интерферометрических методов исследована динамика взаимодействия интенсивного лазерного импульса (4 ТВт/ 400 фсек) с газовой струей [92]. Максимум энергии ионов Не составлял величину 500 кэВ, а коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в энергию быстрых ионов – 5%. В работах [65, 66] с помощью спектроскопических исследований наблюдалось ускорение многозарядных ионов фтора до энергий несколько МэВ в плазме, создаваемой интенсивным *p*-поляризованным излучением фемтосекундного лазера

(800 нм/ 10 ТВт/ 60 фсек/ (2-4)×10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup>). Энергетические спектры тяжелых ионов и протонов получены с высоким спектральным разрешением при взаимодействии лазерного излучения (плотность потока 5·10<sup>19</sup> Вт/см<sup>2</sup>) с твердотельной мишенью [93]. Схема эксперимента приведена на рис. 34. Для измерения спектра ионов и протонов использовался ионный спектрометр (парабола Томсона). На рис.35-37 приведены экспериментальные результаты. Максимальная энергия составила величину 430 МэВ для ионов Pb<sup>46+</sup> и 30 МэВ для протонов. В работе [94] описывается компактный источник протонов, который используется для диагностики плотной плазмы. Корпускулярная диагностика, основанная на пучках мульти-МэВных протонов, имеет такие преимущества, как малый размер источника, хорошая расходимость, короткая длительность импульса и высокая интенсивность.



Рис. 34. Схема эксперимента по измерению энергетических спектров ионов свинца и протонов [93].



Рис. 35. Экспериментальные спектры ионов углерода и свинца [93]. Спектры углерода в линейной шкале приведены в правом верхнем углу.



Рис. 36. Энергетический спектр протонов [93].



Рис. 37. Зависимость максимальной энергии ионов от параметра *I*λ<sup>2</sup> (*I*-плотность потока лазерного излучения на мишени, λ=1,053 мкм – длина волны) [93].

Теоретические аспекты процессов ускорения ионов рассматриваются В многочисленных работах (см. библиографию в [3,4, 95]). Так, расчеты с использованием 2D и 3D компьютерных кодов "частица в ячейке" (PIC - моделей) [96, 97] являются мощным инструментом для исследования ускорения ионов при взаимодействии коротких лазерных импульсов с плазмой. В работе [95] проведено теоретическое исследование ускорения ионов при разлете лазерной плазмы на основе гибридной модели Больцмана-Власова-Пуассона. Получены пространственные и энергетические распределения легких и тяжелых ионов в различных зарядовых состояниях, изучены закономерности ускорения ионов в зависимости от их состава и зарядового состояния, исследовано влияние параметров мишени, длительности и формы лазерного импульса на ускорение ионов. Представленная модель ускорения ионов электронами за счет поля разделения заряда позволяет просто оценить параметры ионов через параметры электронного компонента плазмы.

#### Метод *ритр-probe* и измерение длительности рентгеновского импульса

Основным преимуществом рентгеновских источников, создаваемых с помощью фемтосекундных лазеров, является короткая длительность рентгеновского импульса, которая по порядку величины равна длительности лазерного импульса и не превышает 1 псек. Для регистрации такой короткой длительности прямые методы непригодны, поэтому для временных измерений и для практических приложений применяется косвенный, т.н. "ритрprobe" метод. В этом методе используются четыре элемента: исследуемый образец, воздействующий (pump) лазерный пучок, зондирующий рентгеновский (probe) пучок и детектор рентгеновского излучения (см., например, обзор [11]) (рис.38). Образец выбирается таким образом, чтобы под воздействием фемтосекундного лазерного излучения (*pump*) в нем происходили быстрые процессы (образование плазмы, фазовые переходы, химические реакции, изменение структуры кристаллической решетки и т.д.). Эти процессы исследуются зондирующим (probe) рентгеновским импульсом. Регулируемая задержка между pump и probe пучками позволяет исследовать временную структуру процессов, происходящих в образце. Временное разрешение в *ритр-probe* экспериментах, очевидным образом, определяется как длительностью *pump*, так и *probe* пучков. Т.о. развитие ультракороткой оптической и рентгеновской спектроскопии напрямую зависит от успехов в разработке лазерных и других технологий создания ультракоротких импульсов.



Рис.38. Два метода *ритр-ргове* экспериментов [11].

Воздействующий *ритр* пучок (импульс накачки) всегда должен быть короче требуемого временного разрешения, но длительность зондирующего пробного (*probe*) импульса может быть двух видов: 1) короткой длительности и с использованием медленного детектора и 2) с использованием быстрого детектора и длинным импульсом (рис.38). В первом случае (рис.38а) пробный импульс следует за импульсом накачки с некоторой задержкой. Состояние образца на момент его зондирования пробным импульсом регистрируется с помощью медленного детектора. Этот эксперимент должен повторяться много раз с различными

временными задержками между импульсом накачки и пробным импульсом для записи (восстановления) полной картины кинетики взаимодействия. Этот метод обладает высоким временным разрешением, определяемым длительностью *pump* и *probe* импульсов, но образец требует восстановления после каждой экспозиции. Во втором случае образец зондируется пробным импульсом квазинепрерывно, и этот сигнал разрешается во времени с помощью быстрого детектора (puc.34b). Это позволяет записать всю кинетику взаимодействия за одну экспозицию. Однако временное разрешение в этом случае ограничено величиной ~ 1 псек, т.е. временным разрешением существующих детекторов (электронно-оптические камеры). Другим недостатком является низкая чувствительность этих детекторов в рентгеновском диапазоне спектра.

Ниже приводятся несколько примеров использования метода "*pump-probe*" для измерения длительности рентгеновских импульсов, генерируемых в лазерной плазме, и для исследования динамики быстропротекающих процессов.

Такие фундаментальные процессы, как изменение колебательных и вращательных состояний в одиночных молекулах, в жидкостях или в кристаллической решетке, разрушение и образование химических связей, происходят на временных интервалах от нескольких фемтосекунд до пикосекунд. Одним из методов исследования таких процессов является метод рентгеновской дифракции с временным разрешением. С помощью этого метода в работе [98] наблюдалось распространение когерентных акустических волн в кристалле арсенида-галлия с использованием ультракоротких рентгеновских импульсов. Результаты этих экспериментов по временному исследованию рентгеновской дифракции находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами для когерентного фононного возбуждения в твердом теле. Эксперименты демонстрируют возможность получения количественной информации о динамике движения атомов в массивной среде с пикосекундным временным разрешением. Схема рентгеновского дифрактометра приведена на рис. 39. Излучение Ti:S фемтосекудного лазера (800 нм /200 мДж /30 фсек /20 Гц) использовалось для формирования оптического ритр и рентгеновского probe пучков. Импульс создавался при фокусировке лазерного импульса (50 мДж) на медную мишень (движущаяся проволока). В результате на мишени формировался источник рентгеновского характеристического излучения Си К<sub>α1</sub>, К<sub>α2</sub> линий. Это излучение дифракции на образце-кристалле GaAs, облучаемого ритр после импульсом, регистрировалось рентгеновской ПЗС камерой. С помощью дифракционной картины, возникающей от возбужденной и невозбужденной частей кристалла, наблюдалось миллиангстремное движение атомов на пикосекундной временной шкале.



Рис. 39. Схема рентгеновского дифрактометра [98].

Структурные изменения в кристаллической решетке под воздействием *ритр* импульса использовались в работе [99] для оценки длительности рентгеновского характеристического излучения, генерируемого в кремниевой фемтосекундной лазерной плазме. Схема эксперимента приведена на рис.40. Для образования плазмы основная часть (90%) излучения Ti:S лазерной системы (200 мДж /80 фсек) фокусировалась на кремниевую мишень. Образующееся в результате этого взаимодействия характеристическое Si K<sub>a</sub> излучение (probe пучок) фокусировалось, в свою очередь, тороидальным кристаллом кварца на образец кристалл CdTe. Отраженное от CdTe кристалла Si K<sub>α</sub> излучение регистрировалось рентгеновской ПЗС камерой. Часть излучения Ti:S лазера (*ритр* пучок) с регулируемой временной задержкой воздействовало на образец для изменения кристаллической структуры в поверхностном слое кристалла, что вызывало изменение коэффициента отражения кристалла CdTe. Интенсивность отраженного от кристалла Si K<sub>a</sub> излучения в зависимости от временной задержки между *ритр* и probe импульсами представлена на рис.41. Из формы кривой отражения следует, что в случае бесконечно быстрого структурного изменения в CdTe поверхностном слое длительность импульса Si K<sub>a</sub> излучения составляет 640 фсек (верхний предел). Учет переходных процессов в СdTe кристалле под воздействием *ритр* импульса дает величину 200 фсек для длительности Si K<sub>α</sub> излучения (см. рис.42). Аналогичные измерения, выполненные на этой же лазерной установке (Ti:S - 200 мДж /80 фсек), но с другим образцом - кристаллом InSb, показали, что длительность рентгеновского импульса Si K<sub>α</sub> излучения не превышает 250 фсек [74].



Рис.40. Схема эксперимента по измерению длительности рентгеновского характеристического излучения, генерируемого в кремниевой фемтосекудной лазерной плазме [99].



Рис.41. Зависимость интенсивности Si K<sub>α</sub> излучения, отраженного от CdTe кристалла, от временной задержки между *pump* и *probe* импульсами [99].



Рис. 42. Восстановленный профиль интенсивности рентгеновского импульса Si K<sub>α</sub> излучения с учетом переходных процессов в CdTe кристалле под воздействием *ритр* импульса при плотности лазерного потока на мишени 10<sup>17</sup> Bt/cm<sup>2</sup>. На вставке приведена зависимость длительности излучения от плотности лазерного потока на мишени [99].

Метод рентгеновской дифракции использовался в работах [100, 101] для измерения времени фазового перехода твердое тело – жидкость в Ge. Пробный пучок формировался на основе излучения Ti K<sub>α</sub> из Ti [100] микроплазмы с последующей фокусировкой излучения тороидальным зеркалом на Ge кристалл (образец). Отраженное от кристалла рентгеновское излучение регистрировалось ПЗС камерой. *Ритр* пучок и лазерная плазма создавалась Ti:S лазером (800 нм/ 100 мДж/ 120 фсек/ 10 Гц). На рис.43 приведены результаты измерений интегрального коэффициента отражения в зависимости от временной задержки между *ритр* и *probe* пучками [100]. Измеренное время перехода из твердой в жидкую фазу составило ~ 300 фсек. Аналогичные измерения с использованием излучения Cu K<sub>α</sub> из Cu плазмы выполнены в работе [101]. Исследование динамики фазовых переходов в Si и затухания когерентного акустического возбуждения кристаллической решетки с помощью *ритр-probe* метода приводится также в работе [17].



Рис.43. Интегральный коэффициент отражения от Ge кристалла в зависимости от временной задержки между *ритр* и *probe* пучками при двух интенсивностях *ритр* пучка (0,2 и 0,4 Дж/см<sup>2</sup>). Результаты измерений через несколько минут после *ритр* импульса приведены на прямой справа (∞) [100].

Метод рентгеновской дифракции с временным разрешением использовался в работе [102] для измерения когерентного смещения атомов в кристаллической решетке висмута, возбуждаемой оптическим *ритр* импульсом. Возбуждение когерентных оптических фононов большой амплитуды приводит к периодической модуляции интенсивности дифрагированного *probe* пучка (рис.44).



Рис.44. Зависимость интегрального коэффициента отражения от плоскости (222) кристалла Ві от временной задержки между оптическим *ритр* импульсом (плотность энергии на образце 6 мДж/см<sup>2</sup>) и рентгеновским *probe* импульсом (Ті K<sub>α</sub>, E=4,51 кэB) [102].



Рис.45. Схема эксперимента по исследованию динамики процесса диссоциации молекул SF<sub>6</sub> в газе с использованием методов *pump-probe* и EXAFS спектроскопии [105].

Наряду с рентгеновской дифракцией другим эффективным методом исследования атомных метод EXAFS спектроскопии (EXAFS=extended x-ray absorption fine структур является structure – дальняя тонкая структура рентгеновских спектров поглощения). Как известно, EXAFS спектроскопия позволяет исследовать структуру и химический состав локального окружения заданного химического элемента (см., например, [103, 104]). Использование этого метода с временным разрешением открывает новые возможности для изучения динамики химических реакций и фазовых переходов. Примером может служить работа [105], в которой соединение методов *ритр-probe* и EXAFS спектроскопии позволило наблюдать динамику химической реакции (фотодиссоциация молекул SF<sub>6</sub> в газе) с временным разрешением 2 псек. Схема эксперимента приведена на рис.45. Плазма создавалась лазером на Nd стекле (0,53 мкм /500 мДж /400 фсек) на поверхности Мо или Та мишени. Рентгеновское непрерывное излучение плазмы на длине волны вблизи 0,5 нм (2,4 кэВ - probe пучок) после прохождения через капсулу с SF<sub>6</sub> газом регистрировалось с помощью светосильного фокусирующего кристаллического спектрометра. Одновременно на капсулу с SF<sub>6</sub> газом воздействовал оптический, *ритр* импульс, вызывающий фотодиссоциацию молекул газа. Исследование EXAFS спектров при различных временных задержках между *pump* и probe импульсами дает информацию о процессе фотодиссоциации SF<sub>6</sub> молекул.

#### Зондирование плазмы сверхкороткими ВУФ и рентгеновскими импульсами

ВУФ и рентгеновское зондирование (т.н. "EUV and x-ray backlighting") плотной плазмы, осуществляемое методом *ритр-probe*, является эффективным методом диагностики плазмы с высоким временным разрешением. При зондировании плазмы измеряется пропускание плазмы на различных частотах. Т.к. свет может распространяться в плазме с электронной плотностью меньшей критической для данного излучения, то для исследования плазмы с высокой электронной плотностью необходимо продвигаться в коротковолновый диапазон спектра для пробного (*probe*) пучка. В качестве источников излучения для формирования *probe* импульсов используются высшие гармоники излучения оптических лазеров, различные типы плазменных пинчей, лазерная плазма, коротковолновое излучение лазеров на свободных электронах и синхротронное излучение. В будущем для этой цели предполагается использовать и излучение рентгеновских лазеров.



Рис.46. Принцип метода измерения временного хода плотности электронов *N<sub>e</sub>* в фемтосекундной лазерной плазме с использованием излучения высоких гармоник субпикосекундного лазера [106].

В работе [106] для измерения временного хода плотности электронов  $N_e$  в лазерной плазме со значениями  $N_e > 10^{23}$  см<sup>-3</sup> использовались высшие гармоники субпикосекундного KrF эксимерного лазера. Идея метода состоит в измерении пропускания плазмы на двух или более частотах таким образом, чтобы одни частоты были выше, а другие – ниже плазменной частоты (рис.46). Как известно, свет может распространяться в плазме с электронной плотностью  $N_e < N_c$ , где критическая плотность  $N_c$ 

$$N_c = (4\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^2) / (e^2 \lambda^2) \approx 1.11 \times 10^{21} / (\lambda / \text{мкм})^2 \text{ см}^{-3}$$

Т.к. типичная плотность электронов в фемтосекундной лазерной плазме по порядку величины составляет  $N_e \sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup> и ее эволюция происходит на субпикосекудной временной шкале, для зондирования такой плазмы должны применяться ультракороткие импульсы ВУФ и рентгеновского излучения. Для формирования ВУФ импульсов с различными частотами обычно используется генерация высших гармоник при прохождении лазерного импульса через газовую струю. В зависимости от плотности  $N_e$ , высшие гармоники проходят через фемтосекундную лазерную плазму, в то время как гармоники с меньшей частотой этой плазмой поглощаются или отражаются. Плотность электронов затем может быть восстановлена по отношению интенсивностей прошедших через плазму гармоник. Измерение прозрачности плазмы на различных частотах в различные моменты времени (метод *pumpprobe*) позволяет исследовать временные профили температуры и плотности электронов фемтосекундной лазерной плазмы. Схема эксперимента [106].приведена на рис.47. Высшие гармоники генерировались при прохождении излучения KrF лазера (700 фсек/ 3·10<sup>15</sup> BT/см<sup>2</sup>) через струю инертного газа. При этом гармоники генерировались вплоть до длины волны 19,2 нм (13<sup>ая</sup> гармоника KrF лазера), в экспериментах использовались 5<sup>ая</sup> и 7<sup>ая</sup> гармоники с

длинами волн 49,7 и 35,5 нм соответственно. Излучение гармоник (probe пучок) проходит через плазму, создаваемой на тонкой фольге из поликарбоната излучением того же лазера (pump пучок: 10 мДж /700 фсек/  $5 \cdot 10^{14}$  BT/см<sup>2</sup>). Пробный пучок, прошедший через плазму с регулируемой временной задержкой относительно pump импульса, регистрируется с помощью спектрометра с дифракционной решеткой на пропускание и детектором на основе микроканальной пластины. На рис.48 представлены некоторые результаты измерений отношения интенсивностей 7 <sup>ой</sup> к 5<sup>ой</sup> гармоник в зависимости от временной задержки между pump и probe импульсами (рис.48а). На этом же рисунке представлены вычисления температуры электронов  $T_e$  с учетом (сплошная кривая) и без учета рекомбинации. Наилучшее согласие наблюдается для вычислений с учетом рекомбинации с  $T_e = 66$  эВ. При этой температуре восстанавливается эволюция плотности электронов  $N_e$ , (рис.48b). Этот метод [106] позволяет исследовать не только эволюцию  $T_e$  и  $N_e$ , но и оптические свойства плотной фемтосекундной плазмы – реальную и мнимую части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  в зависимости от плотности электронов.



Рис.47. Схема эксперимента по измерению временного хода параметров фемтосекундной лазерной плазмы с использованием излучения высоких гармоник субпикосекундного лазера [106].



Рис.48. Результаты экспериментов по исследованию температуры  $T_e$  (a) и плотности электронов  $N_e$ , (б) при различных временных задержках между *pump* и *probe* импульсами [106].

Рентгеновское зондирование является эффективным методом диагностики плотной и сверхплотной плазмы, создаваемой при сжатии мишеней в условиях инерциального термоядерного синтеза и в некоторых пинчевых разрядах. В качестве источников просвечивающего излучения используется либо вспомогательная лазерная плазма, либо дополнительный пинч-разряд. Для получения изображения исследуемого объекта при точечном источнике подсветки используется теневое проецирование, при протяженном различные рентгеновской микроскопии. При источнике схемы использовании \_ немонохроматического излучения источника подсветки высокое пространственное разрешение обеспечивается камерами-обскурами (рис.49). Однако в некоторых случаях эти

методы являются недостаточными, и требуется разработка новых улучшенных технологий зондирования.



Рис.49. Различные схемы зондирования плазмы с использованием немонохроматического источника излучения и камер-обскур: (а) - протяженный источник; (b) – точечный источник; (c) – промежуточный случай [107].



Рис. 50. Схема зондирования с использованием блока камер-обскур [107].

Для просвечивания высокотемпературной плотной плазмы и для увеличения пространственного разрешения требуется либо увеличение интенсивности просвечивающего источника, что иногда проблематично, либо использование новых схем зондирования. Так для установки NIF (National Ignition Facility) в лаборатории Лоуренса в Ливерморе, США, предназначенной для осуществления лазерного термоядерного синтеза, для повышения светосилы разработана схема с использованием блока камер-обскур [107] (Рис.50).

Другой подход использует увеличение спектральной яркости просвечивающего источника с помощью монохроматизации зондирующего излучения. В работе [108] предложена новая схема монохроматического рентгеновского зондирования, позволяющая получать не только теневые изображения ярких плазменных объектов в отдельных спектральных линиях с высоким пространственным разрешением, но и существенно снизить требования к источнику излучения. Кроме того, схема обладает полем зрения, измеряемым сантиметрами, что дает возможность исследовать с ее помощью любые плазменные объекты. Основным элементом этой схемы просвечивания является использование изогнутого по сферической поверхности кристалла, способного формировать изображения объектов в рентгеновских лучах (рис.51). При этом кристалл работает как обыкновенное оптическое сферическое зеркало, обладающее высокими спектрально-селективными отражающими свойствами. В предложенной схеме осуществляется эффективная спектральная и пространственная фильтрация собственного излучения исследуемой плазмы, поэтому источник просвечивающего излучения может иметь суммарную интенсивность, существенно меньшую интенсивности исследуемого объекта. Необходимо только, чтобы поверхностная яркость источника превышала поверхностную яркость объекта в пределах одной спектральной линии. Учитывая, что источник просвечивающего излучения может быть весьма мал, для его создания будет необходима мощность, на несколько порядков меньшая мощности, затрачиваемой на нагрев исследуемой плазмы. Первые эксперименты по рентгеновскому зондированию плазмы Х-пинча с использованием этого метода были выполнены на сильноточном импульсном генераторе ХР из Корнельского университета (Итака, США) [108]. Этот же метод использовался для рентгеновского зондирования плазмы мощного Z-пинча "Z-Machine" (Национальная лаборатория Сандиа, CIIIA) (рис.52) [109], предназначенного ЛЛЯ осуществления инерционного термоядерного синтеза. Источником для зондирующего излучения являлась лазерная плазма, создаваемая с помощью мощного лазера "Z-Beamlet" на Nd стекле (2 TBt/ 2кЛж). Для получения высокого пространственного и спектрального разрешения использовался сферически изогнутый кристалл. Зондирование плазмы производилось излучением резонансных линий гелиподобных ионов Si (1,865 кэВ) и Mn (6,15 кэВ) и обеспечивало диагностику плазмы с пространственным разрешением 5-10 мкм, полем зрения 5-20 мм и спектральным разрешением, определяемым шириной спектральной линии. Эта же методика применялась для исследования распределения массы и роста осевой нестабильности взрывающихся проволочек в Z-пинче установки Z-Machine [110, 111]. В будущем для улучшения существующего временного разрешения (~ 1 нсек) для создания плазмы будет использоваться петаваттный фемтосекундный лазер.



Рис.51. Схема монохроматического рентгеновского зондирования [108]: 1 – источник излучения, 2 – исследуемый плазменный объект, 3 – кристалл, изогнутый по сфере, 4 - круг Роуланда, 5 – приемник излучения (фотопленка). 6 – защитный экран.



Рис. 52. Схема рентгеновского зондирования плазмы Z-пинча (установка "Z-Machine", Sandia National Laboratory) с помощью сферически изогнутого кристалла [109].

Модификация метода монохроматического рентгеновского зондирования с помощью сферически изогнутого кристалла, позволяющая работать практически при любом угле Брэгга и, следовательно, в широком диапазоне спектра, предложена в работе [112]. Источником зондирующего излучения служила лазерная плазма, создаваемая Ti:S лазером (120 фсек/ 3-5 мДж/  $10^{16}$  BT/см<sup>2</sup>). Длина волны зондирующего излучения могла перестраиваться в широком интервале:  $\lambda$ =8-15 Å. Получены рентгеновские изображения с высоким спектральным ( $\delta\lambda/\lambda$ ~10<sup>-5</sup>-10<sup>-3</sup>), пространственным (~4 мкм) разрешением по полю зрения в несколько мм.

Основной интерес для фемтосекундной диагностики плазмы представляет зондирование плотной и сверхплотной высокотемпературной плазмы. Для этого зондирующее излучение должно иметь короткую длительность импульса и малую длину волны, чтобы проникать в плотные и сверхплотные области плазмы. Как известно, для просвечивания областей плазмы с плотностью электронов  $N_{cr}$  необходимое условие на длину волны –

$$\lambda < (10^{21}/N_{cr})^{1/2}$$

где  $\lambda$  в мкм и  $N_{cr}$  в см<sup>-3</sup>. Так, для длины волны  $\lambda$ =6 нм критическая плотность равна ~ 2×10<sup>25</sup> см<sup>-3</sup>, что больше плотности твердого тела в ~ 100 раз. Однако, из-за преломления на градиентах плотности в большинстве экспериментов наивысшая плотность, которая диагностируется зондирующим пучком, намного меньше критической плотности. Например, для интерферометрической диагностики лазерной плазмы длина плазмы обычно составляет величину 100-200 мкм. Это приводит к максимальной зондируемой плотности ~  $N_{cr}/100$ . Ситуацию можно улучшить, используя зондирующий пучок, перпендикулярный направлению расширения плазмы. В этом случае длина плазмы составляет величину 1- 10мкм, что

приводит к зондируемой плотности ~  $N_{cr}/10$ . Таким образом, из-за наличия в плазме градиента электронной плотности излучение коротковолнового лазера не может распространяться при очень больших плотностях.

В течение последних лет для диагностики плотной плазмы (лазерная интерферометрия, лазерная радиография) используются коротковолновые рентгеновские лазеры, однако длительность рентгеновских импульсов в этих экспериментах слишком велика (~ 200 псек). Новые возможности для диагностики плазмы открывает появление новых ВУФ и рентгеновских когерентных фемтосекундных источников излучения. Достижения в разработке новых источников следующего поколения - лазеров на свободных электронах (FEL) [8-11], генерирующих импульсы ВУФ и рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda \leq 6$  нм и длительностью 10-50 фсек, открывают новые перспективы для исследования плазмы. В частности, для длины волны ~ 6 нм TTF-FEL лазера [9, 10, 113], можно ожидать зондирования плотностей ~10<sup>23</sup> см<sup>-3</sup>. FEL лазеры имеют и другое преимущество по сравнению с классическими лазерами мягкого рентгеновского диапазона: излучение FEL является высоко когерентным, что дает возможность разрабатывать новые и более точные методы рентгеновской и ВУФ диагностики плазмы. Программа исследования плазмы с помощью TTF-FEL лазера [113] включает в себя применение методов Томсоновского рассеяния, интерферометрии и радиографии в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах спектра.

Одним из наиболее информативных методов диагностики плазмы является рассеяние на свободных электронах, или Томсоновское рассеяние [114, 115]. Томсоновское рассеяние позволяет измерять температуру, плотность, исследовать зарядовое состояние и коллективные эффекты в выделенной пространственной области (*in situ*) плазмы. Отметим, что использование этого метода для диагностики плотной плазмы приводило к новым и важным результатам [116]. Возможность перестраивания частоты TTF-FEL лазера, высокая энергия фотонов, малая длительность импульса и, что особенно важно, высокий пиковый поток фотонов делают этот источник незаменимым для исследования переходных процессов в плотной фемтосекундной плазме. Высокая когерентность пучка TTF-FEL лазера и разработка делителей ВУФ пучков (тонкие пленки нитрида кремния с многослойными покрытиями или отражающие дифракционные решетки) позволят использовать этот источник для ВУФ интерферометрии и радиографии плазмы с пространственным разрешением 1 мкм и лучше.

#### Методы оптической диагностики плазмы

Оптическая диагностика фемтосекундной лазерной плазмы использует метолы. разработанные для диагностики нано- и пикосекундной плазмы и приведенные в многочисленных монографиях (см., например, [114, 117, 118]). Эти методы диагностики включают в себя исследования отраженного от плазмы греющего лазерного излучения [119, 120], исследование процессов поглощения лазерного излучения [121], получение изображений плазмы на основной частоте [122, 123] и на второй гармонике [123], интерферометрические исследования [124-126], теневое и шлирен фотографирование [125-127], томсоновское рассеяние [128-132], поляризационные исследования [133-136], исследование нелинейных эффектов [137] и др. Т.к. оптическое излучение не проникает в области плазмы с плотностью выше крической, оптическая диагностика используется для изучения плазмы низкой и умеренной (докритической) плотности. Другим ограничением для оптической диагностики является большая ширина спектра зондирующего излучения фемтосекундных лазеров, что не позволяет проводить измерения с высоким спектральным разрешением (например, исследования спектральной структуры отраженного от плазмы излучения и томсоновского рассеяния). Однако временное разрешение, которое определяется длительностью импульса фемтосекундных лазеров (10-100 фсек), позволяет исследовать оптическими методами быстропротекающие и переходные процессы, идентифицировать механизмы поглощения, изучать эволюцию профиля плотности и температуры, измерять напряженность магнитного поля с временным и пространственным разрешением.

Так, исследование отраженного лазерного излучения позволяет исследовать гидродинамический разлет [119] и идентифицировать механизм поглощения ("вакуумный нагрев") [120] лазерного излучения при его взаимодействии с металлическими мишенями. Изображения плазмы на основной частоте и на частоте второй гармоники дают важную информацию о процессах ускорения электронов [121-123].

Особенно успешно оптические методы применяются при изучении взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с газовыми и кластерными мишенями [3, 4, 18, 27, 28, 92, 123, 124, 126]. Ввиду низкой плотности электронов эти методы позволяют изучать плазменных каналов, образованных высокоинтенсивными сверхкороткими динамику лазерными импульсами, распространяющимися В плазме. Каналирование (guiding) интенсивных лазерных импульсов релятивистской интенсивности в суперплотной плазме впервые наблюдалось в работе [27]. Релятивистская самофокусировка и самоканалирование лазерного импульса исследовались с помощью интерферометрических и теневых оптических методов [92, 123, 126, 127], а также с использованием рентгеноспектральных методов [138, 139]. Наряду с исследованием релятивистской самофокусировки эффекты каналирования используются для генерации сверхбыстрых коллимированных электронных и ионных пучков (см. обзоры [3, 4]).

Различные эффекты томсоновского рассеяния рассмотрены в монографиях [114, 115] и в обзорах [3, 4, 18]. Примером классического использования томсоновского рассеяния может служить работа [128]. Релятивистское нелинейное томсоновское рассеяние наблюдалось в работах [129, 131], генерация высоких гармоник при рассеянии высокоинтенсивного лазерного излучения на релятивистских электронах – в работе [130]. Теоретические аспекты томсоновского рассеяния в сверхсильных и ультракоротких лазерных полях рассмотрены в работах [131, 132].

Для измерения магнитных полей в плазме используются оптические поляризационные методы. С помощью поляризационных исследований фарадеевского вращения пробного оптического пучка измерены сильные магнитные поля (10 МГс) с высоким простраственным и временным разрешением [133]. Измерения интенсивности гармоник лазерного излучения различной поляризации, генерируемых в области критической плотности при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями, позволило зарегистрировать сверхсильные магнитные поля (340-460 МГс) [135, 136].

Автор выражает глубокую благодарность Ю. С. Касьянову и В. Н. Колесникову за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. D. Reid, K. Wynne, "Ultrafast Laser Technology and Spectroscopy", in Encyclopedia of Analytical Chemistry, pp.13644-13670, R. A. Meyers (Ed.), John Wiley & Sons, Chichester, 2000.
- 2. P. Gibbon, "Short pulse laser interaction with matter," World Scientific Pub Co Inc, 2005.
- 3. P. Gibbon, E. Förster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769-793 (1996). "Short-pulse laser-plasma interactions."
- 4. D. Umstadter, *Physics of Plasmas* **8**, 1774 1785 (2001). "Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers."
- Популярная литература: С. J. Joshi, P. B. Corkum, *Phys. Today*, January 1995, pp. 36-43. "Interactions of ultra-intense laser light with matter."G. A. Mourou, C. P. J. Barty, M. D. Perry, *Phys. Today*, **51** (1), 22, January 1998, "Ultrahigh-intensity lasers: Physics of the extreme on a tabletop." D. Umstadter, G. Mourou, *Sci. Amer.*, **286** (5), 81-86 (2002). "Extreme light."
- D. M. Mittlemann, D. C. Douglass, Z. Henis, O. R. Wood II, R. R. Freeman, J. Opt. Soc. Am. B 13 (1), 170-179 (1996). "High-field harmonic generation in the tight-focusing limit."

- 7. S. Banerjee, A. R. Valenzuela, R. C. Shah, A. Maksimchuk, D. Umstadter, *Phys. Plasma* **9** (5),2393-2398 (2002). "High harmonic generation in relativistic laser-plasma interaction."
- 8. B.H. Wiik, *Nuclear Instrum. Methods* A **398**, 1-17 (1997). "The TESLA project: an accelerator facility for basic science."
- 9. J. R. Schneider, *Nuclear Instrum. Methods* A 398, 41-53 (1997). "Properties and scientific perspectives of a single pass X-ray free-electron laser."
- 10. M. Jeandron, *Physics World*, September 2005, p. 8. "German lab focuses on free-electron lasers."
- 11. A.Rousse, C.Rischel, and J.-C. Gauthier. *Rev. Modern Physics*, **73**, 17-31 (2001). "Femtosecond x-ray crystallography."
- 12. R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, et al, *Science* **274**, 236-238 (1996). "Femtosecond x-ray pulses at 0.4 Å generated by 90° Thomson scattering: a tool for probing the structural dynamics of materials."
- 13. A. Endo, K. Kobayuki, K. Takasago, S. Ito, et al, *Proc. SPIE* **4144**, 16-25 (2000). "A laser synchrotron femtosecond x-ray source for novel imaging."
- 14. R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, et al, *Science* **287**, 2237-2240 (2000). "Generation of femtosecond pulses of synchrotron radiation."
- 15. A. Egbert, B. Mader, B. Tkachenko, C. Fallnich, et al, *Appl. Phys. Lett.* **81** (13), 2328-2330 (2002). "High-repetition rate femtosecond laser-driven hard-x-ray source."
- 16. A. Egbert, B. N. Chichkov, C. Fallnich, S. Zimmermann, A. Reinhold, *Opt. Eng.* **41** (10), 2658-2667 (2002). "Femtosecond laser-driven x-ray tube."
- 17. D. Von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, Ch. Blome, et al, *Laser and Particle Beams* **19**, 15-22 (2001). "Generation and application of ultrashort X-ray pulses."
- 18. D. Umstadter, J. Phys. D: Appl. Phys. 36, R151-R165 (2003). "Relativistic laser-plasma interactions."
- 19. M. Wieland, T. Wilhein, M. Faubel, Ch. Ellert, M. Schmidt, O. Sublemontier, *Appl. Phys.* B **72**, 591-597 (2001). "EUV and fast ion emission from cryogenic liquid jet target laser-generated plasma."
- 20. Y. Jiang, T. Lee, W. Li, G. Ketwaroo, Ch. G. Rose-Petruck, *Opt. Lett.* **27** (11), 963 965 (2002). "High-average-power 2-kHz laser for generation of ultrashort x-ray pulses."
- 21. A. Thoss, M. Richardson, G. Korn, et al, *J. Opt. Soc. Am.* **B 20** (1), 224 228 (2003). "Kilohertz sources of hard x rays and fast ions with femtosecond laser plasmas."
- M. M. Murnane, H. C. Kepteyn, S. P. Gordon, J. Bokor, E. N. Glytsis, R. W. Falcone, *Appl. Phys. Lett.* 62 (10), 1068-1070 (1993). "Efficient coupling of high-intensity subpicosecond laser pulses into solids."
- 23. S. P. Gordon, T. Donnelly, A. Sullivan, H. Hamster, R. W. Falcone, *Opt. Lett.* **19** (7), 484-486 (1994). "X rays from microstructured targets heated by femtosecond lasers."
- 24. G. Kulcsar, D. AlMawlawi, F. W. Budnik, P. R. Herman, et al, *Phys. Rev. Lett.* **84** (22), 5149-5152 (2000). "Intense picosecond x-ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured "velvet" targets."
- 25. T. Nishikawa, H. Nakano, N. Uesugi, T. Serikawa, *Appl. Phys.* **B 66**, 567-570 (1998). "Porous layer effects on soft x-ray radiation emitted from a plasma generated by 130-fs laser pulses irradiating a porous silicon target."
- A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson, A. B. Borisov, O. B. Shiryaev, X. Chen, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1810-1813 (1994). "Multiphoton induced x-ray emission from Kr clusters on M-shell (λ100 Å) and L-shell (λ6 Å) transitions."
- A. B. Borisov, A. V. Borovsky, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, O. B. Shiryaev, X. M. Shi, T. S. Luk, A. M. McPherson, J. C. Solem, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. Lett.* 68 2309-2312 (1992). "Observation of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense subpicosecond ultraviolet (248 nm) radiation in plasmas."
- 28. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, M. D. Perry, *Phys. Rev.* A 53 (5), 3379-3402 (1996). "Interaction of intense laser pulses with atomic clusters."

- 29. В. А. Бойко, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. *ПТЭ* №2, 5-24 (1980). "Спектральное разложение рентгеновского излучения плазменных микроисточников."
- 30. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз и др. "*Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы*," Итоги науки и техники: Радиотехника.- М. ВИНИТИ, 1980. т.27.
- 31. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин, В. М. Дякин, Т. А. Пикуз, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, А. Р. Мингалеев, ЖЭТФ 108 (4), 1263-1308 (1995). "Исследование радиационных свойств плазменных объектов методами рентгеновской изображающей спектроскопии."
- 32. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, I. Yu. Skobelev, et al, *Proc. SPIE* **4504**, 14-25 (2001). "High-resolution x-ray spectromicroscopy of fs laser-produced plasma by tunable, high-luminosity scherical crystal spectrometers with x-ray CCD or MCP."
- 33. A. P. Shevelko, *Proc. SPIE* **3406**, 91-108 (1998). "X-ray spectroscopy of laser-produced plasmas using a von Hamos spectrograph."
- 34. T. Missalla, I. Uschmann, E. Förster, G. Jenke, D. von der Linde, *Rev. Sci. Instrum.* **70** (2), 1288-1299 (1999). "Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the keV range."
- 35. A. P. Shevelko, Yu. S. Kasyanov, O. F. Yakushev, and L. V. Knight, *Rev. Sci. Instrum.* **73** (10), 3458-3463 (2002). "Compact focusing von Hamos spectrometer for quantitative x-ray spectroscopy."
- 36. T. Guo, Ch. Spielmann, B. C. Walker, C. P. J. Barty, *Rev. Sci. Instrum.* **72** (1), 41-47 (2001). "Generation of hard x rays by ultrafast terawatt lasers."
- 37. A. Sjögren, M. Harbst, C.-G. Wahlström, S. Svanberg, *Rev. Sci. Instrum.* **74** (4), 2300-2311 (2003). "High-repetition-rate, hard x-ray radiation from a laser-produced plasma: Photon yield and application considerations"
- J. D. Kmetec, C. L. Gordon, III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, et al, *Phys. Rev. Lett.* 68 (10), 1527 1530 (1992). "MeV x-ray generation with a femtosecond laser."
- 39. А. Варанавичус, Т. В. Власов, Р. В. Волков, С. А. Гаврилов и др., Квантовая электроника 30 (6), 523-528 (2000). "Зависимость выхода жесткого рентгеновского излучения из плотной плазмы от длины волны греющего сверхкороткого лазерного импульса."
- 40. M. Schnürer, R. Nolte, A. Rousse, G. Grillon, et al, *Phys. Rev. E* **61** (4), 4394-4401 (2000). "Dosimetric measurements of electron and photon yields from solid targets irradiated with 30 fs pulses from a 14 TW laser."
- 41. H. Schwoerer, P. Gibbon, S. Dusterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich, R. Sauerbrey, *Phys. Rev. Lett.* **86** (11), 2317-2320 (2001). "MeV x-rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas."
- L. M. Chen, J. Zhang, Q. L. Dong, H. Teng, T. J. Liang, L. Z. Zhao, Z. Y. Wei, *Phys. Plasmas* 8 (6), 2925-2929 (2001). "Hot electron generation via vacuum heating process in femtosecond laser-solid interactions."
- 43. Л. П. Пресняков. *УФН* **119**, 49 74 (1976). "Рентгеновская спектроскопия высокотеипературной плазмы."
- 44. Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько, Р. К. Янев. "Элементарные процессы с участием многозарядных ионов." М. Энергоатомиздат, 1986. R. K. Janev, L. P. Presnyakov, and V. P. Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions* (Springer, Berlin 1985).
- 45. Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. *"Диагностика плотной плазмы,"* под ред. Н. Г. Басова, Наука, М., 1989. Гл.5.
- 46. И. И. Собельман. "Введение в теорию атомных спектров." Наука, М., 1977. I. I. Sobel'man, Atomic Spectra and Radiative Transitions (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1992).
- 47. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. "Возбуждение и уширение спектральных линий." Наука, М., 1979. I. I. Sobel'man, L. A. Vainshtein, E. A. Yukov, Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines (Springer, Berlin 1981).
- 48. Л. А. Вайнштейн, В. П. Шевелько. "Структура и характеристики ионов в горячей плазмы." М. Наука, 1986.

- 49. A. H. Gabriel, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* **160**, 99-119 (1972)."Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ion lines."
- 50. C. P. Bhalla, A. H. Gabriel, L. P. Presnyakov. *Mon.Not.R.Astron.Soc.* **172**, 359- 375 (1975). "Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ion lines-II."
- 51. V. A. Boiko, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **19**, 11-50 (1978). "X-ray spectroscopy of multicharged ions from laser plasmas."
- 52. L. A. Vainshtein, U. I. Safronova, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **21** (1), 49-68 (1978). "Wavelengths and transition probabilities of satellites to resonance lines of H- and He-like ions."
- 53. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, А. М. Урнов. *Труды ФИАН* **119**, 13-43 (1980). "Диэлектронные сателлиты резонансных линий многозарядных ионов."
- 54. U. Teubner, C. Wülker, W. Theobald, E. Förster, *Phys. Plasmas* **2** (3), 972-981 (1995). "X-ray spectra from high-intensity subpicosecond laser produced plasmas."
- 55. U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, et al, *Phys. Rev.* E 54 (4), 4167-4177 (1996). "Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses."
- 56. C. Y. Chien, J. S. Coe, G. Mourou, J. C. Kieffer, et al, *Opt. Lett.* **18** (18), 1535-1537 (1993). "Production of a high-density and high-temperature plasma with an intense high-contrast subpicosecond laser."
- Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker et al, *Phys. Plasmas* 2 (5), 1702-1711 (1995).
  "X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at 10<sup>18</sup>-10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup>."
- 58. В. А. Бойко, В. А. Данилычев, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, И. В. Холин, А. Ю. Чугунов, ЖТФ 49 (1), 189-191 (1979). "Неравновесная ионизация лазерной плазмы, нагреваемой излучением с λ = 10,6 мкм."
- 59. A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, et al, *Phys. Rev.* E 50 (3), 2200 2207 (1994). "Efficient  $K_{\alpha}$  x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas."
- 60. A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Côté, D. Umstadter, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65**, 367 385 (2000). "X-ray radiation from matter in extreme conditions."
- 61. А. В. Виноградов, И. И. Собельман, А. Юков. *Квант. электроника* **1** (2), 268-278 (1974). "О спектроскопических методах диагностики сверхплотной горячей плазмы."
- А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, и др. Письма в ЖЭТФ 67 (7), 467-472 (1998). "Рентгеновские спектры многозарядных полых ионов, излучаемые фемтосекундной лазерной плазмой."
- 63. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, et al, *Physica Scripta* **T80**, 536-538 (1999). "High-resolved x-ray spectra of hollow atoms in a femtosecond laser-produced solid plasma."
- 64. Y. Aglitskiy, T. Lehecka, A. Deniz, J. Hardgrove, et al, *Phys. Plasmas* **3** (9), 3438-3447 (1996). "X-ray emission from plasmas created by smoothed KrF laser irradiation."
- 65. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima, T. Auguste, et al, *Phys. Rev.* E 60 (3), 3273-3278 (1999). "Direct spectroscopic observation of multiple-charged-ion acceleration by an intense femtosecond-pulse laser."
- 66. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto, T. Tajima, et al, *Phys. Plasmas* **8** (8), 3718 3723 (2001). "Pulse duration effect on the distribution of energetic particles produced by intense femtosecond laser pulses irradiating solids."
- 67. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, и др., Письма в ЖЭТФ 78 (11), 1216-1220 (2003). "Плазменные сателлиты рентгеновских спектральных линий ионов в плазме твердотельных мишеней, нагреваемых пикосекундным лазерным импульсом."
- 68. J. C. Kieffer, M. Chaker, J. P. Matte, H. Pépin, C. Y. Côté, Y. Beaudoin, T. W. Johnston, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, *Phys. Fluids* **B5** (7), 2676 2681 (1993). "Ultrafast x-ray sources."

- 69. J. P. Matte, J. C. Kieffer, S. Ethier, M. Chaker, O. Reyrusse, *Phys.Rev.Lett.* **72** (8), 1208-1211 (1994). "Spectroscopic signature of non-Maxwellian and non stationary effects in plasmas heated by intense, ultrashort laser pulses."
- 70. C. Rouyer, N. Blanchot, I. Allais, E. Mazataud, J. L. Miquel, M. Nail, A. Pierre, C. Sauteret, A. Migus, *J. Opt. Soc. Am.* B13 (1), 55-58 (1996). "Production and characterization of intensities above 2 x 10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup>, obtained with 30-TW 300-fs pulses generated in a Ti:sapphire/Nd-doped mixed-glass chain."
- 71. J. Workman, A. Maksimchuk, X. Liu, U. Ellenberger, J. S. Coe, C.-Y. Chien, and D. Umstadter, J. Opt. Soc. Am. B 13 (1), 125-131 (1996). "Picosecond soft-x-ray source from subpicosecond laser-produced plasmas."
- 72. U. Andiel, K. Eidmann, K. Witte, *Phys. Rev.* E 63, 026407 -7 (2001). "Time-resolved x-ray *K*-shell spectra from high density plasmas generated by ultrashort laser pulses."
- 73. B. N. Chichkov, Y. Kato, and M. Murakami, *Phys. Rev.* A 46, R4512-R4516 (1992). "Electron distribution function in an intense femtosecond laser field."
- 74. T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann, Ch. Ziener, H. Schwoerer, E. Förster, R. Sauerbrey, *Appl. Phys.* B 72, 15 20 (2001). "An incoherent sub-picosecond X-ray source for time-resolved X-ray-diffraction experiments."
- 75. М. Б. Агранат, Н. Е. Андреев, С. И. Ашитков, А. В. Овчинников, Д. С. Ситников, В. Е. Фортов, А. П. Шевелько, *Письма в ЖЭТФ* 83, 80-83 (2006). "Генерация рентгеновского характеристического излучения с помощью тераваттного фемтосекундного хром-форстеритового лазера."
- 76. J. P. Freiberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, L. I. Rudsinski, *Phys. Rev. Lett.* **28** (13), 795-799 (1972). "Resonant absorption of laser light by plasma targets."
- 77. D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindman, and R. L. Morse, *Phys. Rev.* A **11**, 679-683 (1975). "Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma."
- 78. S. C. Wilks, W. L. Kruer, *IEEE J.Quantum. Electron.* **33**, 1954-1968 (1997). "Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas."
- 79. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, С. Г. Ищук, К. Н. Макаров, Т. А. Пикуз, Ю. А. Сатов, И. Ю. Скобелев, Ю. Б. Смаковский, А. Я. Фаенов, С. В. Хоменко, Б. Ю. Шарков, *Письма в ЖЭТФ* 73 (12), 740-743 (2001). "Влияние угдов падения лазерного излучения на генерацию быстрых ионов."
- 80. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, 52-55 (1987). "Non-So-Resonant, Resonant Absorption."
- 81. F.Brunel, *Phys. Fluids* **31**, 2714-2719 (1988)."Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulse."
- А. А. Андреев, Е. Г. Гамалий, В. Н. Новиков, А. Н. Семахин, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ 101 (6), 1808-1826 (1992). "Нагрев плотной плазмы ультракоротким лазерным импульсом в режиме аномального скин-эффекта."
- 83. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69** (9), 1383-1386 (1992). "Absorption of ultra-intense laser pulses."
- 84. J. Denavit, *Phys. Rev. Lett.* **69** (21), 3052-3056 (1992). "Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets."
- 85. L. M. Chen, P. Forget, S. Fourmaux, et al, *Physics of Plasmas* **11** (9), 4439 4445 (2004). "Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser-solid target interactions."
- 86. Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, E. Förster, *Phys. Rev. Lett.* **84** (21), 4846-4849 (2000). "Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma  $K_{\alpha}$  sources."
- 87. G. Korn, A. Thoss, H. Stiel, et al, *Opt. Lett.* **27** (10), 866 868 (2002). "Ultrashort 1-kHz laser plasma hard x-ray source."
- 88. N. Zhavoronkov, Y. Gristai, G. Korn, L.Elsaesser, *Appl. Phys.* **B** 79, 663-667 (2004). "Ultrashort efficient laser-driven hard X-ray source operated at a kHz repetition rate."

- 89. M. B. Agranat, N. E. Andreev, S. I. Ashitkov, E. Boyle, V. E. Fortov, L. V. Knight, A. V.Ovchinnikov, A. P. Shevelko, D. S. Sitnikov, *Proc. SPIE* **5918**, 00 1-10 (2005). "Generation of hard x-rays by a forsterite terawatt laser."
- 90. N. E. Andreev, V. V. Kostin, M. E. Veisman, *Physica Scripta* **58** (5), 486-492 (1998). "Redistribution of Energy in Dense Matter Irradiated by Short Intense Laser Pulses."
- 91. Н. Е. Андреев, М. Е. Вейсман, В. П. Ефремов, В. Е. Фортов, *ТВТ* **41**, 679-694 (2003). "Генерация плотной горячей плазмы интенсивными субпикосекундными лазерными импульсами."
- 92. G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev.* **59** (6), 7042-7054 (1999). "Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet."
- 93. E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys, A. E. Dangor, *Phys.Rev.Lett.* 85 (8), 1654-1657 (2000). "Energetic heavy-ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solid."
- 94. M. Borghesi, A. Schiavi, D. H. Campbell, M. G. Haines, O. Willi, A. J. Mackinnon, P. Patel, M. Galimberti, L. A. Gizzi, *Rev. Sci. Instrum.* 74 (3), 1688-1693 (2003). "Proton imaging detection of transient electromagnetic fields in laser-plasma interactions."
- 95. С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, *Физика плазмы* **32**, 1-18 (2006). "Исследование ускорения ионов при разлете лазерной плазмы на основе гибридной модели Больцмана-Власова-Пуассона."
- 96. Y. Ueshima, Y. Sentoku, Y. Kishimoto, *Nucl. Instrum. Meth.* A 455, 181-184 (2000). "Proton and ion acceleration by an ultra-shortpulse sub Peta-watt laser in deformed double-layer thin foils."
- 97. F. Pegoraro, S. V. Bulanov, F. Califano, T. Zh. Esirkerov, T. V. Lisejkina, N. M. Naumovna, H. Ruhl, V. A. Vshivkov, *IEEE Transactions on plasma science* 28 (4), 1226-1232 (2000). "Ion acceleration regime in ultradense plasmas."
- 98. C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, et al. *Nature* **398**, 310 312 (1999). "Picosecond-milliangström lattice dynamics measured by ultrafast X-ray diffraction."
- 99. T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann, Ch. Ziener, H. Schwoerer, Ch. Reich, P. Gibbon, E. Förster, R. Sauerbrey, K. Ortner, C. R. Becker, *Phys. Rev.* E 65, 016412 (2001). "Femtosecond silicon K<sub>α</sub> pulses from laser-produced plasmas."
- K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich, A. Tarasevich, M. Horn von Hoegen, D. Von der Linde, A. Cavalleri, J. Squier, M. Kammler, *Phys. Rev. Lett.* 87 (22), 225701 (2001).
   "Femtosecond X-Ray Measurement of Ultrafast Melting and Large Acoustic Transients."
- 101. C. W. Siders, A. Cavalleri, K. Sokolowski-Tinten, et al, *Science* **286**, 1340 1342 (1999). "Detection of Nonthermal Melting by Utrafast X-Ray Diffraction."
- 102. K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, et al. *Nature* **422**, 287 289 (2003). "Femtosecond X-ray measurement of coherent lattice vibrations near the Lindemann stability limit."
- 103. "X-ray Absorption. Principles, applications, techniques of EXAFS, SEXAFS and XANES," Edited by D. C. Koningsberger and R. Prins, John Wiley & Sons, New York 1988.
- 104. Д. И. Кочубей, Ю. А. Баранов, К. И. Замараев и др., "Рентгено-спектральный метод изучения структуры аморфных тел: EXAFS спектроскопия," Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1988.
- 105. F. Ráksi, K. Wilson, Z. Jiang, A. Ikhlef, C. Y. Côté, J.-C. Kieffer, J. Chem. Phys. 104 (15), 6066 6069 (1996). "Ultrafast x-ray absorption probing of a chemical reaction."
- 106. W. Theobald, R. Hasner, R. Kingham, et al., *Phys. Rev.* E **59** (3), 3544-3553 (1999). "Electron densities, temperatures, and the dielectric function of femtosecond-laser-produced plasmas."
- 107. O. L. Landen, D. R. Farley, S. G. Glendinning, et al, *Rev. Sci. Instrum.* **72** (1), 627-634 (2001). "X-ray backlighting for the National Ignition Facility."
- 108. С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, Д. А. Хаммер, и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** (8), 621-626 (1995). "Монохроматическое рентгеновское зондирование сверхплотной плазмы."

- 109. D. B. Sinars, M. E. Cuneo, G. R. Bennett, et al, *Rev. Sci. Instrum.* **74** (3), 2202-2205 (2003). "Monochromatic x-ray backlighting of wire-array z-pinch plasmas using spherically bent quartz crystal."
- 110. D. B. Sinars, M. E. Cuneo, E. P. Yu, D. E. Bliss, et al, *Phys. Rev. Lett.* **93** (14), 145002-1-4 (2004). "Mass-Profile and Instability-Growth Measurement for 300-wire Z-Pinch Implosions Driven by 14-18 MA."
- 111. D. B. Sinars, M. E. Cuneo, B. Jones, C. A. Coverdale, et al, *Phys. Plasmas* 12, 056303-1-7 (2005). "Measurements of the mass distribution and instability growth for wire-array Z-Pinch implosions driven by 14-20 MA."
- 112. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, M. Fraenkel, et al, *Laser and Particle Beams* **19**, 285-293 (2001). "Shadow monochromatic backlighting: Large-field high resolution X-ray shadowgraphy with improved spectral tenability."
- 113. P. Audebert. "Diagnostics: Development of Thomson Scattering, Interferometry, and XUV Imaging." Joint Proposal for Peak Brightness Experiments on the TTF-FEL.
- 114. Х. Кунце. "Диагностика плазмы с помощью лазеров." Методы исследования плазмы, под. ред. В. Лохте-Хольтгревена, Мир, М. 1971.
- 115. J. Sheffiel, "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation," (Academic, New York, 1975).
- 116. J. L. A. Chilla, J. J. Rocca, O. E. Martinez, M. C. Marconi, *Opt. Lett.* **21** (13), 955-957 (1996). "Soft-x-ray interferometer for single-shot laser linewidth measurements."
- 117. Р. Альфер, Д. Уайт. "Оптическая интерферометрия." Диагностика плазмы, под. ред. Р. Хаддлстоуна и Леонарда, Мир, М. 1967.
- 118. Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. *"Диагностика плотной плазмы,"* под ред. Н. Г. Басова, Наука, М., 1989. Гл.2,3.
- 119. X. Y. Wang, M. C. Downer, *Opt. Lett.* **17** (20), 1450-1452 (1992). "Femtosecond time-resolved reflectivity of hydrodynamically expanding metal surfaces."
- 120. M. K. Griemes, A. R. Rundquist, Y.-S. Lee, M. C. Downer, *Phys. Rev. Lett.* 82 (20), 4010-4013 (1999). "Experimental identification of "vacuum heating" at femtosecond-laser-irradiated metal surfaces."
- 121. E. T. Gumbrell, R. A. Smith, T. Ditmire, A. Djaoui, S. J. Rose, M. H. R. Hutchinson, *Phys. Plasmas* 5 (10), 3714-3721 (1998). "Picosecond optical probing of ultrafast energy transport in short pulse laser solid target interaction experiments."
- 122. M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, Ph. Balcou, A. Rousse, J. Ph. Rousseau, *Laser and Particle Beams* **19**, 47-53 (2001). "Investigation of ultraintense femtosecond laser-plasma interactions through ω and 2ω imaging and spectroscopy."
- 123. S.-Y. Chen, G. S. Sarkisov, A. Maksimchuk, R. Wagner, D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* 80 (12), 2610-2613 (1998). "Evolution of a plasma waveguide created during relativistic-ponderomotive self-channeling of an intense laser pulse."
- 124. T. Ditmire, E. T. Gumbrell, R. A. Smith, A. Djaoui, M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* 80 (4), 720-723 (1998). "Time-resolved study of nonlocal electron heat transport in high temperature plasmas."
- 125. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, et al, *Phys. Plasmas* **4** (2), 447-457 (1997). "A study of picosecond laser-solid interactions up to 10<sup>19</sup> W cm<sup>-2</sup>."
- 126. Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Tatarakis, E. L. Clark, et al, *Phys.Plasmas* **10** (2), 438-442 (2003). "The effect of high intensity laser propagation instabilities on channel formation in underdense plasmas."
- 127. A. J. Mackinnon, M. Borghesi, R. Gaillard, G. Malka, O. Willi, A. A. Offenberger, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, B. Canaud, J. L. Miquel, N. Blanchot, *Phys.Plasmas* 6 (5), 2185-2190 (1999). "Intense laser pulse propagation and channel formation through plasmas relevant for the fast ignitor scheme."
- 128. S. H. Glenzer, W. E. Alley, K. G. Estabrook, J. S. De Groot, et al, *Phys. Plasmas* 6 (5), 2117-2128 (1999). "Thomson scattering from laser plasmas."

- 129. S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, D. Umstadter, *NATURE* **396**, 653-655 (1998). "Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering."
- 130. S. Banerjee, A. R. Valenzuela, R. C. Shah, A. Maksimchuk, D. Umstadter, *Phys. Plasma* 9, 2393-2398 (2002). "High harmonic generation in relativistic laser-plasma interaction."
- 131. Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter, R. Kowalczyk, *Phys. Plasmas* **10** (5), 2155-2162 (2003). "Nonlinear Thomson scattering: a tutorial."
- 132. J. Gao, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 243001 (2004). "Thomson scattering from ultrashot and ultraintense laser pulses."
- 133. M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard, O. Willi, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* 80 (23), 5137-5140 (1998). "Large quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preionized plasma."
- 134. Z. Najmudin, M. Tatarakis, A. Pukhov, E. L. Clark, et al, *Phys. Rev. Lett.* **87** (21), 215004 (2001). "Measurements of the inverse Faraday effect from relativistic laser interactions with an underdense plasma."
- 135. M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts, F. N. Beg, et al, *Phys. Plasmas* **9** (5), 2244-2250 (2002). "Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser-plasa interactions."
- 136. M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg, E. L. Clark, et al, NATURE 415, 280 (2002). "Measuring huge magnetic fields."
- 137. D. Umstadter, S.-Y. Chen, R. Wagner, A. Maksimchuk, G. Sarkisov, OPTICS EXPRESS 2 (7), 282-288 (1998). "Nonlinear optics in relativistic plasmas."
- 138. A. B. Borisov, A. Mc. Pherson, K. Boyer. C. K. Rhodes, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 29, L113-L118 (1996). "Z-λ imaging of Xe(M) and Xe(L) emission from channeled propagation of intense femtosecond 248 nm pulses in a Xe cluster target."
- 139. A. B. Borisov, J. W. Longworth, K. Boyer. C. K. Rhodes, *Proc. Natl. Acad. Sci* 95, 7854-7859 (1998). "Stable relativistic/charge-displacement channels in ultrahigh power density (≈10<sup>21</sup> W/cm<sup>3</sup>) plasmas."