

О РОЛИ ПРЕДЫМПУЛЬСА ПРИ НАГРЕВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МИШЕНЕЙ МОЩНЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

*В. С. Беляев^a, В. И. Виноградов^a, А. С. Курилов^a, А. И. Магунов^b,
А. П. Матафонов^a, Т. А. Пикуз^b, И. Ю. Скобелев^{b*}, А. Я. Фаенов^b*

^a *Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
141070, Королев, Московская обл., Россия*

^b *Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 октября 2002 г.

Проведены измерения рентгеновских спектров излучения плазмы, создаваемой лазерными импульсами длительностью 1 пс и пиковой плотности потока излучения до 10^{16} Вт/см² при нагреве твердотельных мишеней магния, алюминия, меди и цинка. Исследовалось влияние пикосекундного предимпульса на наблюдаемые спектры при различных значениях интенсивности основного импульса и его контраста. Показано, что изменение контраста основного импульса по мощности относительно предимпульса в пределах от 10^5 до 10^7 слабо влияет на эмиссионные свойства лазерной плазмы. Изменение параметров плазмы Al и Mg определялось из расчета относительных интенсивностей и ширин резонансных линий H- и He-подобных ионов и их диэлектронных сателлитов.

PACS: 52.20.-j, 52.25.Os, 52.50.Jm, 52.70.-m

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких (пико- и фемтосекундных) лазерных импульсов с твердотельными и газовыми мишенями. Такие исследования, с одной стороны, позволяют изучать фундаментальные свойства вещества в экстремальных условиях, а с другой стороны, дают новые подходы для решения ряда прикладных задач, таких как инициирование реакции ядерного синтеза, ускорение электронов и тяжелых ионов, создание источников рентгеновского излучения высокой яркости для медико-биологических целей и литографии (см., например, [1–4]).

Как показали первые эксперименты с твердотельными мишенями, существует очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а

именно, контраст лазерного импульса, т. е. отношение мощности лазерного излучения основного импульса к мощности предимпульса

$$K = P_{pulse} / P_{prep}.$$

В частности, оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста, $K \sim 10^{10}$, когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе недостаточно для образования преплазмы и поглощение энергии основного импульса происходит непосредственно в твердом теле (см., например, [5–9]).

Обычно сверхкороткий лазерный импульс имеет два основных предимпульса. Первый из них имеет длительность, сравнимую с длительностью основного импульса, и генерируется за несколько наносекунд до него. Второй располагается в непосредственной близости от основного импульса, фактически являясь его пьедесталом, и имеет длительность от нескольких пикосекунд до нескольких наносекунд.

*E-mail: skobelev@orc.ru

Оба предимпульса могут влиять на параметры образующейся плазмы.

В настоящей работе с помощью прецизионных рентгеноспектральных методов экспериментально исследована плазма, создаваемая при взаимодействии лазерного излучения пикосекундной длительности с твердотельными мишенями Mg, Al, Cu и Zn. С одномерным пространственным разрешением измерены спектры излучения многозарядных ионов. Основной целью работы было определение степени влияния пикосекундного предимпульса на эмиссионные свойства плазмы при значениях контраста мощности основного импульса в диапазоне 10^5 – 10^7 . Параметры плазмы Mg и Al определялись по результатам моделирования интенсивностей и ширин резонансных линий H- и He-подобных ионов и их диэлектрических сателлитов в наблюдаемых спектрах.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на лазерной установке тераваттной мощности «Неодим» [10]. Эта установка обеспечивала следующие параметры лазерного импульса: энергию до 1 Дж, длину волны 1.055 мкм, длительность 1 пс. Лазерный импульс фокусировался на мишень в пятно диаметром от 900 до 100 мкм, что соответствует интенсивности лазерного излучения от 10^{14} до 10^{16} Вт/см².

Генерируемое установкой «Неодим» лазерное излучение характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительности. Наличие первого предимпульса связано с многопроходным характером усиления в регенеративном усилителе и конечным пропусканием ячейки Поккельса в этом усилителе [11]. Этот предимпульс генерируется за 13 нс до основного импульса и имеет длительность 1 пс. Второй предимпульс является результатом усиленной в регенеративном усилителе люминесценции. Длительность предимпульса усиленной люминесценции на полувысоте составляла 4 нс. Энергия импульса усиленной люминесценции, прошедшего через весь усилительный тракт, не превышала 0.3 мДж, что определяло контраст основного лазерного импульса по интенсивности $K_{ASE} \sim 10^7$.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерный пучок фокусировался оптической системой на плоскую поверхность твердой мишени (угол падения 22.5°). В качестве мишеней использовались пластинки Mg, Al, Cu и Zn. Регистрация рентгеновского излучения образующейся плазмы проводи-

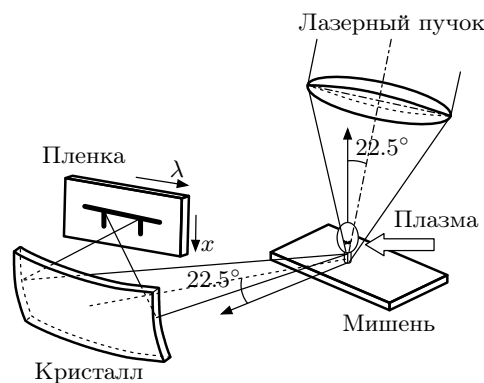


Рис. 1. Схема эксперимента

лась с помощью спектрографов ФСПР [12–14] со сферически изогнутыми кристаллами кварца или слюды (радиус кривизны кристаллической поверхности $R = 150$ мм). Во всех экспериментах угол наблюдения для спектрографов составлял 22.5° к поверхности мишени, как это показано на рис. 1. В качестве детектора отраженного от кристалла излучения использовалась рентгеновская фотопленка Kodak-2492. Входное окно кассеты с фотопленкой защищалось от видимого и ВУФ-излучения двухслойным фильтром, представляющим собой пленку полипропилена толщиной 1 мкм с напылением с обеих сторон слоя алюминия суммарной толщины 0.2 мкм.

Эмиссионные спектры плазмы исследовались в трех спектральных диапазонах 0.64–0.74 нм, 0.71–0.78 нм и 0.75–0.87 нм. В условиях эксперимента спектрографы обеспечивали спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ не менее 3000 в спектральной схеме ФСПР-2 и не менее 5000 в спектральной схеме ФСПР-1. Схема измерений обеспечивала одномерное пространственное разрешение в направлении разлета плазменного факела, что позволило регистрировать спектры излучения разлетающейся плазмы на различных расстояниях от поверхности мишени (обозначено стрелкой x на рис. 1).

Были проведены исследования разных материалов мишени при различных значениях плотности потока лазерного излучения и контраста лазерного импульса. Плотность потока менялась за счет сдвига мишени на величину $\Delta f = 0$ –1.8 мм от положения фокальной плоскости. Эксперименты проводились при двух значениях контраста лазерного излучения относительно пикосекундного предимпульса: низкий контраст ($K = 10^5$) и высокий контраст по интенсивности ($K = 4 \cdot 10^7$). Величина контраста относительно импульса усиленной люминесцен-

ции ($K_{ASE} \approx 10^7$) не менялась в проведенных экспериментах. Исследовались спектры многозарядных ионов Mg, Al, Cu и Zn. Ниже на рис. 3 приведены примеры спектрограмм, полученных для мишеней из магния и алюминия при различных контрастах лазерного импульса.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В настоящей работе параметры плазмы определялись по результатам измерений интегральных по времени интенсивностей линий на различных расстояниях от поверхности мишени. Можно оценить параметры плазмы в рамках наиболее простого приближения. Таким приближением является описание наблюдаемого спектра с использованием единственного набора параметров плазмы, т. е. однородной плазмы в плоскости, перпендикулярной к оси факела (нормали к поверхности мишени). Временную эволюцию параметров плазмы и ее пространственную неоднородность эффективно можно учесть, используя несколько (независимых) наборов параметров плазмы с подобранными должным образом весами (см., например, [15, 16]). Однако очевидно, что при решении обратной задачи спектроскопии это приводит к большому числу свободных параметров и при недостатке эмпирических данных не дает более детального описания лазерной плазмы. В этом случае дополнительную информацию можно получить, например, при использовании результатов гидродинамических расчетов.

С учетом сказанного выше наблюдаемый спектр резонансных и сателлитных линий будем описывать следующим выражением:

$$I(\omega) \propto \omega \sum_{Z,n} A_{n1}^Z(\omega, N_e, T_e) N_n^Z(N_e, T_e), \quad (1)$$

где

$$A_{n1}^Z(\omega, N_e, T_e) = \frac{1 - \exp[-g_n^Z A_{n1}^Z S_{n1}^Z(\omega, N_e, T_e) N_1^Z L / g_1^Z]}{g_n^Z N_1^Z / g_1^Z}, \quad (2)$$

A_{n1}^Z — радиационная вероятность $n \rightarrow 1$ -перехода в ионе Z, N_n^Z и g_n^Z — заселенность и статистический вес уровня n иона Z, L — линейный размер излучающей области плазмы. Выражение в показателе экспоненты (2) определяет оптическую толщину для со-

ответствующей линии. Спектральная функция S_{n1}^Z для оптически тонкой плазмы имеет вид

$$S_{n1}^Z(\omega, N_e, T_e) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \gamma_{n1}^D} \times \sum_{\alpha} b_{n\alpha}^Z \int_0^{\infty} V \left(\frac{\omega - \omega_{n1}^Z - \Delta_{n\alpha}^Z \beta}{\gamma_{n1}^D}, \frac{\gamma_{n\alpha 1}^Z}{\gamma_{n1}^D} \right) \times P_a(Z_i, \beta) d\beta, \quad (3)$$

где

$$b_{n\alpha}^Z = \frac{A_{n\alpha 1}^Z}{g_n^Z A_{n\alpha 1}^Z}$$

— фактор ветвления для скорости радиационного перехода $n\alpha \rightarrow 1$ со штарковского подуровня α , $V(x, y)$ — фойгтовский контур с доплеровской шириной $\gamma_{n1}^D(T_i)$ и столкновительной шириной $\gamma_{n\alpha 1}^Z(N_e, T_e)$ [17], $\Delta_{n\alpha}^Z$ — линейный штарковский сдвиг подуровня в ионном микрополе со средней напряженностью $F_0 = Z_i e / r_0^2$, $r_0 = 0.62 N_i^{-1/3}$ — среднее расстояние между ионами, Z_i и N_i — средний заряд и плотность ионов, T_i — эффективная температура ионов, включающая макроскопическое движение плазмы в направлении наблюдения. Функция распределения $P_a(Z_i, \beta)$ ионного микрополя $F = F_0 \beta$ учитывает дебаевскую экранировку [18]. Параметр $a = r_0 / r_D$ определяется числом ионов в сфере дебаевского радиуса r_D . При $a \ll 1$ P_a переходит в известную функцию распределения Хольцмарка [19].

Использование линейного приближения для штарковского сдвига в (3) требует обоснования. Для неводородоподобных ионов оно применимо, если величина штарковского расщепления много больше электростатического расщепления за счет межэлектронного взаимодействия для подуровней с одинаковым главным квантовым числом n , но меньше расстояния между соседними уровнями n и $n' = n \pm 1$ [20]. Для синглетных подуровней с $n = 4$ в He-подобном магнии, исследуемых в настоящей работе, величина расщепления не превышает 1 эВ (см. [21]), при этом линейное приближение применимо при $N_i > 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Поскольку с увеличением n величина электростатического расщепления убывает пропорционально n^{-3} , а штарковский сдвиг, напротив, растет пропорционально n^2 , для $n = 5$ предельная плотность ионов $N_i \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Это значение соответствует условиям, при которых проводились расчеты штарковского уширения. Штарковский сдвиг основного уровня при этом пренебрежимо мал. При меньших плотностях ширина линий определяется эффектом Доплера.

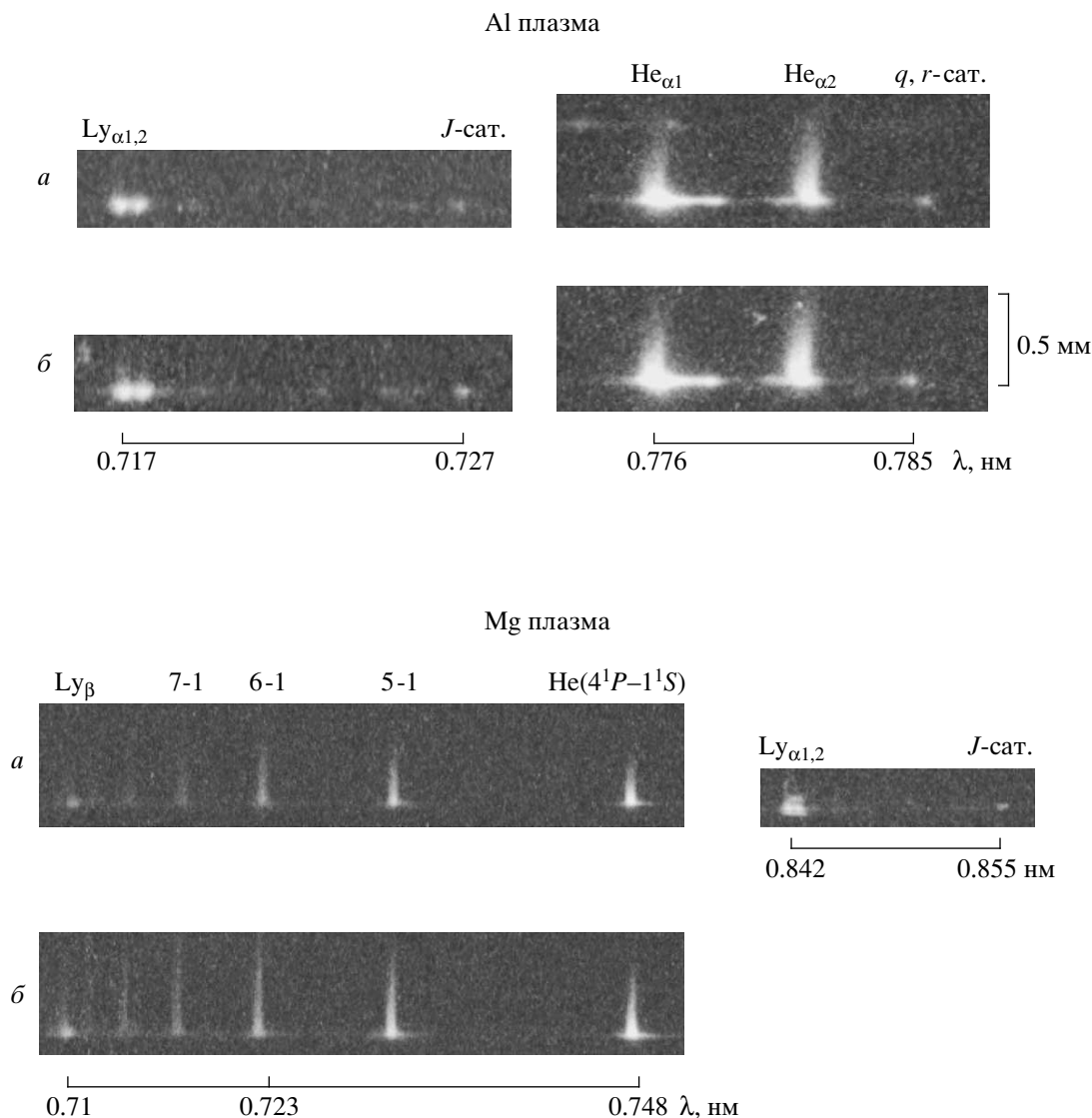


Рис. 2. Спектрограммы плазмы магния и алюминия для потока лазерного излучения $q_{las} = 10^{16}$ Вт/см² при различном контрасте основного импульса: *a* — высокий контраст ($K = 4 \cdot 10^7$), *б* — низкий контраст ($K = 10^5$)

Заселенности уровней в (1) рассчитывались в квазистационарном приближении для выбранных значений «грубых» параметров плазмы T_e и N_e [22]. Для спектров, в которых наблюдались линии ионов разной кратности, зарядовый состав подбирался по относительным интенсивностям соответствующих линий.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Относительные интенсивности линий диэлектронных сателлитов и резонансных линий, показанных на рис. 2, использовались для оценки электро-

ной температуры в плазме. При этом значения скоростей элементарных процессов, приводящих к заселению или распаду автоионизационных состояний, были взяты из работы [23]. Использовались результаты измерений при потоке лазерного излучения $q = 10^{16}$ Вт/см². При меньшем потоке сателлитные линии не наблюдались.

Из спектров излучения алюминиевой плазмы можно определить значение электронной температуры, используя относительные интенсивности резонансной линии Ly_α H-подобного иона AlXIII и ее диэлектронного J-сателлита (переход $2p^2\ ^1D_2-1s2p\ ^1P_1$). Эта методика дает значения

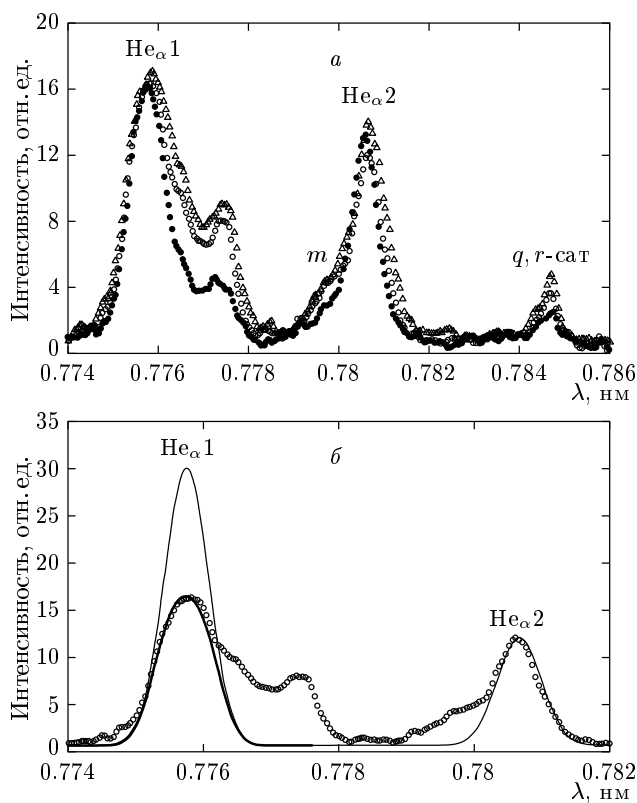


Рис. 3. Спектр излучения плазмы в окрестности линий $He_{\alpha 1,2}$ иона $AlXII$ и их диэлектронных сателлитов. *a* — Эксперимент: \circ — при высоком контрасте ($K = 4 \cdot 10^7$) лазерного импульса в области плазмы с наибольшей светимостью ($x = 0$), Δ — то же для низкого контраста ($K = 10^5$), \bullet — при $K = 4 \cdot 10^7$ на расстоянии $x = 20$ мкм от области наибольшей светимости. *б* — Расчет: тонкая кривая — доплерский контур для оптически тонкой плазмы, толстая кривая — для оптической толщины $\tau = 1.4$ в центре резонансной линии $He_{\alpha 1}$; точки — $K = 4 \cdot 10^7$, $x = 0$

$T_e = 450$ и 400 эВ в области наибольшей светимости плазмы, создаваемой, импульсами, соответственно, высокого и низкого контрастов. Отношение интенсивностей q - и r -сателлитов Li -подобного иона (переходы $1s2s2p[{}^3P] 2P_{3/2} - 1s^22s^2S_{1/2}$ и $1s2s2p[{}^3P] {}^2P_{1/2} - 1s^22s^2S_{1/2}$ соответственно) и резонансной линии $He_{\alpha 1}$ в области наибольшей светимости плазмы как в пренебрежении оптической толщиной, так и с учетом поправки на поглощение дают величину $T_e = 280-330$ эВ. Это несколько ниже значений, полученных по спектрам H -подобного $AlXIII$. Отличие можно объяснить тем, что концентрации H - и He -подобных ионов алюминия и соответствующие им светимости линий достигают максимума в

разные моменты эволюции плазмы, причем ионы с большими потенциалами ионизации, естественно, преобладают в моменты, когда плазма имеет более высокую температуру.

На рис. 3*a* приведены экспериментально наблюдаемые спектры излучения плазмы алюминия в диапазоне резонансной ($He_{\alpha 1}$) и интеркомбинационной ($He_{\alpha 2}$) линий иона $AlXII$ и их диэлектронных сателлитов для различных контрастов лазерного импульса и в разных пространственных областях плазменного факела. Сравнение спектров в пространственных областях на расстоянии 20 мкм показывает резкое уменьшение интенсивности сателлитов $1s2pnl - 1s^2nl$ ($n \geq 3$) в длинноволновом крыле линии $He_{\alpha 1}$, m -сателлита ($1s2p^2 {}^2S_{1/2} - 1s^22p^2P_{3/2}$) в коротковолновом крыле линии $He_{\alpha 2}$ и q, r -сателлитов при малом удалении от поверхности мишени. При этом интенсивности резонансной и интеркомбинационной линий остаются почти неизменными. Соотношение ширин линий $He_{\alpha 1}$ и $He_{\alpha 2}$ показывает, что для резонансной линии следует учитывать поглощение в оптически плотной плазме, поскольку наибольшая доля ионов находится в основном состоянии He -подобного иона. Результаты расчета, приведенные на рис. 3*б*, показывают, что в случае оптически тонкой плазмы интенсивность резонансной линии была бы вдвое выше наблюдаемой (при той же ширине). Учет оптической толщины в (2) приводит к тому, что расчетная кривая фактически ложится на экспериментальную зависимость (при вычитании вклада сателлитов с $n \geq 3$). Для интеркомбинационной линии плазма, естественно, является оптически тонкой. Измерения при меньшем контрасте дают примерно такой же вид спектра в области наибольшего свечения (см. рис. 3*a*). Полученное значение оптической толщины при размерах излучающей области, сопоставимой с диаметром пятна фокусировки, дает значение для плотности электронов $N_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, близкое к тому, что дает стационарная кинетическая модель для относительной интенсивности резонансной и интеркомбинационной линий (с учетом оптической толщины).

Анализ относительных интенсивностей линии Ly_{α} и ее J -сателлита в плазме магниевой мишени дает значение температуры в области наибольшей светимости плазмы $T_e \approx 300$ эВ. Как и в случае алюминиевой мишени, при такой температуре плазма для линии Ly_{α} H -иона Mg является оптически тонкой. Также следует ожидать, что, как и для плазмы алюминия, линиям He -подобного иона $Mg XI$ должна соответствовать более низкая температура электронов.

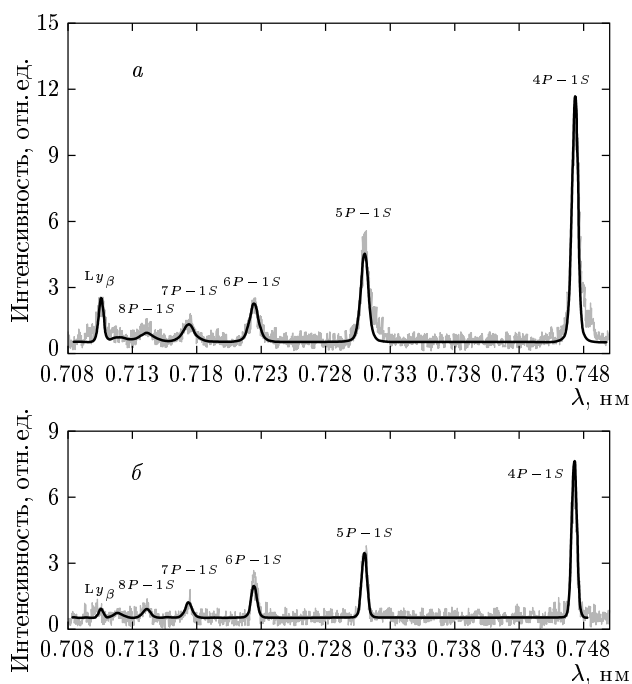


Рис. 4. Наблюдаемый (тонкая кривая) и модельный, рассчитанный по формулам (3) и (7) (толстая кривая), спектры излучения линий $1snp-1s^2$ ($n = 4-9$) He-подобного иона Mg XI и линии Ly_β H-подобного иона Mg XII на различных расстояниях от поверхности мишени при высоком контрасте лазерного импульса $K = 4 \cdot 10^7$: *a* — область наибольшей светимости ($x = 0$), расчет для параметров плазмы $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 230 \text{ эВ}$, *б* — на расстоянии $x = 80 \text{ мкм}$ от этой области, расчет для параметров плазмы $N_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 220 \text{ эВ}$

На рис. 4 и 5 приведены результаты измерений и расчетов спектров излучения на переходах с высоковозбужденных уровней $1snp \rightarrow 1P$ ($n = 4-9$) He-подобного иона Mg XI. В этом же спектральном диапазоне находится линия Ly_β иона Mg XII. Линии с большими n в плотной плазме уширены в основном за счет штарковского расщепления верхнего уровня в ионном микрополе. Поэтому их можно использовать для оценки величины электронной плотности. Относительные интенсивности этих линий могут быть чувствительны к температуре электронов, когда имеет место конкуренция между каналами рекомбинационного заселения верхних уровней и возбуждением их из основного состояния. Расчет контуров линий по формулам (1) и (2) дает значения параметров плазмы $T_e = 230 \text{ эВ}$ и $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области наибольшей светимости и $T_e = 220 \text{ эВ}$ (рис. 4*a*) и $N_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 80 мкм

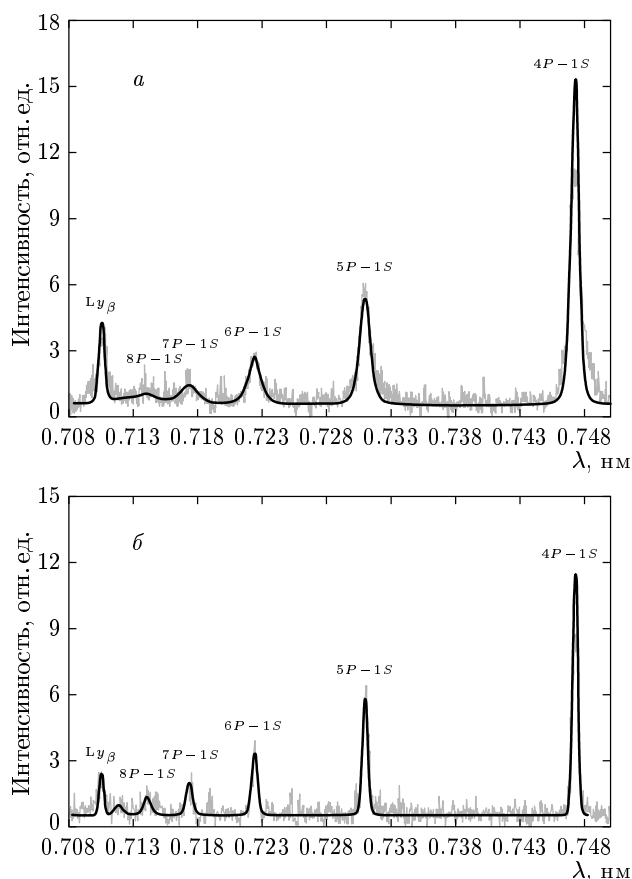


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для низкого контраста $K = 10^5$: *a* — $x = 0$, расчет для параметров плазмы $N_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 220 \text{ эВ}$, *б* — $x = 80 \text{ мкм}$, расчет для параметров плазмы $N_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 200 \text{ эВ}$

от этой области (рис. 4*б*) при высоком контрасте импульса. В последнем случае линии с $n \leq 7$ имеют доплеровский контур с шириной, соответствующей эффективной разлетной температуре ионов $T_i = 1.2 \text{ кэВ}$, а полученная плотность электронов соответствует пределу Инглиса–Теллера для наблюдаемой линии с $n = 9$ [24].

Моделирование результатов измерений при низком контрасте (см. рис. 5) дает более высокую плотность электронов $N_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области наибольшей светимости, чем при высоком контрасте, и немного меньшую температуру электронов.

Полная интенсивность линий He-подобного иона магния при низком контрасте на 20–30 % выше, чем при высоком, тогда как для линии Ly_β эта разница составляет 40–50 %. Это различие можно связать с влиянием преплазмы, создаваемой пикосекундным предимпульсом при низком контрасте. При высо-

ком контрасте плотность потока излучения в пикосекундном предимпульсе $q_{prep} < 10^9$ Вт/см² недостаточна для существенного плазмообразования. Кроме того, даже если это происходит, то при характерных размерах горячей плазмы менее 1 мм (см. рис. 2) и скоростях порядка 10^6 см/с (для $T_i^{eff} \sim 10$ эВ) она практически распалась бы до прихода основного импульса. В этом случае более существенно проявлялась бы преплазма, создаваемая наносекундным предимпульсом (при такой же плотности потока). При низком контрасте поглощение основного импульса происходит в преплазме, при этом возрастает роль горячих электронов в излучении линий многозарядных ионов при низкой температуре тепловых электронов, как это, например, наблюдалось при ионизации кластерных мишеней фемтосекундными импульсами [25]. То, что в данных экспериментах наблюдаемый эффект пикосекундной преплазмы мал, связано, скорее всего, с ее эффективным распадом до прихода основного импульса даже при контрасте $K = 10^5$.

На рис. 6 представлены спектры излучения плазмы меди в спектральном диапазоне длин волн 0.78–0.87 нм. В этой области лежат переходы $2s2p^64p-2s^22p^6$, $2s^22p^5nd-2s^22p^6$ ($n = 5, 6$) Ne-подобного иона Cu XX и аналогичные (т.е. 4–2, 5–2 и 6–2) переходы в ионах более высокой кратности F-подобном Cu XXI и O-подобном Cu XXII [26]. Результаты измерений показывают, что имеется сильная зависимость эмиссионного спектра от величины потока лазерного излучения (рис. 6а). При более высоких значениях потока (т.е. при более высокой температуре плазмы) в эмиссионном спектре и особенно в его коротковолновой части появляется большое количество дополнительных линий, в том числе линии ионов более высокой кратности Cu XXI и Cu XXII. Заметим, что эти линии также отсутствуют в спектре плазмы, создаваемой наносекундными импульсами при потоках $q < 10^{14}$ Вт/см² (кривая 3 на рис. 6а) [27]. При высоком значении потока лазерного излучения в пикосекундном импульсе спектр излучения Cu в области 0.78–0.87 нм практически не зависит от величины контраста (рис. 6б). Этот вывод остается в силе и при низких значениях потока лазерного излучения.

Таким образом, в исследованном диапазоне значений лазерного потока эмиссионные спектры плазмы Cu не зависят от контраста основного импульса относительно пикосекундного предимпульса. Такой же вывод можно сделать, анализируя спектры плазмы цинка. Здесь точно так же наблюдается,

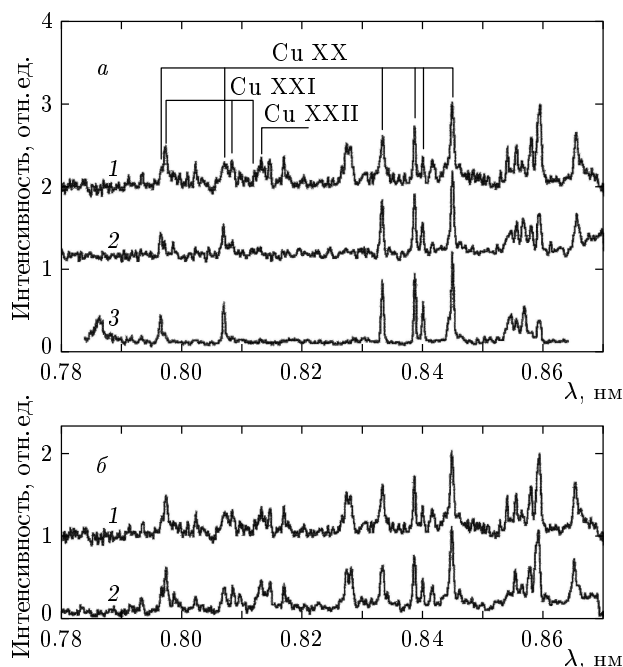


Рис. 6. а — Наблюдаемый спектр излучения плазмы Cu-мишени в области 0.78–0.87 нм, полученный для $q_{las} = 10^{16}$ Вт/см² (кривая 1) и $q_{las} = 10^{14}$ Вт/см² (кривая 2) при высоком лазерном контрасте. Для сравнения показан спектр плазмы (кривая 3), создаваемой наносекундным лазерным импульсом с $\lambda_{las} = 1$ мкм, $\tau_{las} = 1$ нс, $q_{las} = 10^{14}$ Вт/см² [25]. б — спектры, полученные для $q_{las} = 10^{16}$ Вт/см² при высоком (кривая 1) и низком (кривая 2) контраста лазерного импульса

во-первых, отсутствие зависимости от контраста лазерного импульса, во-вторых, происходит обогащение спектра линиями ионов более высокой кратности при увеличении лазерного потока и, в-третьих, при низких потоках излучательный спектр становится аналогичен спектру излучения плазмы, создаваемой лазерными импульсами наносекундной длительности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально исследовано образование плазмы при воздействии пикосекундного лазерного импульса с плотностью потока излучения до 10^{16} Вт/см² на твердотельные мишени. Оказалось, что имеющийся пикосекундный предимпульс при контрастах 10^5 – 10^7 практически не оказывает влияния на излучательные свойства

и параметры плазмы. Полученные рентгеноспектральными методами значения параметров плазмы показывают, что ее эмиссионные свойства в большей степени определяются основным импульсом и, возможно, наличием наносекундного предимпульса усиленной люминесценции. Воздействием наносекундного предимпульса можно объяснить отсутствие в наблюдаемом спектре проявления плазмы с плотностью, превышающей критическую. Кроме того, он понижает среднюю по времени температуру плазмы. Отметим, что для идентификации полученных спектров излучения многоэлектронных ионов Cu и Zn (O-подобных и F-подобных ионов с открытой L -оболочкой) требуется проведение дополнительных прецизионных расчетов их атомной структуры. Помимо возможности идентификации линий эти расчеты позволили бы использовать наблюдаемые спектры для диагностики плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научно-технического центра (грант № 2155) и ИНТАС (грант № 01-0233). Исследование, описанное в настоящей работе, стало возможным частично при поддержке гранта № RP1-2328-ME-02 Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
2. P. Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
3. T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton, *Nature* **398**, 490 (1999).
4. J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Hays, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2634 (2000).
5. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark et al., *Proc. of SPIE-97* **3157**, 10 (1997).
6. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 489 (1998).
7. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикюз и др., *Physica Scripta* **80**, 536 (1999).
8. A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Cotte, D. Umstadter, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and A. Ya. Faenov, *JQSRT* **65**, 367 (2000).
9. F. V. Rosmej, U. N. Funk, M. Gessel, D. H. N. Hoffmann et al., *JQSRT* **65**, 477 (2000).
10. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, *Сб. научных трудов ЦНИИМАШ*, 34 (2002).
11. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, А. В. Пакулев, В. Е. Яшин, *КЭ* **30**, 229, (2000).
12. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, *J. of X-ray Sci. and Technol.* **5**, 323 (1995).
13. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
14. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price, R. Shepherd, R. E. Stewart, A. Ya. Faenov et al., *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 4049 (1998).
15. А. И. Магунов, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов и др., *ЖЭТФ* **108**, 1625 (1995).
16. A. I. Magunov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., *Laser & Part. Beams* **16**, 61 (1998).
17. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974).
18. R. J. Tighe and C. F. Hooper Jr, *Phys. Rev. A* **14**, 1514 (1976).
19. J. Holtsmark, *Ann. Phys.* **58**, 577 (1919).
20. H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Plenum/Rosetta, New York (1977), p. 245.
21. В. А. Бойко, В. Г. Пальчиков, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, *Спектроскопические константы атомов и ионов (спектры атомов с одним и двумя электронами). Справочные данные*, Изд-во стандартов, Москва (1988).
22. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, *Плазменные лазеры*, Атомиздат, Москва (1978).
23. U. I. Safronova, A. M. Urnov, and L. A. Vainshtein, *Preprint FIAN*, № 212 (1978).
24. D. R. Inglis and E. Teller, *Astrophys. J.* **90**, 439 (1939).
25. Т. Аугусте, П. Д'Оливьера, С. Хулин и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 54 (2000).
26. В. А. Бойко, В. Г. Пальчиков, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, *Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1988).
27. K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, H.-K. Chung et al., submitted to *J. Phys. B* (2002).