

Спектры рентгеновского излучения плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом в кластерных мишенях

К.Стенц**, В.Багно**, Ф.Бласко**, Ж.Р.Роше**, Ф.Салин**, А.Я.Фаенов*, А.И.Магунов***, Т.А.Пикуз****, И.Ю.Скобелев*

Впервые зарегистрированы рентгеновские спектры излучения многозарядных ионов в плазме, создаваемой лазерным импульсом длительностью 35 фс с интенсивностью до 10^{17} Вт/см² в струйных газовых мишенях из CO₂ и Kr. Излучение в диапазонах длин волн переходов $1snp - 1s^2$ ($n = 3 - 6$) иона O VII и линии Ly_α иона O VIII, а также линий $(2s_{1/2}2p^6 3p_{3/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ и $(2s_{1/2}2p^6 3p_{1/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ Ne-подобного иона Kr XXVII свидетельствует о том, что высокоионизованная плазма формируется за счет столкновительных процессов в кластерах. Моделирование формы спектральных линий ионов кислорода с учетом основных механизмов уширения и поглощения в оптически плотной плазме показывает, что основной вклад в интегральную по времени интенсивность вносит плазма с параметрами $N_e = (2 - 20) \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $T_e = 100 - 115$ эВ.

Ключевые слова: лазерная плазма, фемтосекундный импульс, кластерная мишень, рентгеновское излучение.

Введение

В настоящее время ведутся интенсивные исследования плазмы, создаваемой сверхкороткими лазерными импульсами мощностью более 1 ТВт. В экспериментах используются как твердотельные, так и газовые мишени. В последнем случае объектами исследования являются такие процессы как генерация коротковолнового излучения, горячих электронов и быстрых ионов, самофокусировка и каналирование лазерного излучения и др. [1–6]. Эти процессы происходят непосредственно при взаимодействии лазерного излучения с веществом.

Особенности формирования плазмы в газовых мишенях мощным сверхкоротким лазерным импульсом проявляются также в ее эмиссионных спектрах после прохождения импульса. Например, полная ионизация атомов в световом поле лазерного импульса сопровождается быстрой рекомбинацией с усилением мягкого рентгеновского излучения на резонансном переходе в основное состояние H-подобного иона, что наблюдалось в излучении на длине волны 13.5 нм перехода Ly_α в ионе Li III [7]. Продвижение в коротковолновую область спектра возможно при использовании мишеней из более тяжелых элементов. В сильно переохлажденной плазме рекомбинация может идти быстрее, чем радиационные переходы с высоковозбужденных уровней. В результате происходит образование «полых» ионов, в которых все электроны находятся в высоковозбужденных состояниях, а

спектр излучения в окрестности соответствующих резонансных линий становится квазинепрерывным [8].

Особый интерес представляет исследование газовых мишеней с высоким содержанием многочастичных кластеров [9–11], поскольку из-за высокой плотности атомов в них главную роль при формировании плазмы начинают играть столкновительные процессы. В то же время из-за относительно малых размеров газового кластера лазерное поле проникает в него, приводя к туннельной ионизации атомов. Недавно был обнаружен значительный выход термоядерных нейтронов при фотоионизации сверхкоротким лазерным импульсом обогащенных дейтерием кластерных мишеней, в которых генерировались ионы с энергией, достаточной для начала реакции синтеза [12]. Изучение эмиссионных спектров плазмы, создаваемой короткими лазерными импульсами, дает дополнительную информацию о роли различных процессов в формировании плазмы из кластеров. В работе [13] зарегистрировано излучение многозарядных ионов с энергией до 1 МэВ.

В настоящей работе рентгеноспектральными методами исследуется излучение плазмы, создаваемой лазерным импульсом длительностью 35 фс с интенсивностью до 10^{17} Вт/см² в газовых струйных мишенях из CO₂ и Kr высокого давления, в которых происходит образование кластеров. С помощью моделирования наблюдаемых линейчатых спектров с учетом основных механизмов уширения линий определяется диапазон параметров исследуемой плазмы.

1. Постановка эксперимента

Эксперименты проводились в Центре мощных лазеров и их применений (CLIA) (Бордо, Франция) на лазерной установке, работающей по схеме четырехкаскадного усиления chirпированного импульса Ti-сапфировыми стержнями ($\lambda_L = 0.79$ мкм) и последующего уменьшения его длительности дифракционными решетками до 20 фс.

*Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, Россия, 141570 Менделеево Моск. обл.

**Centre lasers intenses et applications, Université Bordeaux 1, 33405 Talence, France

*** Институт общей физики РАН, Россия, 117756 Москва, ул. Вавилова, 38

**** МГТУ им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5

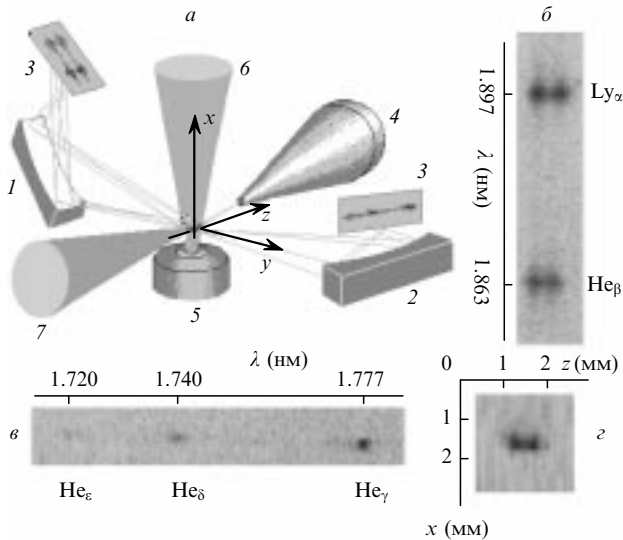


Рис.1. Схема измерения спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы в газовой мишени (а), спектрограмма спектрографа 1 с пространственным разрешением вдоль оси лазерного пучка (б), спектрограмма спектрографа 2 с пространственным разрешением поперек оси лазерного пучка (в) и рентгеновская обскурграмма плазмы (г): 1, 2 – фокусирующие спектрографы; 3 – пленка; 4 – камера-обскура; 5 – сопло; 6 – газовая струя; 7 – лазерный пучок.

Накачка осуществлялась импульсным излучением пяти Nd:YLF-лазеров с частотой повторения 1 кГц, что позволяло получать на выходе импульсы с такой же частотой повторения и энергией до 20 мДж. Регенеративный усилитель, входящий в схему, создавал предимпульсы, за которыми через несколько наносекунд следовал основной импульс. Для их подавления и увеличения контраста основного импульса до $10^4 - 10^5$ после первого усилителя размещалась ячейка Поккельса. Фоновая интенсивность была по крайней мере на 8 порядков ниже интенсивности в импульсе.

Для коррекции фронта импульса были приняты меры, чтобы его длительность не превышала 35 фс. Для предупреждения повреждения повреждения сжимающих решеток максимальная энергия импульса на мишени не превышала 15 мДж. Лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом. Радиус пятна фокусировки в вакууме составлял 6 мкм на уровне $1/e^2$, что соответствует максимальной интенсивности 10^{17} Вт/см². Лазерный импульс фокусировался в газовой струе на расстоянии 1.25 мм от выхода из сопла.

Мишенью служила импульсная газовая струя (рис.1, а), выходящая в вакуумную камеру из сверхзвукового цилиндрического сопла диаметром 2.5 мм со скоростью $2.5M$ и углом расходимости 22° . Максимальное давление газа в клапане было равно 40 атм. При этих условиях в струе за счет ван-дер-ваальсовских сил происходит образование кластеров из атомов Kr [14] и молекул CO₂ [15], максимальная плотность электронов N_e в которых значительно превышает критическую плотность $N_e^{cr} \approx 1.7 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Косвенным подтверждением наличия кластеров являлось то, что в присутствии предимпульса, разрушающего их (туннелирование электронов из внешней атомной оболочки происходит уже при интенсивности $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² [16]), рентгеновское излучение отсутствовало.

Пространственные характеристики создаваемой плазмы определялись с помощью камеры-обскуры с диамет-

ром отверстия 10 мкм. Изображение горячей области плазмы регистрировалось ПЗС-устройством с размером ячеек 24×24 мкм и увеличением 2. Окно ПЗС-устройства закрывалось фильтром, состоящим из слоя полипропилена толщиной 2 мкм, покрытого с двух сторон слоями алюминия толщиной 0.2 мкм, и пропускавшим фотоны с энергией больше 200 эВ. Угол наблюдения относительно оси лазерного пучка был равен 20.5° , так что результирующее пространственное разрешение вдоль нее составляло 40 мкм.

Рентгеноспектральные измерения были выполнены с помощью фокусирующих сферических ($R = 150$ мм) кристаллических спектрографов (слюда) [17] (рис.1,а) в спектральных диапазонах 1.73 – 1.92 нм (первый порядок отражения) и 0.63 – 0.643 нм (третий порядок отражения) с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 2000$. Спектрографы располагались под прямым углом наблюдения к оси лазерного пучка и обеспечивали пространственное разрешение либо вдоль этой оси, либо перпендикулярно к ней. Спектр регистрировался на пленку RAR-2492 через фильтр из слоя полипропилена толщиной 2 мкм, покрытого с двух сторон слоями алюминия толщиной 0.4 мкм.

2. Моделирование спектров

Спектрограф регистрирует интегральный по времени сигнал с одномерным пространственным разрешением, соответствующий излучению в узком угловом диапазоне. В каждый момент времени характеристики плазмы в пределах излучающей области неоднородны. При моделировании наблюдаемых спектров считалось, что интенсивность излучения определяется суммой, каждое слагаемое которой соответствует вкладу однородной плазменной области с определенными (средними) температурой и плотностью электронов, а также зарядовым составом плазмы:

$$I(\omega) = \sum_i C_i Q(\omega) [\chi(\omega)]^{-1} \{1 - \exp[-\chi(\omega)L_i]\}, \quad (1)$$

где

$$Q(\omega) = \hbar\omega \sum_n A_{n1} S_{n1}(\omega) N_n + Q_{br}(\omega) + Q_{rec}(\omega) \quad (2)$$

– излучательная способность плазмы (линейчатое, тормозное и фоторекомбинационное излучение);

$$\chi(\omega) = \left(\frac{\pi c}{\omega}\right)^2 \sum_n g_n A_{n1} S_{n1}(\omega) \frac{N_1}{g_1} + \chi_{br}(\omega) + \chi_{ion}(\omega) \quad (3)$$

– спектральный коэффициент резонансного и нерезонансного (обратного тормозного и фотоионизационного) поглощения; S_{n1} – нормированная на единицу спектральная функция; N_n и g_n – населенность и статвес уровня иона n ; L_i – линейный размер излучающей плазменной области i ; C_i – геометрический фактор, учитывающий также интегрирование по времени. Для оптически тонкой плазмы выражение (1) примет вид

$$I(\omega) = \sum_i C_i Q(\omega) L_i. \quad (4)$$

При расчете контуров спектральных линий $1snp \rightarrow 1s^2$ ($n \geq 3$) He-подобного кислорода волновая функция

возбужденного электрона приближенно полагалась кулоновской. С учетом линейного штарковского сдвига в ионном микрополе, уширения за счет упругих столкновений электронов с ионами и доплеровского сдвига функция S_{n1} имеет вид

$$S_{n1}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \gamma_{n1}^D g_n A_{n1}} \times \sum_x A_{nx1} \int_0^\infty V\left(\frac{\omega - \omega_{n1} - \Delta_{nx}\beta}{\gamma_{n1}^D}, \frac{\gamma_{nx1}}{\gamma_{n1}^D}\right) P(a, Z_i, \beta) d\beta, \quad (5)$$

где A_{nx1} – скорость радиационного перехода $n\alpha(n_1, n_2, m) \rightarrow 1$ для подуровня с параболическими квантовыми числами n_1, n_2, m ; $A_{n1} = g_n^{-1} \sum_x A_{nx1}$ – то же для уровня n в целом; $V(x, y)$ – фойгтовский контур с доплеровской шириной $\gamma_{n1}^D(T_i)$ и столкновительной шириной $\gamma_{nx1}(N_e, T_e)$ [18]; T_e и N_e – температура и плотность электронов; Δ_{nx} – линейный штарковский сдвиг подуровня в ионном поле 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, учитывающая макроскопическое движение плазмы. Функция распределения $P(a, Z_i, \beta)$ ионного микрополя $F = F_0 \beta$ учитывает ионные корреляции и дебаевскую экранировку [19], где параметр $a = r_0 / r_D$ определяется числом ионов в сфере дебаевского радиуса r_D . При $a \ll 1$ функция P переходит в известную функцию распределения Хольцмарка [20].

Населенности уровней рассчитывались по ударно-излучательной модели с учетом реабсорбции резонансного излучения в приближении Бибермана – Холстейна [21]. Характеристики связанно-свободных и свободно-свободных переходов в (2) и (3) рассчитывались по формулам из [22]. Коэффициенты ускользания брались из расчетов, проведенных в [23].

При разлете плотных высокоионизованных образований в фоновой среде (после окончания действия лазерного импульса) характерные времена релаксации возбужденных состояний ионов в плазме много меньше характерного времени релаксации электронной плотности, поэтому для расчета населенностей использовалось приближение стационарного стока [24]. Зарядовый состав плазмы и T_e, L_i, C_i , соответствующие заданным N_e , определялись подгонкой синтезированного спектра (1) к результатам измерений по ширинам и относительным интенсивностям наблюдаемых линий. Обоснованность многопараметрического описания интегральных по времени спектров плазмы была продемонстрирована ранее (см., напр., [25, 26]).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1, б–г приведены спектрограммы и обскурограмма рентгеновского излучения плазмы CO_2 -мишени. Как видно из распределений интенсивности линий Ly_α H-подобного и He_β He-подобного иона кислорода (рис. 1, б и 2, б), излучающая область плазмы имеет пространственную структуру вдоль направления распространения лазерного импульса. Возникновение структуры может быть связано с неоднородностью распределения плотности кластеров в газовой струе [15]. Следует иметь в виду, что из-за большой оптической толщины плазмы для линий Ly_α и He_β реальный средний размер горячих обла-

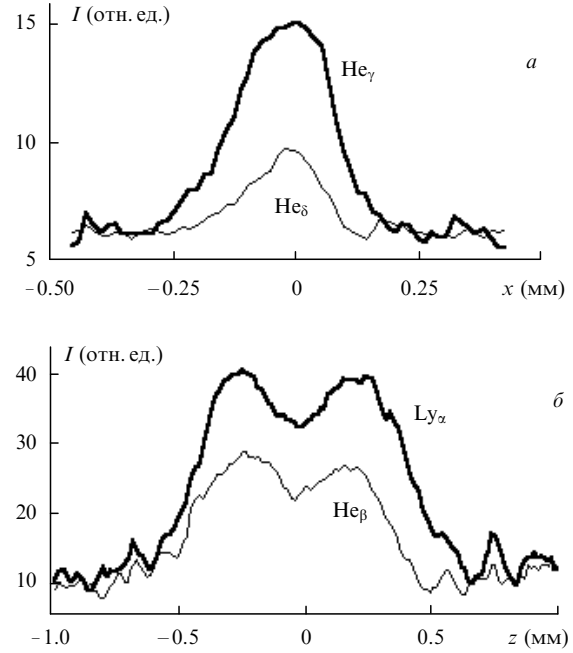


Рис. 2. Измеренное пространственное распределение интенсивности I излучения CO_2 -плазмы в центре линий в направлении поперек (а) и вдоль (б) лазерного пучка.

тей вдоль лазерного пучка меньше, чем наблюдаемый размер $\Delta z \approx 0.4$ мм (рис. 2, б), при расстоянии между их центрами ~ 0.4 мм. Наблюдаемый средний размер в поперечном направлении Δx ближе к истинному из-за прозрачности плазмы для линий He_γ , He_β и равен приблизительно 0.2 мм (рис. 2, а). На обскурограмме (рис. 1, г), дающей двумерное изображение плазмы в мягком рентгеновском излучении, также достаточно четко видна пространственная структура в виде двух светящихся, частично перекрывающихся областей, что связано с наблюдением под острым углом к лазерному пучку.

Следует отметить симметрию наблюдаемых контуров линий. В соответствии с результатами, полученными ранее в [13] для CO_2 -кластеров при более высоких интенсивностях лазерного импульса длительностью 60 фс, это означает, что при данных условиях в плазме не образуются в достаточном количестве быстрые ионы, излучение которых приводит к появлению асимметрии крыльев линий.

На рис. 3 приведены результаты моделирования спектров излучения H- и He-подобных ионов кислорода в CO_2 -плазме. Населенности возбужденных уровней ионов кислорода и их зарядовый состав рассчитывались в предположении, что доля Li-подобных ионов мала, а углерод полностью ионизован. Наблюдаемый спектр аппроксимировался суммой двух слагаемыми в (1), соответствующих плотностям электронов $N_{e1} = N_e^{\text{cr}}$ и $N_{e2} = 0.1 N_e^{\text{cr}}$. Грубость такого приближения частично компенсируется уменьшением числа подгоночных параметров, что является существенным в оптимизационных задачах. Как оказалось, для расчетов можно брать стационарные концентрации ионов кислорода разной кратности, соответствующие выбранному N_e и полученным T_e . Это позволяет использовать одни и те же значения C_i для линий Ly_α и He_β , уменьшая число подгоночных параметров.

Отношение интенсивностей Ly_α - и He_β -линий сильно зависит от температуры электронов через населенности возбужденных уровней. Варьируя температуру T_e и пара-

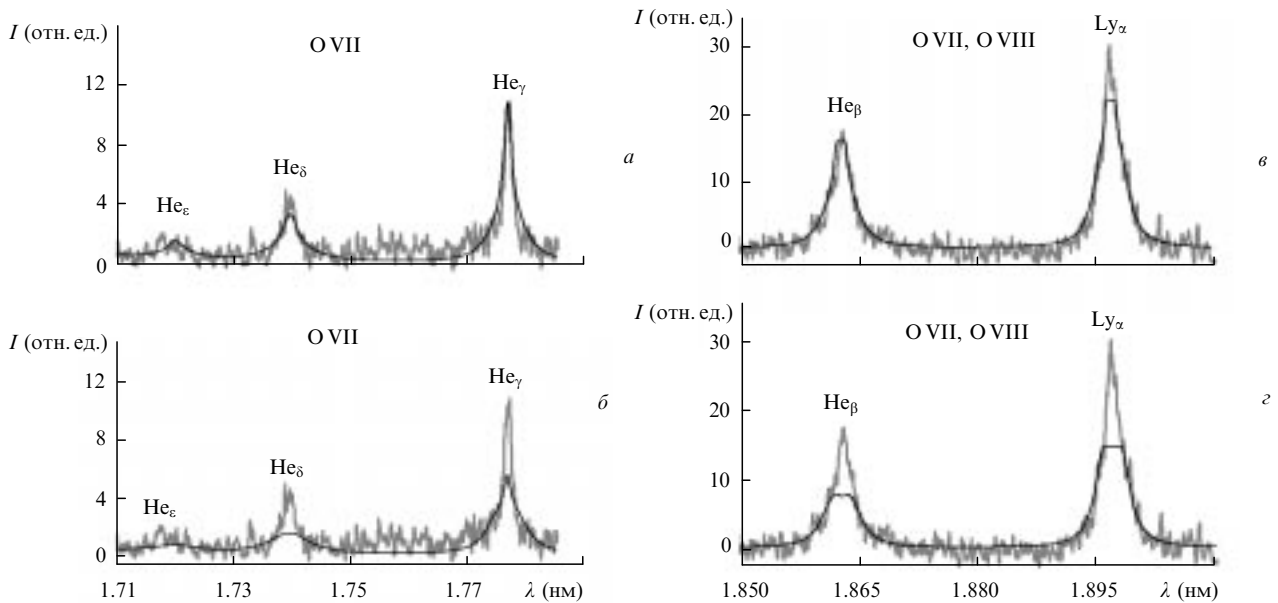


Рис.3. Сопоставление измеренного спектра CO_2 -плазмы с поправкой на калибровочную кривую денситометра, чувствительность пленки и поглощение фильтром (серая кривая) с результатами модельного расчета (черная кривая) для линий $1s4p - 1s^2$ (He_γ), $1s5p - 1s^2$ (He_δ), $1s6p - 1s^2$ (He_ϵ) иона O VII (спектрограф 2 на рис.1,а) (а, б), а также для линий Ly_α иона O VIII и $1s3p - 1s^2$ (He_β) иона O VII (спектрограф 1 на рис.1,а) (в, г). Расчеты проведены для всех компонентов плазмы (а, в) и для компонентов с критической электронной плотностью (б, г).

метр L_i при фиксированной плотности $N_e = N_{e1}$, мы подбавляли населенности уровней и оптическую толщину линий так, чтобы описать крылья этих линий (см. рис.3). Центральная часть линий описывалась вкладом составляющей с $N_e = N_{e2}$. Параметры C_1 , C_2 и L_1 , L_2 контролировались соответствующими вкладами в оптически тонких линиях He_γ и He_δ , имеющих штарковский профиль, слабо зависящий от температуры. Из (4) следует, что параметры C_i и L_i не являются в этом случае независимыми. В результате подгонки получены следующие значения: $T_{e1}=115$ эВ, $T_{e2} = 100$ эВ, $L_1 = 100$ мкм, $L_2 = 300$ мкм. Вместо эффективных температур ионов T_{i1} и T_{i2} , влияющих лишь на центральную часть линий, использовались T_{e1} и 300 эВ соответственно.

Интересно отметить, что для моделирования спектров, полученных двумя разными спектрографами (1 и 2 на рис.1,а), потребовалась лишь перенормировка соответствующих параметров C_1 и C_2 . Общий нормировочный множитель 0.7 для линий Ly_α и He_β относительно линий He_γ и He_δ (рис.3) соответствует тому, что вклад в измеряемую интенсивность последних двух линий дает лишь одна из горячих плазменных областей (из-за пространственного разрешения спектрографа). Результаты моделирования показывают, что в интегральную по времени интенсивность линий Ly_α и He_β основной вклад дает плазма с $N_e = N_{e2}$ (см. рис.3,б).

Этот результат представляется реалистичным, несмотря на кажущееся противоречие с тем, что плазма сформировалась из кластеров с плотностью много выше критической. Характерное радиационное время жизни возбужденных состояний ионов меньше времени развала кластеров ~ 1 пс. Однако следует учитывать, что выход излучения в этот период уменьшается из-за его реабсорбции и доминирования неупругих безызлучательных переходов при столкновениях ионов с электронами. Более высокая температура электронов также не проявляется в спектрах, поскольку она соответствует стадии ионизации при высокой электронной плотности. Из результатов расчета временной эволюции параметров плаз-

мы при поглощении лазерного излучения в Хе-кластерах [27] следует, что интервал, в котором $T_e > 300$ эВ (т.е. превышает 0.1 потенциала ионизации Ni-подобного иона), составляет 0.2 пс, что значительно меньше времени развала кластера, при котором температура резко падает до 200–100 эВ.

Вклад высоких плотностей заметно проявляется в характерных особенностях спектра рентгеновского излучения плазмы, создаваемой при тех же параметрах лазерного импульса в кластерной мишени из Кг. На рис.4 даны результаты измерений в окрестности резонансных линий $(2s_{1/2}2p^6 3p_{3/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ (пик 1) и $(2s_{1/2}2p^6 3p_{1/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ (пик 2) Ne-подобного иона Кг XXVII. Поскольку энергия ионизации этого иона $E_i \approx 2.9$ кэВ втрое выше, чем у O VIII, линии излучения Ne-подобного иона Кг могут наблюдаться только при сильном прогреве электро-

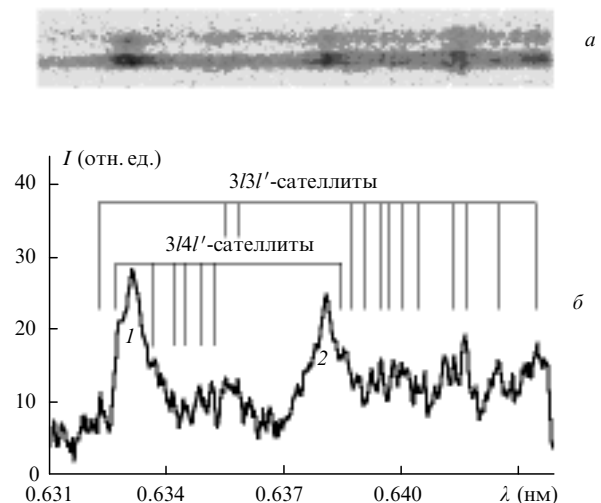


Рис.4. Спектрограмма (а) и спектр (б) резонансных линий $(2s_{1/2}2p^6 3p_{3/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ (1) и $(2s_{1/2}2p^6 3p_{1/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ (2) Ne-подобного иона Кг XXVII и их диэлектронных сателлитов Na-подобных ионов, полученные на спектрографе 1 (см. рис.1, а) в третьем порядке отражения.

нов в плазме. Многофотонный механизм генерации рентгеновского излучения на переходах в L -оболочке криптона, предложенный в [14] для интерпретации полученных там результатов, в данном случае, видимо, неэффективен из-за недостаточно высокой интенсивности и большей длины волны лазерного излучения. Наблюдаемые отношения интенсивностей диэлектронных Na-подобных сателлитов $3/3l' - 2p3l'$ и $3/4l' - 2p4l'$ к интенсивностям соответствующих резонансных линий значительно превышают отношения, полученные в экспериментах с наносекундным лазерным импульсом [28], где была установлена характерная электронная плотность порядка 10^{20} см^{-3} . Поскольку оптическая толщина плазмы для сателлитных линий мала, с ростом электронной плотности их интенсивность относительно резонансных линий возрастает.

Заключение

Проведенные исследования показывают, что в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом в газовых мишенях из CO_2 и Kr, наблюдается излучение ионов высокой зарядности. Однако максимальная интенсивность в импульсе 10^{17} Вт/см^2 на несколько порядков ниже пороговой интенсивности для туннельной ионизации этих ионов в лазерном поле. Образование ионов высокой кратности становится возможным, если температура электронов резко возрастает за счет столкновительных процессов. В исследуемых струйных газовых мишенях из CO_2 и Kr роль столкновительных процессов велика, поскольку в них происходит образование кластеров с плотностью вещества, близкой к твердотельной. При длительности лазерного импульса 35 фс формирование высокоионизованной плазмы происходит уже после его прохождения.

Измеренные рентгеновские спектры не содержат характерных признаков генерации быстрых ионов в отличие, например, от результатов, полученных в [13]. Причиной неэффективности ускорения ионов за счет кулоновского взрыва кластера может быть недостаточно высокая интенсивность лазерного излучения для пространственного разделения зарядов. Спектры излучения в линиях резонансных серий ионов O VII и O VIII хорошо воспроизводятся при моделировании с использованием квазистационарной ударно-излучательной кинетической модели и с учетом основных механизмов уширения и поглощения в плазме с высокой оптической плотностью.

Результаты показывают, что основной вклад в интегральный по времени спектр дает область плазмы с плотностью электронов, близкой к критической, и температурой около 100 эВ. Впервые получены спектры излучения криптоновой плазмы в окрестности резонансных линий Ne-подобного иона Kr в условиях, когда туннельный механизм ионизации и многофотонная генерация рентгеновского излучения [14] неэффективны, что также свидетельствует о доминирующей роли столкновительной ионизации кластеров при высоких электронной плотности и температуре. При этом наблюдается увеличение относительной интенсивности диэлектронных сателлитов резонансных линий. Быстрое падение температуры при

распаде кластеров создает условия для инверсного заселения уровней в Ne-подобном ионе и реализации схемы рентгеновского лазера.

1. Chang Z., Rundquist A., Wang H. et al. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2967 (1997).
2. Borisov A.B., Borovskiy A.V., Shiryaev O.B. et al. *Phys.Rev.A*, **45**, 5830 (1992).
3. Esaray E., Sprangle P., Krall J., Ting A. *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, 1879 (1997).
4. Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N. et al. *Phys.Rev.E*, **59**, 7042 (1999).
5. Monot P., Auguste T., Gibbon P. et al. *Phys.Rev.Letts*, **74**, 2953 (1995).
6. Sakharov A.S., Naumova N.M., Bulanov S.V. *Plasma Phys.Rep.*, **24**, 818 (1998).
7. Burnett N.H., Enright G.D. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 1797 (1990).
8. Rosmej F.B., Faenov A.Ya., Pikuz T.A. et al. *J.Phys.B*, **32**, L107 (1999).
9. McPherson A., Luk T.S., Thompson B.D. et al. *Appl.Phys.B*, **57**, 337 (1993).
10. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M. et al. *Phys.Rev.A*, **53**, 3379 (1996).
11. Lezius M., Dobosz S., Normand D., Schmidt M. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 261 (1998).
12. Ditmire T., Zewelback J., Yanovsky V.P. et al. *Nature*, **398**, 489 (1999).
13. Добош С., Шмидт М., Пердрик М. и др. *ЖЭТФ*, **115**, 2051 (1999).
14. McPherson A., Luk T.S., Thompson B.D. et al. *Phys.Rev.Letts*, **72**, 1810 (1994).
15. Stenz C., Blasco F. (частное сообщение).
16. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986).
17. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А. и др. *ЖЭТФ*, **108**, 1263 (1995).
18. Griem H.R. *Spectral line broadening by plasmas* (N.Y., Acad.Press, 1974).
19. Tighe R.J., Hooper C.F. Jr. *Phys.Rev.A*, **14**, 1514 (1976).
20. Holtsmark J. *Ann. Phys.*, **58**, 577 (1919).
21. Биберман Л.М. *ЖЭТФ*, **17**, 416 (1947); Holstein T. *Phys.Rev.*, **72**, 1212 (1947).
22. Коган В.И., Мигдал А.Б. В сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (М., изд-во АН СССР, 1958, т.1, с.172); Коган В.И. В сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (М., изд-во АН СССР, 1958, т.3, с.99).
23. Боровский А.В., Бункин Ф.В., Держиев В.И. и др. *Препринт ФИАН № 189* (М., 1983).
24. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М., Атомиздат, 1978, с.49).
25. Магунов А.И., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. и др. *ЖЭТФ*, **108**, 1625 (1995).
26. Magunov A.I., Faenov A.Ya., Skobelev I.Yu. et al. *Phys. Scripta*, **55**, 478 (1997).
27. Ditmire T., Patel P.K., Smith R.A. et al. *J.Phys.B*, **31**, 2825 (1998).
28. Khakhalin S.Ya., Dyakin V.M., Faenov A.Ya. et al. *J.Opt.Soc. Amer. B*, **12**, 1203 (1995).

C.Stenz, V.Bagnoud, F.Blasco, J.R.Roche, F.Salin, A.Ya.Faenov, A.I. Magunov, T.A.Pikuz, I.Yu.Skobelev. X-ray emission spectra of the plasma produced by an ultrashort laser pulse in cluster targets.

The first observation of x-ray emission spectra of multiply charged ions in the plasma produced by a 35-fs laser pulse with an intensity up to $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$ in CO_2 and Kr gas jet targets is reported. The emission in the wavelength ranges of the $1snp - 1s^2$ ($n = 3 - 6$) transitions of OVII ions and the Ly_α line of OVIII ions, as well as of the $(2s_{1/2}2p^6 3p_{3/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ and $(2s_{1/2}2p^6 3p_{1/2})_1 - 2s^2 2p^6 1S_0$ lines of Ne-like Kr XXVII ions testifies that the highly ionised plasma is formed by collision processes in clusters. Modelling the shape of the spectral lines of oxygen ions by including the principal mechanisms of broadening and absorption in optically dense plasmas reveals that the main contribution to the time-integrated intensity is made by the plasma with the parameters $N_e = (2 - 20) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ and $T_e = 100 - 115 \text{ eV}$.