

Влияние длительности сверхкороткого лазерного импульса на спектр рентгеновского излучения создаваемой плазмы в кластерной мишени

А. И. Магунов[△], Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Ф. Бласко^{*1)}, Ф. Дорчес^{*1)}, Т. Каилло^{*1)}, К. Бонте^{*1)}, Ф. Салин^{*1)}, К. Стенц^{*1)}, П. А. Лобода⁺, И. А. Литвиненко⁺, В. В. Попова⁺, Г. В. Байдин⁺, Г. Джанкел-Вивс^{□1)}, Дж. Абдаллах мл.^{□1)}

Государственный научный центр ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

* CELIA, 33405 Talence, France

△ Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

+ Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ, 456770 Снежинск а/я 245, Челябинская область, Россия

□ Theoretical Division, T-4, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos NM 87545, USA

Поступила в редакцию 29 августа 2001 г.

Измерен линейчатый спектр излучения лазерной плазмы в струйной кластерной мишени аргона на переходах $n^1P_1 - 1^1S_0$ ($n = 5-9$) гелиеподобного иона Ar XVII при изменении длительности импульса от 45 фс до 1.1 пс и при фиксированной плотности энергии $\sim 10^5$ Дж/см². Независимое моделирование относительных интенсивностей переходов с уровней $n = 5, \dots, 10$, а также линий $2^1P_1 - 1^2S_0$, $2^3P_1 - 1^2S_0$ и диэлектронных сателлитов, указывает на аномально низкую температуру электронов и рост их плотности в излучающей плазме при уменьшении длительности лазерного импульса. Основным каналом заселения уровней Ar XVII может являться их возбуждение из основного состояния небольшой долей горячих электронов.

PACS: 32.30.Rj, 41.50.+h, 52.25.Nr, 52.50.Jm

1. В настоящее время большое значение придается исследованию взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов с кластерами [1–9]. Кластерная мишень объединяет основные механизмы плазмообразования в газовых и твердотельных мишенях под действием лазерного излучения (ионизация оптическим полем и резонансное поглощение). Экспериментально наблюдаемой особенностью взаимодействия лазерного излучения сверхкороткой длительности с кластерными мишенями является высокая эффективность его поглощения. Это свойство является особенно важным с точки зрения создания интенсивных источников рентгеновского излучения для микролитографии, медицинских и биомолекулярных исследований. К сожалению, полученные к настоящему времени экспериментальные результаты не являются систематическими, поскольку зависят от большого числа параметров лазерного импульса и используемых мишеней. Это серьезно затрудня-

ет анализ различных физических процессов в образующейся плазме и возможность детальной проверки новых теоретических моделей [10, 11], учитывающих особенности формирования плазмы сверхкороткими импульсами. Например, важная роль предимпульса была исследована в [7, 9].

В экспериментальных исследованиях фемтосекундной лазерной плазмы кластерных мишеней рентгеновская спектроскопия является одним из немногих методов получения информации о ее параметрах и происходящих в ней процессах. Недавно было исследовано изменение интенсивности рентгеновского излучения в кластерной плазме Ar и Kr в зависимости от длительности лазерного импульса при фиксированной энергии [12]. Результаты измерений позволили установить два режима поглощения лазерного излучения при различных длительностях и размерах кластеров: объемное и поверхностное поглощение.

В настоящей работе приведены результаты измерений спектров рентгеновского излучения плазмы, создаваемой лазерными импульсами длительностью от 45 фс до 1.1 пс при плотности энергии в фокальной

¹⁾F. Blasco, F. Dorchies, T. Caillaud, C. Bonte, F. Salin, C. Stenz, G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr.

Рис.1. (а) Схема измерения спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы в струйной аргоновой мишени. (б) Спектрограмма плазмы Ag при длительности лазерного импульса 1.1 пс

плоскости 10^5 Дж/см² и высоком контрасте $\sim 10^5$ в газовой струйной мишени Ag с большим содержанием кластеров. С помощью высокоразрешающего кристаллического спектрографа [13] удалось зарегистрировать линии резонансной серии He-подобного иона аргона, включая переходы с уровней n^1P_1 ($n \geq 5$), а также получить детальную структуру диэлектронных спутников линии $2^1P_1-1^1S_0$. Результаты измерения ширины и относительных интенсивностей этих линий при различных длительностях импульса моделировались с учетом основных механизмов уширения линий и стационарной ударно-излучательной кинетики. Результаты расчета показали, что с уменьшением длительности импульса в интегральную по времени интенсивность линейчатого излучения плазмы основной вклад дает все более плотная (надкритическая) область исследуемой плазмы. При этом температура основной доли электронов меняется слабо и имеет аномально низкое значение по сравнению с обычной температурой, наблюдаемой в наносекундной плазме.

2. Эксперименты проводились на лазерной установке Университета Бордо, работающей по схеме четырехкаскадного усиления chirпированного импуль-

са Ti-сапфировыми стержнями. Характеристики лазерной системы более детально описаны в [14]. В настоящих экспериментах (см. рис.1а) энергия импульсов на выходе составляла 15 мДж при контрасте $\sim 10^5$ относительно энергии предимпульсов, создаваемых входящим в схему регенеративным усилителем. Лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом. Радиус пятна фокусировки в вакууме составлял 6 мкм на уровне $1/e^2$, что соответствует максимальной плотности энергии в пятне 10^5 Дж/см². Длительность импульса менялась от 45 фс до 1.1 пс, что соответствует изменению максимальной интенсивности в пределах $3 \cdot 10^{15} - 10^{17}$ Вт/см², достаточной для туннельной ионизации F-подобного и P-подобного ионов аргона, соответственно [15].

Мишенью служила импульсная газовая струя атомов Ag, расширяющаяся в вакуумную камеру из сверхзвукового цилиндрического сопла диаметром 2.5 мм с числом Маха $M = 2.5$. Максимальное давление газа в клапане было 60 атм, а угол расходимости струи 22° . В этих условиях в струе за счет вандер-ваальсовского взаимодействия происходит образование атомарных кластеров [8, 16] с максимальной

электронной плотностью, значительно превышающей критическое значение $N_{e,cr} \approx 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (для $\lambda_{\text{las}} = 0.8 \text{ мкм}$). Косвенным подтверждением наличия кластеров являлось то, что рентгеновское излучение отсутствовало при низком контрасте, когда кластеры разрушались предимпульсом.

Рентгеноспектральные измерения выполнены с помощью фокусирующих сферических ($R = 150 \text{ мм}$) кристаллических спектрографов (слюда) [17] (рис.1а) в спектральных диапазонах 0.305–0.425 нм (четвер-

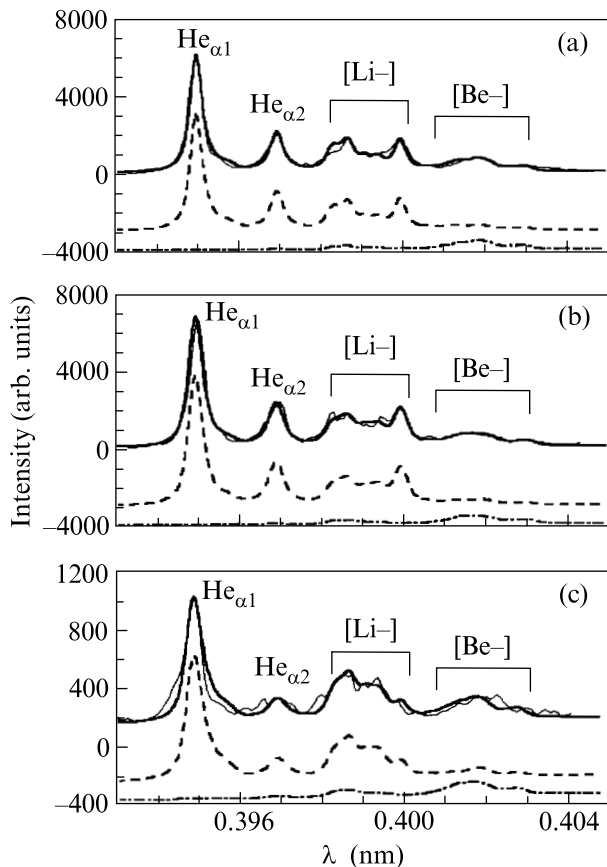


Рис.2. Сопоставление измеренного спектра Ar плазмы с результатами модельного расчета (см. параметры плазмы в таблице) для линий $\text{He}_{\alpha 1}$ и $\text{He}_{\alpha 2}$ ($2^1 3P_1 - 1^1 S_0$) He-подобного иона Ar XVII и диэлектронных сателлитов в Li- и Be-подобных ионах при различных длительностях импульса: (а) 1.1 пс, (б) 700 фс, (в) 45 фс. Тонкая сплошная линия – эксперимент, жирная сплошная линия – расчет, штриховая – вклад высокой плотности, штрих-пунктирная линия – вклад низкой плотности

тый и пятый порядки отражения) с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 3000\text{--}5000$. Спектрографы располагались под прямым углом наблюдения к оси лазерного луча и обеспечивали пространственное разрешение либо

вдоль этой оси, либо перпендикулярно к ней. Спектр регистрировался ПЗС камерой, перед которой устанавливался фильтр из слоя полипропилена толщиной 2 мкм, покрытого с двух сторон слоями алюминия 0.4 мкм. Спектрограмма плазмы для импульса длительностью 1.1 пс приведена на рис.1б.

3. На рис.2 показаны наблюдаемые интенсивности линий $2^1 3P_1 - 1^1 S_0$ He-подобного иона Ar и диэлектронных Li- и Be-подобных сателлитов для длительностей лазерного импульса 1.1 пс, 700 фс и 45 фс. Здесь же приведены результаты расчетов по формуле

$$I(\lambda) = C_1 I(\lambda, N_{e1}, T_{e1}) + C_2 I(\lambda, N_{e2}, T_{e2}) \quad (1)$$

для двух наборов параметров плазмы. Предполагалось, что спектральные линии этих переходов имеют доплеровский контур (включающий и аппаратную ширину). Температуры и плотности электронов, для которых получается наилучшее согласие с наблюдаемыми относительными интенсивностями линий, приведены в таблице. Заселенности уров-

| τ_{las} (фс) | N_e (см^{-3}) | T_e (эВ) | f |
|--------------------------|----------------------------|------------|-------------------|
| 1100 | $3 \cdot 10^{19}$ | 130 | 10^{-8} |
| | $3 \cdot 10^{21}$ | 200 | $3 \cdot 10^{-4}$ |
| 700 | $3 \cdot 10^{19}$ | 130 | $3 \cdot 10^{-7}$ |
| | $4 \cdot 10^{21}$ | 215 | $3 \cdot 10^{-4}$ |
| 45 | $3 \cdot 10^{19}$ | 130 | 10^{-7} |
| | 10^{22} | 200 | $7 \cdot 10^{-5}$ |

ней и зарядовый состав рассчитывались в стационарной ударно-излучательной кинетической модели. Скорости неупругих переходов при электрон-ионных столкновениях вычислялись с функцией распределения $F(E) = F_M(E, T_e) + f\delta(E - E_{\text{hot}})$, где вклад горячих электронов с энергией $E_{\text{hot}} = 5 \text{ кэВ}$ учитывался в качестве добавки к максвелловскому распределению F_M . Значения весового множителя f даны в таблице. Проведенные ранее в рамках этой модели расчеты [18] показали, что при таких параметрах плазмы даже малое количество горячих электронов вносит существенный вклад не только в возбуждение сателлитных линий, но и в сами резонансные линии He-подобных ионов с зарядом ядра $Z_n = 10\text{--}20$. Поскольку E_{hot} порядка потенциала ионизации этих ионов, то такие электроны должны также эффективно возбуждать и ридберговские состояния $n^1 P_1$ с $n \geq 4$.

На рис.3 приведены измеренные спектры излучения плазмы для различных длительностей лазерного импульса в спектральном диапазоне переходов $n^1 P_1 - 1^1 S_0$ ($n \geq 5$) He-подобного иона аргона. Наблюдаемый спектр аппроксимировался суммой двух слабых (1), соответствующих тем же значениям N_e и

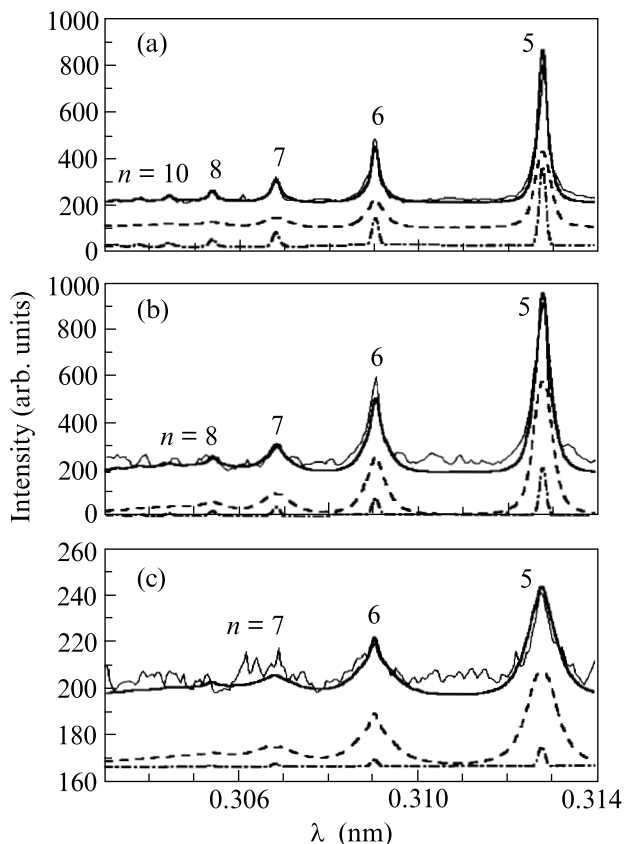


Рис.3. То же, что на рис.2, но для линий $n^1P_1-1^1S_0$ ($n \geq 5$)

T_e и доле горячих электронов, приведенным в таблице. Метод расчета $I(\lambda, N_e, T_e)$ для высоких n в He-подобном ионе более детально описан в [14]. Контуры спектральных линий Ar XVII определялись с учетом шарковского сдвига в ионном микрополе, ударного уширения за счет упругих столкновений электронов с ионами и доплеровского уширения [19]. Последнее учитывалось совместно со спектральным разрешением, что соответствовало эффективной температуре ионов $T_i = 2$ кэВ. Использовалась функция распределения ионного микрополя с учетом ионных корреляций и дебаевского экранирования [20, 21]. Значения C_1 и C_2 определялись по ширине и относительной интенсивности наблюдаемых линий. Величина доли горячих электронов существенно меняет относительные заселенности ридберговских уровней.

Как видно из рис.2 и 3, результаты независимых расчетов с выбранными значениями параметров плазмы хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Результаты расчетов контуров резонансных линий с $n \geq 5$ показывают, что с уменьшением длительности лазерного импульса увеличивается электронная плотность плазмы, дающей основ-

ной вклад в наблюдаемый спектр. Кроме этого, для более коротких длительностей уменьшается относительный вклад докритической электронной плотности (газовой фазы). Как следует из известного предела Инглиса-Теллера (см., например, [19]), исчезновение линий переходов с высокими n обусловлено ростом плотности плазмы. В данном случае это может быть связано с тем, что кластеры не успевают полностью распасться до окончания свечения плазмы на переходах He-подобного иона. При длительностях импульса ~ 1 пс поглощение лазерного излучения происходит параллельно распаду кластеров, что и отражается в уменьшении величины доминирующей электронной плотности излучающей плазмы. При всех длительностях температура электронов остается аномально низкой и недостаточной для ионизации и эффективного возбуждения уровней He-подобного иона аргона, так что наблюдаемое свечение линий может быть обусловлено только заселением ридберговских уровней при возбуждении малой долей горячих электронов, генерируемых в сильном пространственно неоднородном лазерном поле. Поскольку процесс установления общей электронной температуры происходит достаточно медленно (особенно при газовых плотностях), то влияние горячих электронов на кинетику релаксации плазмы может проявляться дольше длительности лазерного импульса.

Соотношение интенсивностей излучения при различных длительностях лазерного импульса согласуется с результатами, полученными в работе [12]. На рис.4 приведена зависимость наблюдаемых интенсивностей излучения в различных линиях от длительности лазерного импульса. В частности, абсо-

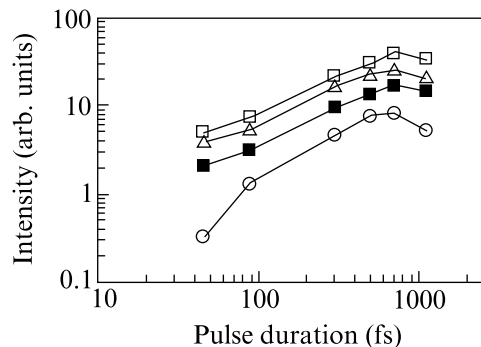


Рис.4. Зависимость интенсивности излучения в линиях He-подобного иона Ar XVII от длительности лазерного импульса с фиксированной энергией. Символы соответствуют линиям: \square – $He_{\alpha 1}$, \blacksquare – $He_{\alpha 2}$, \triangle – He_{β} , \circ – $5^1P_1-1^1S_0$

лютный выход рентгеновского излучения в исследуемом диапазоне длительности импульса от 45 фс до

1 пс имеет немонотонный характер с максимумом в окрестности 700 фс. Это может быть обусловлено снижением эффективности поглощения лазерного излучения при меньших и больших длительностях.

4. Таким образом, в настоящей работе показано, что предложенная нами ранее модель нагрева кластеров сверхкоротким лазерным импульсом [7, 9] правильно описывает не только интенсивности резонансных линий и их спутанных структур, но и контуры впервые зарегистрированных с высоким разрешением линий на переходах с ридберговских уровней в Не-подобном ионе аргона (с $n = 5, \dots, 10$). Результаты измерений и проведенных расчетов показывают, что уменьшение длительности лазерного импульса приводит к росту электронной плотности плазмы. Основной вклад в выход рентгеновского излучения дает плазма с надкритической плотностью электронов. Наблюдаемые линии излучения индуцируются возбуждением верхних уровней ионов Ar небольшой долей горячих электронов, генерируемых лазерным полем. При длительностях лазерного импульса короче 700 фс наблюдается уменьшение интенсивности рентгеновского свечения плазмы, что является существенным обстоятельством с точки зрения разработки источников рентгеновского излучения на основе фемтосекундной лазерной плазмы.

Настоящая работа частично поддержана Министерством энергетики США, Европейским фондом развития региональной экономики (Fond Europeen de Developpment Economique Regional and Conseil Regional d'Aquitaine (France)) и грантом НАТО PST.CLG.977637. А.Я.Ф. и Т.А.П. признательны CRDF за грант, благодаря которому эта работа была представлена на международных конференциях.

1. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., Appl. Phys. **57**, 337 (1993).

2. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1810 (1994).

3. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. **A53**, 3379 (1996).

4. M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **80**, 261 (1998).

5. T. Ditmire, J. Zewelback, V. P. Yanovsky et al., Nature **398**, 489 (1999).

6. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Perdrix et al., JETP **88**, 1122 (1999).

7. T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin et al., JETP Letters **72**, 38 (2000).

8. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr, F. Blasco et al., Phys. Rev. **A63**, 021201R (2001).

9. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Phys. Rev. **A63**, 032706 (2001).

10. I. Last and J. Jortner, Phys. Rev. **A62**, 013201 (2000).

11. V. P. Krainov and A. S. Roshchupkin, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34**, L297 (2001).

12. E. Parra, I. Alexeev, J. Fan et al., Phys. Rev. **E62**, R5931 (2000).

13. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).

14. C. Stenz, V. Bagnoud, F. Blasco et al., Quantum Electronics **30**, 721 (2000).

15. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **91**, 2008 (1986).

16. A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, F. Blasco et al., JETP Letters **73**, 583 (2001).

17. F. Blasco, C. Stenz, F. Salin et al., Rev. Sci. Instrum. **72**, 1956 (2001).

18. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., JQSRT **71**, 417 (2001).

19. H. R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*, N. Y., Acad. Press, 1974.

20. R. J. Tighe and C. F. Hooper, Jr., Phys. Rev. **A14**, 1514 (1976).

21. P. A. Loboda, V. V. Popova, and M. K. Shinkarev, JQSRT **58**, 757 (1997).