

ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ НАГРЕВЕ CO_2 КЛАСТЕРОВ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С $\lambda = 0.8$ и 0.4 мкм

*С.Добош, М.Шмидт, М.Пердрикс, П.Мернадиер, О.Гоберт, Д.Норманд,
А.Я.Фаенов⁺, А.И.Магунов⁺, Т.А.Пикуз⁺, И.Ю.Скобелев⁺, Н.Е.Андреев^{*}*

*Исследовательский центр Сакле Комиссариата по атомной энергии
91191 Франция*

⁺ *Центр данных по спектрам многозарядных ионов, ВНИИФТРИ
141570 Менделеево, Россия*

^{*} *НИЦТИВ Объединенного института высоких температур РАН
127412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 августа 1998 г.

Проведены исследования рентгеновских спектров плазмы, образующейся при нагреве CO_2 кластеров высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами с $\lambda = 0.8$ мкм и $\lambda = 0.4$ мкм. С пространственным разрешением получены рентгеновские спектры плазмы кластеров. Зарегистрированные особенности эмиссионных рентгеновских спектров однозначно указывают на присутствие в такой плазме достаточно большого относительного количества ионов ($\approx 10^{-2} - 10^{-3}$) с энергиями 0.1–1 МэВ. Обнаружены особенности контура линии $L\gamma_{\alpha}$ иона O VIII, которые особенно резко проявляются при нагреве кластеров импульсами второй гармоники и не могут быть объяснены известными авторам механизмами.

PACS: 06.60.Jn, 32.30.Rj, 42.65.Re, 52.25.Nr

1. В последние годы при исследовании взаимодействия субпикосекундных лазерных импульсов с веществом активно используется новый класс мишеней, занимающих среднее положение между твердотельными и разреженными газовыми. Это так называемые кластерные мишени, то есть газовые пучки, в которых имеются сгустки, состоящие из значительного ($10^3 - 10^7$) числа молекул и имеющие твердотельную плотность при размерах 100–1000 нм. Такие мишени, с одной стороны, обладают всеми практическими достоинствами газовых (легкость управления, простота замены, хорошая повторяемость и т.п.), а с другой, дают возможность исследования всех процессов, характерных для высокой плотности вещества. С помощью таких кластерных мишеней в последние годы были обнаружены самофокусировка коротких лазерных импульсов в плазме, образование полых ионов, генерация высоких гармоник [1–5] и, наконец, образование в плазме ионов высоких (вплоть до 1 МэВ) энергий [6, 7].

Следует отметить, что картина взаимодействия коротких лазерных импульсов с кластерами пока еще далеко не ясна. Например, в настоящее время существует несколько моделей, по-разному описывающих ионизацию кластерных мишеней [1, 8, 9]. Аналогично, не выяснен окончательно и механизм генерации быстрых ионов в такой плазме.

В настоящей работе показано, что рентгеноспектральные методы исследования могут быть успешно использованы для систематического получения большого объ-

ема экспериментальной информации о плазме кластерных мишеней. В частности, зарегистрированные нами особенности эмиссионных рентгеновских спектров однозначно указывают на присутствие в такой плазме достаточно большого относительного количества ионов ($\approx 10^{-2} - 10^{-3}$) с энергиями 0.1–1 МэВ.

2. Эксперименты проводились на лазерной установке в исследовательском центре Сакле (Франция). Для нагрева плазмы использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульса 60 фс и энергией 70 мДж на основной частоте ($\lambda_{las} = 0.8$ мкм) или 20 мДж во второй гармонике. Фокусировка излучения с помощью параболического зеркала обеспечивала плотность потока излучения вплоть до 10^{18} Вт/см². Кластерная мишень формировалась при адиабатическом расширении в вакуум небольшой порции CO₂ газа, выходящего из газового клапана через импульсное сопло диаметром 0.3 мм. Давление газа в клапане составляло 10–40 атм.

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось одновременно тремя спектрографами со сферически изогнутыми кристаллами слюды [10]. Радиусы изгиба кристаллов составляли: $R = 100$ мм и $R = 150$ мм, спектральное разрешение составляло $\lambda/\Delta\lambda = 2000 - 4000$ при пространственном разрешении $\delta x \sim 15 - 25$ мкм. Наблюдались спектральные диапазоны 17 – 17.8 Å и 15.8 – 16 Å и 18.5 – 19.2 Å, содержащие линии $1snp \ ^1P_1 - 1s^2$ ($n \geq 3$) He-подобного OVII и $np \ ^2P - 1s \ ^2S$ ($n = 2, 3$) H-подобного OVIII. Пример спектрограмм и денситограмм, полученных при нагреве кластеров лазерными импульсами первой ($\lambda = 0.8$ мкм) гармонике показан на рис.1.

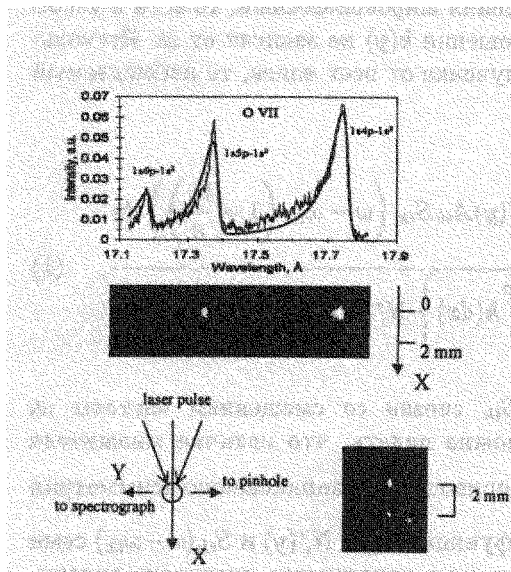


Рис.1. Спектры излучения плазмы, возникающей при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса основной частоты ($\lambda = 0.8$ мкм) с CO₂ кластерами. Давление газа в клапане составляло 15 атм

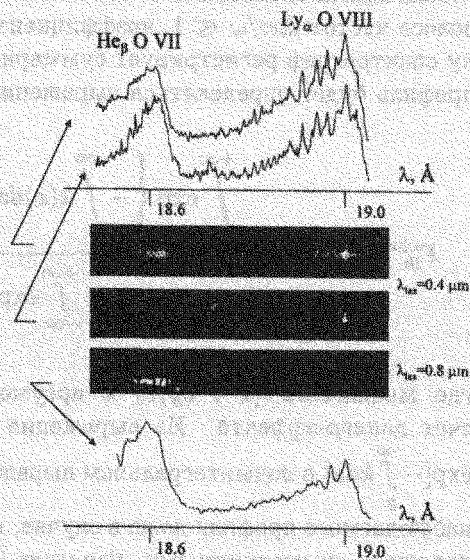


Рис.2. Спектры излучения плазмы в области $\lambda = 18.5 - 19.2$ Å при ее нагреве импульсами первой (нижний спектр и денситограмма) и второй гармоник (два верхних спектра)

3. На рис.1 видна характерная особенность спектров излучения CO₂ плазмы (отметим, что подобные спектры наблюдались как при нагреве излучением с $\lambda = 0.8$, так и 0.4 мкм), связанная с наличием сильной асимметрии профилей спектральных линий H- и He-подобных ионов кислорода. Такая асимметричная форма линий, не на-

блюдавшаяся ранее в экспериментах с лазерной плазмой, не может быть связана ни с тепловым доплеровским, ни со штарковским механизмами уширения спектральных линий в плазме. Ниже мы предлагаем простую модель, которая объясняет наблюдаемую форму спектральных линий. Ее основными чертами являются: а) уширение линий за счет макроскопического движения (разлета) плазмы и б) возникновение асимметрии контуров линий ионов кислорода вследствие фотоионизационного поглощения на присутствующих в CO_2 плазме Н- и Не-подобных ионах углерода.

4. Если предположить, что ускорение ионов осуществляется только в момент воздействия лазерного излучения, то при $t \gg \tau_{las}$ (τ_{las} — длительность лазерного импульса) ион, обладающий скоростью v , окажется на расстоянии $y = vt$ от центра плазмы, то есть произойдет пространственное разделение ионов, обладающих различной скоростью. В связи с этим рассмотрим следующую модель разлетающейся плазмы. Пусть ось Y определяет направление на регистрирующий спектрограф (см. рис.1). Обозначим $N_i^*(y)$ и $v(y)$ плотность ионов в возбужденном состоянии i , находящихся на расстоянии y от центра плазмы (то есть точки фокусировки лазерного импульса), и их скорость направленного движения; в соответствии с вышесказанным, $v(y)$ есть линейная функция: $v(y) = by$, где $b = \text{const}$. Рассмотрим спектральную линию, обусловленную радиационным переходом $i \rightarrow k$ с частотой ω_{ik} , и пусть форма ее профиля при $y = 0$ (то есть для покоящихся в среднем ионов) определяется симметричной функцией $S_{ik}(|\omega - \omega_{ik}|)$. Предположим также, что плазма обладает поглощающими свойствами и механизм поглощения широкополосный, то есть в узкой полосе частот $\Delta\omega/\omega \ll 1$, коэффициент поглощения $k(y)$ не зависит от ω . Поскольку спектрограф регистрирует суммарное излучение от всех ионов, то наблюдаемый профиль будет определяться выражением

$$F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik}) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\int_y^{\infty} k(x) dx\right\} N_i^*(y) A_{ik} S_{ik}\left(\omega - \omega_{ik}\left(1 + \frac{by}{c}\right)\right) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\int_y^{\infty} k(x) dx\right\} N_i^*(y) A_{ik} dy}, \quad (1)$$

где множитель $(1 + by/c)$ в аргументе S_{ik} связан со смещением частоты за счет доплер-эффекта. Из выражения (1) можно видеть, что наличие множителя $\exp\left[-\int_y^{\infty} k dx\right]$ в подынтегральном выражении приводит к возникновению асимметрии

наблюдаемого профиля даже в случае, когда функции $k(y)$, $N_i^*(y)$ и $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$ сами являются симметричными. Формула (1) позволяет качественно правильно описать наблюдавшиеся спектры даже при очень грубых предположениях о виде функций $N_i^*(y)$, $k(y)$ и $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$. В расчетах, результаты которых показаны жирными линиями на рис.1, считалось, что $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$ является δ -функцией, а коэффициент поглощения $k(y)$ и населенности возбужденных уровней $N_i^*(y)$ пропорциональны плотности ионов в основном состоянии $N_0(y)$, для которой мы использовали модельную функцию $N_0/(1 + (y/y_0)^2)$, характерную для цилиндрического разлета плазмы. В этом случае наблюдаемые профили линий зависят только от двух параметров: $\alpha = by_0/c$ и оптической толщины плазмы τ_{ik} . Наилучшее согласие рассчитанных и наблюдаемых спектров (см. рис.1) получилось при $\alpha = 10^{-3}$ и $\tau_{ik} = 9$.

5. Можно показать (подробнее см. [11]), что ответственным за широкополосное поглощение рентгеновских фотонов в условиях настоящего эксперимента являлось фотоионизационное поглощение, то есть поглощение при связанно-свободных переходах. Этот процесс может быть достаточно эффективен только в случае, когда фотоионизации подвергается основное состояние иона, поскольку заселенности возбужденных уровней ионов в плазме, как правило, малы. Пороговый характер фотоионизационного поглощения (поглощению подвергаются только фотоны, обладающие энергией, превышающей энергию ионизации иона) является причиной того, что обычно этот механизм не сказывается на спектрах излучения плазмы.

Другая ситуация может возникать в плазме сложного химического состава. В этом случае спектральные линии, принадлежащие ионам одного химического элемента, могут фотоионизовать ионы другого элемента, концентрация которых в плазме может быть значительной. Например, в рассматриваемой нами CO_2 плазме, линии He-подобного OVI могут фотоионизовать H-подобный CVI. Для оптической толщины плазмы τ_{ik} , связанной с таким процессом, можно получить оценку [11] $\tau_{ik} \simeq 1-7$, что и должно приводить к модификации спектров излучения CO_2 плазмы.

6. Поскольку уширение спектральных линий в наших экспериментах было обусловлено направленным движением плазмы, то анализ профилей линий, вообще говоря, можно использовать для измерения распределения ионов $N(v)$ по скорости разлета. Хотя в случае CO_2 плазмы прямые измерения $N(v)$ невозможны из-за наличия фотоионизационного поглощения, использование модельных зависимостей при значениях параметров α и τ_{ik} , обеспечивающих хорошее согласие с экспериментом, позволяет оценить распределение $N(v)$. В исследуемой нами плазме присутствовали ионы со скоростями разлета вплоть до $v \approx 3.6 \cdot 10^8$ см/с (то есть с энергиями ≈ 1 МэВ), и их относительное количество составляло $\approx 7 \cdot 10^{-3}$.

7. Рассмотрим возможные механизмы образования столь быстрых ионов в фемтосекундной лазерной плазме. Отметим, что ускорение ионов может происходить в результате различных процессов, связанных с возникновением в плазме сильных электрических полей. Среди возможных механизмов обсуждаются кулоновский взрыв молекул и кластеров [7], а также "гидродинамическое" ускорение ионов при разлете кластеров под действием кинетической энергии электронов [12]. Пондеромоторное ускорение ионов под действием сил высокочастотного давления, обусловленных непосредственно интенсивным лазерным излучением в плазме вблизи критической плотности N_c , обсуждалось в [13, 14] для достаточно длинных лазерных импульсов наносекундного диапазона, когда n_{oe} значительно превышает время ускорения. Оценки максимальной энергии ионов при различных механизмах ускорения показывают (подробнее см. [11]), что в условиях настоящего эксперимента ни кулоновский взрыв молекул или кластеров, ни гидродинамическое ускорение ионов при максвелловской функции распределения электронов не могут привести к возникновению заметного количества ионов с энергией ≈ 1 МэВ.

Интересную возможность пондеромоторного ускорения ионов до высоких энергий открывает воздействие сверхинтенсивного поля ультракоротких лазерных импульсов на плазму [15]. Рассмотрим модель плазмы, возникающей при воздействии излучения на кластеризованный газ, когда плотность плазмы между кластерами (образовавшейся из несконденсированного газа) меньше критической, а плотность плазмы кластеров значительно больше критической. Пондеромоторная сила в стоя-

чих волнах, образовавшихся в результате отражения от кластеров, будет в течение длительности лазерного импульса действовать на ионы межкластерной плазмы посредством поля разделения зарядов. За это время ион с зарядом Z_i и массой M_i приобретет скорость

$$v_i \simeq (Z_i/M_i)F_p\tau_{as} \simeq (Z_i/M_i)(m_e v_E^2/4l_E)\tau_{as}, \quad (2)$$

где $F_p = m_e v_E^2/4l_E = e^2 E_{las}^2/4m_e \omega_0^2 l_E$ – пондеромоторная сила, действующая на электрон в стоячей волне лазерного поля с напряженностью E_{las} (которая может превышать напряженность падающего на плазму лазерного поля), частотой ω_0 и характерным масштабом $l_E \simeq c/2\omega_0$. Формула (2) справедлива при длительностях лазерного импульса, меньших времени ускорения l_E/v_i , но превышающих период электронных плазменных колебаний; для простоты предполагалось также, что амплитуда скорости осцилляций электрона в лазерном поле v_E не превышает скорости света. Максимальная энергия ускоренных ионов, согласно (2), равна

$$M_i v_i^2/2 \simeq (Z_i/8)m_e c^2 (Z_i m_e/M_i)(v_E/c)^4 (\omega_0 \tau_{as})^2. \quad (3)$$

При этом условие нестационарности ускорения имеет вид

$$\omega_0 \tau_{as} < 2(M_i/Zm_e)^{1/2} c/v_E = \omega_0 \tau^*. \quad (4)$$

В случае более длинных лазерных импульсов, когда выполнено условие, обратное (4) ($\tau_{as} > \tau^*$), максимальная энергия ионов определяется полным перепадом пондеромоторного потенциала и равна

$$M_i v_i^2/2 \simeq (Z_i/4)m_e c^2 (v_E/c)^2. \quad (5)$$

При длительности лазерного импульса, соответствующей переходу от нестационарного режима ускорения к стационарному ($\tau_{as} \simeq \tau^*$) обе формулы, (3) и (5), дают практически одинаковое значение энергии. В условиях обсуждаемого эксперимента ($Z_i = 8$, $\tau_{as} \simeq 60$ фс) при $v_E/c \simeq 1$, $\tau_{as} \simeq \tau^*$, и согласно (3), (5), максимальная энергия ускоренных ионов составляет $\simeq 1$ МэВ, что согласуется с результатами рентгеноспектральных измерений. Отметим также, что при плотности несконденсированного (межкластерного) газа $n_a \simeq 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($P = 1$ атм), число ионов в межкластерной плазме будет лишь в 2 – 2.5 раза меньше числа ионов в кластерах. При этом количество электронов оказывается достаточным для поддержания поля разделения зарядов, обеспечивающего действие пондеромоторной силы на ионы. Количество ускоренных ионов, определяемое их плотностью в области существования стоячей волны, будет также достаточно большим для рассматриваемых условий, когда расстояние между кластерами порядка половины длины волны лазерного излучения.

8. Проведенные эксперименты показали, что пространственная структура плазмы, возникающей при нагреве кластеров, может иметь вид или двух светящихся точек или канала. Это, главным образом, зависит не от частоты нагревающего излучения, а от давления газа в клапане и тем самым – от размера получающихся кластеров и средней плотности вещества в области взаимодействия – при большей плотности газа возникает плазменный канал, при меньшей – две пространственно разделенные светящиеся области.

9. Наиболее сильное различие эмиссионных спектров плазмы, создаваемой импульсами 1-ой и 2-ой гармоник, наблюдается в области резонансной линии Ly_{α} H-подобного иона OVIII, то есть при $\lambda \simeq 19 \text{ \AA}$ (см. рис.2). Как и в рассмотренных выше спектрах, форма линии также является резко асимметричной, с широким коротковолновым крылом, но, в отличие от всех остальных линий, на этом крыле отчетливо видны несколько максимумов, причем их число и положение зависят от λ_{laser} (1-2 дополнительных максимума при $\lambda_{laser} = 0.8 \text{ мкм}$ и 5-6 – при $\lambda_{laser} = 0.4 \text{ мкм}$). Проведенные эксперименты показали, что положение этих максимумов очень хорошо воспроизводится и они не могут быть аппаратным эффектом, связанным с отражающими свойствами кристалла. Выполненные теоретические оценки показывают, что эти максимумы не могут быть ни лазерными или плазменными сателлитами, ни переходами в полых ионах, ни высокими гармониками нагревающего излучения, ни результатом зеемановского расщепления в сверхсильных квазистатических полях.

10. Таким образом, в настоящей работе:

- зарегистрированы с пространственным разрешением рентгеновские спектры плазмы кластеров;
- обнаружен эффект влияния фотоионизационного поглощения на форму контуров спектральных линий;
- рентгеноспектральными методами зарегистрированы ионы с энергиями вплоть до 1 МэВ, ускоренные при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с кластерами, и предложен механизм ускорения;
- обнаружены особенности контура линии Ly_{α} иона OVIII, которые особенно резко проявляются при нагреве кластеров импульсами второй гармоники и не могут быть объяснены известными авторам механизмами.

Работа была частично поддержана грантами 98-02-1623 и 96-02-16111 Российского фонда фундаментальных исследований.

-
1. B.D.Thompson, A.McPherson, K.Boyer, and C.K.Rhodes, J. Phys. **B27**, 4391 (1994).
 2. A.B.Borisov, A.McPherson, B.D.Thompson et al., J. Phys. **B28**, 2143 (1995).
 3. A.B.Borisov, J.W.Longworth, A.McPherson et al., J. Phys. **B29**, 247 (1996).
 4. A.B.Borisov, A.McPherson, K.Boyer, and C.K.Rhodes, J. Phys. **B29**, L113 (1996).
 5. T.Donnely, T.Ditmire, N.Neuman et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 14 (1996).
 6. T.Ditmire et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2732 (1997).
 7. M.Lezius, S.Dobosz, D.Normand, and M.Schmidt, Phys. Rev. Lett. **80**, 261 (1998).
 8. C.Rose-Petruck, K.Schaefer, and C.P.J.Barry, Proc. Application of Laser Plasma Radiation II, SPIE **2523**, 272 (1995).
 9. E.M.Snyder, S.A.Buzza, and A.W.Castleman Jr, Phys. Rev. Lett. **77**, 3347 (1996).
 10. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
 11. С.Добош, М.Шмидт, М.Пердрик и др., ЖЭТФ (1998), в печати.
 12. А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский, *Вопросы теории плазмы*, Вып.10, М.: Атомиздат, 1980, стр. 3.
 13. В.П. Силин, Письма в ЖЭТФ **21**, 333 (1975).
 14. Н.Е.Андреев, Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев и др., ЖЭТФ, **76**, 976 (1979).
 15. C.S.Sarkisov, V.Yu.Bychenkov, V.T.Tikhonchuk et al., Pis'ma v ZhETF **66**, 787 (1997).