Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 4, с. 293 – 300 © 2011 г. 25 августа

Эффекты самопоглощения рентгеновских спектральных линий при лазерно-кластерном взаимодействии

И. Ю. Скобелев[*1)], *А. Я. Фаенов*[*△], *Т. А. Пикуз*[*△], *С. А. Пикуз, мл.*[*], *В. Е. Фортов*[*], *Ю. Фукуда*[△2)], *Ю. Хаяши*[△2)], *А. Пирожков*[△2)], *К. Кавасе*[△2)], *Х. Котаки*[△2)], *Т. Шимомура*[△2)], *Х. Кирияма*[△2)], *Й. Като*[□2)], *М. Кандо*[△2)]

[*] *Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[△] *Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency, 619-0215 Kyoto, Japan*

[□] *The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries, 431-1202 Shizuoka, Japan*

Поступила в редакцию 27 июня 2011 г.

Проведены эксперименты по наблюдению эффектов самопоглощения рентгеновских спектральных линий в плазме кластерных мишеней. Показано, что поскольку кластерная мишень является конденсированной в фемтосекундном временном масштабе и газовой в пикосекундном, при ее использовании эффекты самопоглощения могут наблюдаться для рентгеновских спектральных линий, преимущественно излучающихся во время действия лазерного предымпульса. Проявлением эффектов самопоглощения при этом будет регистрация спектральных линий с асимметричными профилями, когда длинноволновое крыло подавлено по сравнению с коротковолновым. Наблюдение асимметричных контуров важно для диагностики лазерно-кластерного взаимодействия, т.к. оно позволяет судить о том, происходит ли полное разрушение кластера лазерным предымпульсом, и дает возможность количественно оценить размер центральной области кластера, которая остается при твердотельной плотности к моменту прихода основного лазерного импульса.

1. Эффекты самопоглощения рентгеновских спектральных линий в лазерной плазме наблюдаются уже на протяжении многих десятилетий. Несмотря на то что лазерная плазма представляет собой объект, размеры которого по крайней мере в одном направлении весьма малы, ее плотность может быть настолько велика, что оптическая толщина плазмы – в некоторых линиях (как правило, резонансных) может превышать единицу. Естественно, что создание плотной лазерной плазмы требует использования конденсированных мишеней (твердые мишени, жидкости). При применении газовых мишеней лазерная плазма для рентгеновских линий многозарядных ионов оказывается оптически тонкой. Поэтому наблюдения эффектов самопоглощения относятся именно к случаю лазерной плазмы твердотельных мишеней.

Напомним, что наиболее чувствительными к самопоглощению являются контуры спектральных линий (см., например, [1]), деформация которых начинается уже при $\tau \sim 1$. Полная интенсивность спектральной линии начинает меняться, когда эффективная вероятность радиационного перехода, т.е. истинная вероятность, помноженная на фактор ускользания Бибермана–Холстейна, становится меньше вероятности безызлучательного распада. Для многозарядных ионов с зарядом ~ 10 и плазмы с электронной плотностью $N_e \sim 10^{21}\,\text{см}^{-3}$ это обычно соответствует оптическим толщинам $\tau \sim 10^2$. Исключением здесь являются переходы с автоионизационных уровней, для которых вероятность безызлучательного распада настолько велика, что эффект самопоглощения начинает сказываться на интенсивностях уже при $\tau \sim 1$ [2].

В последние годы появился и начал чрезвычайно активно использоваться новый класс лазерных мишеней – кластерные мишени (см., например, [3–37]). Не останавливаясь здесь на их преимуществах для многих важных практических применений, отметим, что, во-первых, использование таких мишеней имеет смысл только для коротких лазерных импульсов (фемтосекундных, пикосекундных), а во-вторых, этот класс мишеней занимает промежуточное положение между конденсированными и газовыми и близок к еще одному новому классу мишеней – пористым мишеням.

С точки зрения эффектов самопоглощения эксперименты, проведенные с кластерными мишенями, дали не совсем однозначные результаты. Оказалось, что примерно при одних и тех же основных параметрах лазерно-кластерного взаимодействия эти эффек-

1) e-mail: igor.skobelev@gmail.com

2) Y. Fukuda, Y. Hayashi, A. Pirozhkov, K. Kawase, H. Kotaki, T. Shimomura, H. Kiriyama, M. Kando, Y. Kato.

ты в каких-то случаях проявляются в наблюдаемых спектрах, а в каких-то нет. Для выяснения причины этого явления в настоящей работе были поставлены специальные эксперименты, результаты которых вместе с результатами ранее проведенных экспериментальных исследований [5, 7, 10, 29, 31, 33] позволили впервые предложить концепцию, объясняющую все наблюдавшиеся факты.

Основная ее суть состоит в следующем. Кластерная мишень в начале процесса взаимодействия с лазерным импульсом фактически состоит из совокупности конденсированных микромишеней (кластеров или капель), имеющих размеры от нескольких нанометров до микрона и плотность атомов, практически такую же, как в твердом теле или в жидкости. После же взрыва кластеров и их разлета в кластерной мишени возникает плазменный канал, средняя плотность которого порядка плотности газовых мишеней высокого давления. Другими словами, кластерная мишень является конденсированной в фемтосекундном временном масштабе и газово-плазменной в пикосекундном. Из этого следует, что в плазме кластерной мишени эффекты самопоглощения могут наблюдаться для спектральных линий, которые преимущественно излучаются в первые моменты действия лазерного импульса, когда кластер не успел существенно расшириться, и не могут наблюдаться в других случаях. Как будет показано ниже, такая концепция действительно позволяет единым образом объяснить все результаты по наблюдению эффектов самопоглощения в кластерной плазме.

2. Как мы отмечали выше, наиболее просто диагностировать эффекты самопоглощения по изменению контуров излучаемых плазмой спектральных линий.

В лазерной плазме, как правило, крылья спектральных линий формируются за счет доплер-эффекта, связанного с ее макроскопическим разлетом, поскольку, во-первых, даже средняя скорость разлета основной части ионов превышает тепловую, а во-вторых, взаимодействие высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом, как правило, приводит к генерации быстрых ионов, скорость которых на порядки выше тепловой.

В случае нагрева плоских твердотельных мишеней это приводит к тому, что форма крыльев зависит от направления наблюдения. Дело в том, что в экспериментах такого рода имеется выделенное направление – перпендикуляр к поверхности мишени, которое одновременно является и направлением разлета лазерной плазмы, и осью симметрии задачи. Вследствие этого при регистрации спектров одновременно с двух взаимно перпендикулярных направлений (т.е. перпендикулярно и параллельно поверхности мишени) контуры спектральных линий имеют резко различающийся вид. При наблюдении параллельно поверхности мишени для оптически тонкой плазмы контуры являются симметричными и сравнительно узкими, поскольку, во-первых, составляющая скорости движения ионов в направлении наблюдения относительно невелика, а во-вторых, количества ионов, летящих к спектрографу и от него, одинаковы, вследствие наличия аксиальной симметрии. При наблюдении перпендикулярно поверхности составляющая скорости движения ионов в направлении наблюдения гораздо больше, все ионы летят к спектрометру (движение внутрь мишени практически отсутствует). Это приводит к формированию резко асимметричных контуров с увеличенными коротковолновыми крыльями, распределение интенсивности излучения в которых позволяет непосредственно измерить энергетическое распределение быстрых ионов [38–41]. Подчеркнем, что возникновение такой асимметрии никак не связано с эффектом самопоглощения и наблюдается даже в оптически тонкой плазме.

При лазерном нагреве кластеров (или микрокапель), казалось бы, ситуация должна быть совершенно иной. В данном случае нет выделенного направления (задача сферически-симметрична) и наблюдаемые контуры спектральных линий должны быть симметричными, поскольку здесь регистрируется излучение от ионов, летящих как от спектрометра, так и к нему. Эксперименты, проведенные на различных лазерных установках с аргоновыми, криптоновыми и ксеноновыми кластерами (см., например, [12, 14–19, 21–26, 32]), подтвердили такой вывод.

Однако если плазма является оптически толстой, то и в этом случае могут наблюдаться асимметричные контуры с подавленными длинноволновыми крыльями. Причиной этого является пространственное разделение ионов, имеющих различные (и по абсолютному значению, и, что еще более существенно, по знаку) составляющие скорости движения в направлении наблюдения. Рассмотрим этот эффект подробнее.

3. Наблюдаемые спектры представляют собой интеграл от светимости плазмы по лучу зрения спектрометра. Из-за конечного пространственного разрешения спектрометра луч зрения на самом деле является цилиндром с диаметром, равным величине пространственного разрешения. Поскольку пространственное разрешение рентгеновских спектрометров не лучше 5–10 мкм, а размер даже разлетевшегося кластера к 1-й пикосекунде не превышает 2–3 мкм, наблюдаемый спектр определяется интегралом от свечения по всему пространству, который, учитывая сферическую симметрию задачи, можно записать в следующем виде:

$$I(\omega) = 2\pi \iint r^2 \sin\theta \frac{dr d\theta}{1+[v(r)/c]\cos\theta} S_r \left\{ \frac{\omega}{1+[v(r)/c]\cos\theta} \right\}, \quad (1),$$

где r, θ – сферические координаты (центр кластера соответствует $r = 0$, направление на спектрометр соответствует $\theta = 0$), $S_r(\omega)$ – спектр, излучаемый единичным объемом плазмы, находящимся на расстоянии r от центра и имеющим скорость $v(r)$. Пусть плазма представляет собой шаровой слой с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 (см. рис. 1a). Далее мы рассмотрим 2 случая, когда излучение наблюдается от всего шарового слоя и только от его половины, расположенной ближе к спектрометру. Для удобства введем угол $\theta_{\max}$, который равен π в первом случае и $\pi/2$ во втором. Не теряя общности, рассмотрим спектр одной линии излучения и разобьем $S_r(\omega)$ на три сомножителя:

$$S_r \left\{ \frac{\omega}{1+[v(r)/c]\cos\theta} \right\} = N_i(r)\Phi(r)L_r \left\{ \frac{\omega}{1+[v(r)/c]\cos\theta} \right\}, \quad (2)$$

где $N_i(r)$ – плотность ионов в основном состоянии, $\Phi(r)$ – функция возбуждения, определяющая интенсивность линии, $L_r(\omega)$ – профиль линии для неподвижного иона. Подставляя (2) в (1), получаем

$$I(\omega) = 2\pi c \int\limits_{r_1}^{r_2} \frac{r^2 N_i(r)\Phi(r) dr}{v(r)} \times \int\limits_{\omega/[1+v(r)/c]}^{\omega/[1+v(r)\cos\theta_{\max}/c]} L_r(y) dy/y. \quad (3)$$

Если собственная ширина линии много меньше, чем интересующее нас разлетное уширение, то в качестве L_r можно взять δ-функцию и для линии с центром на частоте ω_0 получить

$$I(\omega) = 2\pi c \int\limits_{r_1}^{r_2} \frac{r^2 N_i(r)\Phi(r) dr}{\omega_0 v(r)} F(r), \quad (4)$$

где функция $F(r) = 1$ при $\omega/[1 + v(r)/c] < \omega_0 < \omega/[1 + v(r)\cos\theta/c]$ и равна нулю в остальных случаях. Примерный вид спектра, построенного по формуле (4), показан на рис. 1b для случаев полного шарового слоя и его половины.

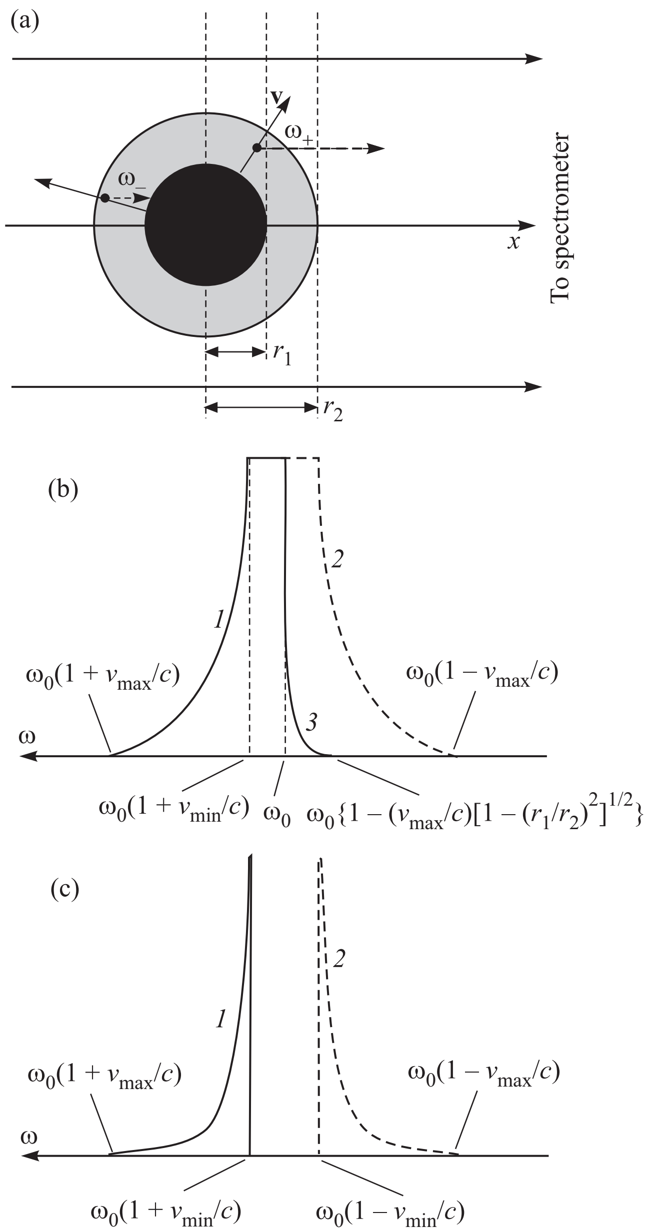

Рис. 1. Схема пространственного разделения при взрыве кластера ионов, излучающих фотоны, сдвинутые относительно центра линии в коротковолновую или длинноволновую сторону (a). Контуры спектральной линии, регистрируемые от плазмы шарового слоя при конечном значении величины пространственного разрешения спектрометра (b) и бесконечно малом значении величины пространственного разрешения спектрометра (c): $\omega_+ = \omega_0(1+v/c\cos\theta)$, $\omega_- = \omega_0(1-v/c\cos\theta)$; *1* – спектр от половины шарового слоя; *2* – спектр от всего слоя; *3* — реальный спектр

Для сравнения на рис. 1c показан спектр, который наблюдался бы по центру микрокапли при бесконечно малом пространственном разрешении спектрометра.

В этом случае (при тех же упрощающих предположениях, что и выше)

$$I(\omega) \sim \frac{N_i(r_0)\Phi(r_0)}{\omega_0 (dv/dr)_{r_0}}, \quad (5)$$

где величина r_0 определяется уравнением $\omega/[1 + v(r_0)/c] = \omega_0$.

Поскольку, как уже отмечалось выше, пространственное разрешение спектрометра значительно больше размера кластера, экспериментальной ситуации должны соответствовать контуры, приведенные на рис. 1b. Как видно из рисунка, асимметрия при этом может возникать только при регистрации излучения от половины шарового слоя, т.е. в случае, когда сердцевина капли оказывается непрозрачной для рентгеновского излучения (или по крайней мере сильно поглощающей). Строго говоря, и в случае непрозрачной сердцевины, которая закрывает не все дальнее от спектрометра полупространство, интегрирование в (1) должно распространяться на область углов $\pi/2 < \theta < \pi - \arcsin(r_1/r_2)$, где при каждом значении θ интеграл по r должен браться в пределах от $r_1/\sin(\pi - \theta)$ до r_2. Это приводит к тому, что профиль линии не обрывается на частоте ω_0 и в длинноволновой части возникает небольшое крыло, показанное на рис. 1b (кривая *3*).

Таким образом, мы видим, что наличие непрозрачной сердцевины, или, другими словами, большой оптической толщины кластера для данной спектральной линии, должно приводить к возникновению асимметрии контуров наблюдаемых спектральных линий. При этом длинноволновые крылья линий должны быть подавлены, поскольку между ионами, излучающими такие фотоны, и спектрометром находится поглотитель (плотная сердцевина кластера). Для ионов, излучающих коротковолновые крылья, такого поглотителя нет. Степень подавления, очевидно, зависит от оптической толщины сердцевины кластера τ и по порядку величины равна $e^{-\tau}$.

4. Регистрация эмиссионного спектра кластерной плазмы осуществляется интегрально по времени. Поэтому асимметричные профили спектральных линий будут наблюдаться, только если существенный вклад в излучение будут давать начальные моменты времени, когда, во-первых, уже возник шаровой слой высокотемпературной плазмы около поверхности кластера, во-вторых, ионизационное состояние плазмы в этом слое обеспечивает высокое обилие ионов, линии которых регистрируются, и в-третьих, еще не успела распасться плотная сердцевина кластера, а ее оптическая толщина превышает единицу. Рассмотрим, при каких условиях это может иметь место.

Прежде всего отметим, что для ионов больших зарядностей ($Z \sim 20$), и, следовательно, для коротковолновых рентгеновских линий ($\lambda < 5$ Å) при всех разумных размерах кластеров оптическая толщина кластера оказывается много меньше единицы (см., например, [7]). Большую оптическую толщину можно обеспечить для более длинноволнового диапазона, $\lambda \sim 16-20$ Å, используя кластеры из легких атомов, например CO_2 или N_2O [5, 7, 29].

Если сердцевина кластера холодная, то оптическую толщину можно оценить по известным таблицам Хенке [42]. Например, для линий резонансных серий H-подобного OVIII и He-подобного OVII пропускание слоя CO_2 с толщиной 1 мкм составит около 30%. Если сердцевина такого кластера представляет собой плазму, то оптическая толщина, разумеется, будет зависеть от ее ионизационного состояния. В такой ситуации оптическая толщина может быть еще больше за счет фотоионизационного поглощения рассматриваемых линий ионов кислорода на H- и He-подобных ионах углерода. Впервые увеличение роли фотоионизации в многокомпонентных системах было отмечено нами в [5, 7]. Вблизи порога сечение этого процесса можно оценить по формуле $\sigma_{bf} = 5.5 \cdot 10^{-17} Z^{-2} (\lambda/\lambda_i)^{7/2}$ см$^{-2}$, где λ_i – длина волны, соответствующая порогу ионизации. Согласно расчетам [25, 27] плотность молекул CO_2 в кластере составляет $1.82 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$. Если сердцевина кластера нагрета до температур порядка нескольких десятков эВ, когда ионы углерода являются в основном H- и He-подобными, то при диаметре кластера 1 мкм оптическая толщина вдоль его диаметра составит $\tau = 5.46$ для линии $1s5p-1s^2$ He-подобного OVII.

Таким образом, кластер может быть оптически толстым, если он, во-первых, состоит из нескольких типов легких атомов, таких, что спектральные линии ионов одного типа атомов могут эффективно фотоионизовать ионы атомов другого типа, а во-вторых, как это следует из вышеприведенных оценок, его диаметр составляет не меньше нескольких десятых микрона.

Требование о возникновении шарового слоя плазмы с нужным ионизационным состоянием при одновременном сохранении плотной, не слишком нагретой сердцевины не только делает необходимым использование кластеров с диаметром, превышающим толщину скин-слоя, но и накладывает ограничения на контраст лазерного импульса. Поскольку типичные плотности потока в экспериментах с фемто- или субпикосекундными лазерными импульсами превышают значения $\sim 10^{17}$ Вт/см^2, при воздействии основного лазерного импульса легкие атомы кластерной мишени могут быстро ионизоваться до состояния голых ядер и не испускать линейчатого спектра. Линейчатое излучение в этом случае возникнет лишь на этапе рекомбинации сформированного плазменного канала, когда, как отмечалось выше, эффекты самопоглощения уже не будут играть никакой роли.

Рассматриваемый нами шаровой слой можно получить за счет действия предымпульса, который при типичных контрастах, $\sim 10^5 - 10^6$, дает поток на уровне $> 10^{11} - 10^{12}$ Вт/см^2, что как раз оптимально для получения легких ионов с ободранной L-оболочкой и по крайней мере частично заполненной K-оболочкой.

Таким образом, эффекты самопоглощения рентгеновских спектральных линий при лазерно-кластерном взаимодействии могут проявляться, когда: 1) используются многокомпонентные кластеры из легких элементов с зарядами ядер < 10 (например, CO_2, N_2O); 2) средний диаметр кластеров удовлетворяет условию $d > (0.1 - 0.2)$ мкм, 3) поток энергии в лазерном предымпульсе q_{prepulse} оптимален для получения ионов, спектральные линии которых регистрируются (для легких атомов это означает $q_{\text{prepulse}} \sim (10^{11} - 10^{13})$ Вт/см^2. Эти оценки, безусловно, являются достаточно грубыми, но, как показывают выполненные нами на различных лазерных установках исследования, очень хорошо описывают экспериментальные результаты.

Далее мы сопоставим сделанные выше утверждения с экспериментальными фактами, полученными как в ранее выполненных работах [5, 7, 10, 20, 29, 31, 33], так и в настоящей работе на установках JLITE-X и J-KAREN.

5. Установка JLITE-X (Kansai photon science institute, JAEA, Japan) представляет собой Ti:сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 36 фс с энергией до 120 мДж. Лазерное излучение фокусировалось параболическим зеркалом в пятно диаметром 50 мкм, так что поток в фокальном пятне составлял $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см^2. Кластерная мишень создавалась при расширении порции газа с начальным давлением 60 бар через сверхзвуковое сопло, состоящее из 3-соосных конических поверхностей. Использование в качестве рабочего газа смеси 90% He + 10% CO_2 позволяло создавать CO_2-кластеры со средним диаметром 0.36 мкм, превышающим толщину скин-слоя для излучения с длиной волны 0.8 мкм. Лазерное излучение фокусировалось на ось кластерной струи на расстоянии 1.5 мм от выхода сопла (см. рис. 2a). Лазерный контраст составлял $\sim 10^5$. Рентгеновские спектры излучения мишени регистрировались спектрометром ФСПР-1Д со сферически изогнутым

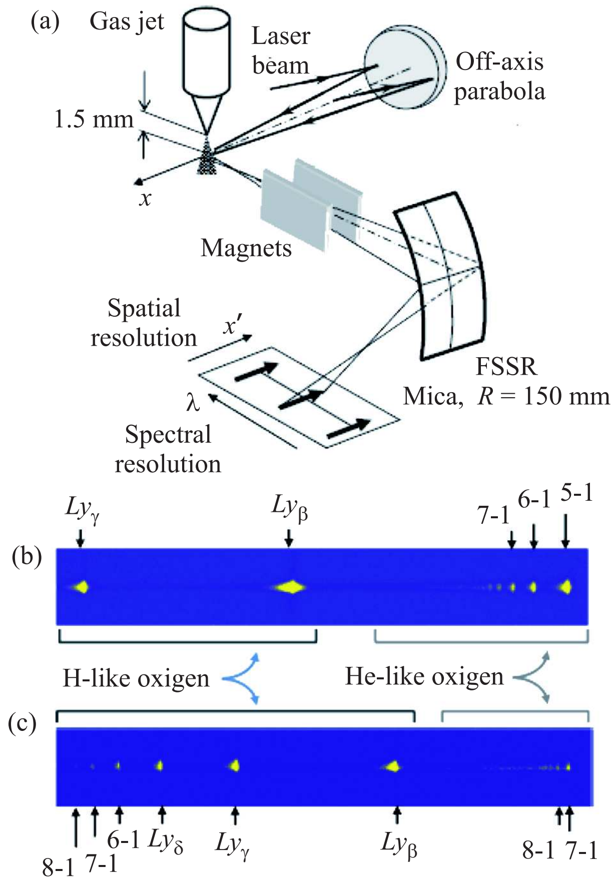

Рис. 2. (a) – Схема эксперимента. (b) – Типичный спектр, зарегистрированный на установке JLITE-X. (c) – Типичный спектр, зарегистрированный на установке J-KAREN

кристаллом слюды [43, 44], установленным примерно перпендикулярно оси лазерного излучения. Спектральные линии H- и He-подобных ионов OVIII, OVII наблюдались в первом порядке отражения от кристалла. Типичный спектр приведен на рис. 2b.

Установка J-KAREN (Kansai photon science institute, JAEA, Japan) [45], также являющаяся Ti:сапфировым лазером, отличается от JLITE-X большей мощностью и более высоким контрастом лазерного импульса, $\sim 10^8 - 10^{10}$, достигаемым за счет использования дополнительного насыщающегося фильтра и дополнительной ячейки Поккельса. Длительность импульса здесь была равна 40 фс при энергии ~ 1 Дж и частоте повторения 1 Гц. Плотность потока лазерного излучения в фокальном пятне диаметром 30 мкм достигала $> 3 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2. Кластерная мишень создавалась точно так же, как и в предыдущем случае, и, соответственно, имела такие же параметры. Рентгеновские спектры излучения мишени регистрировались теми же самыми

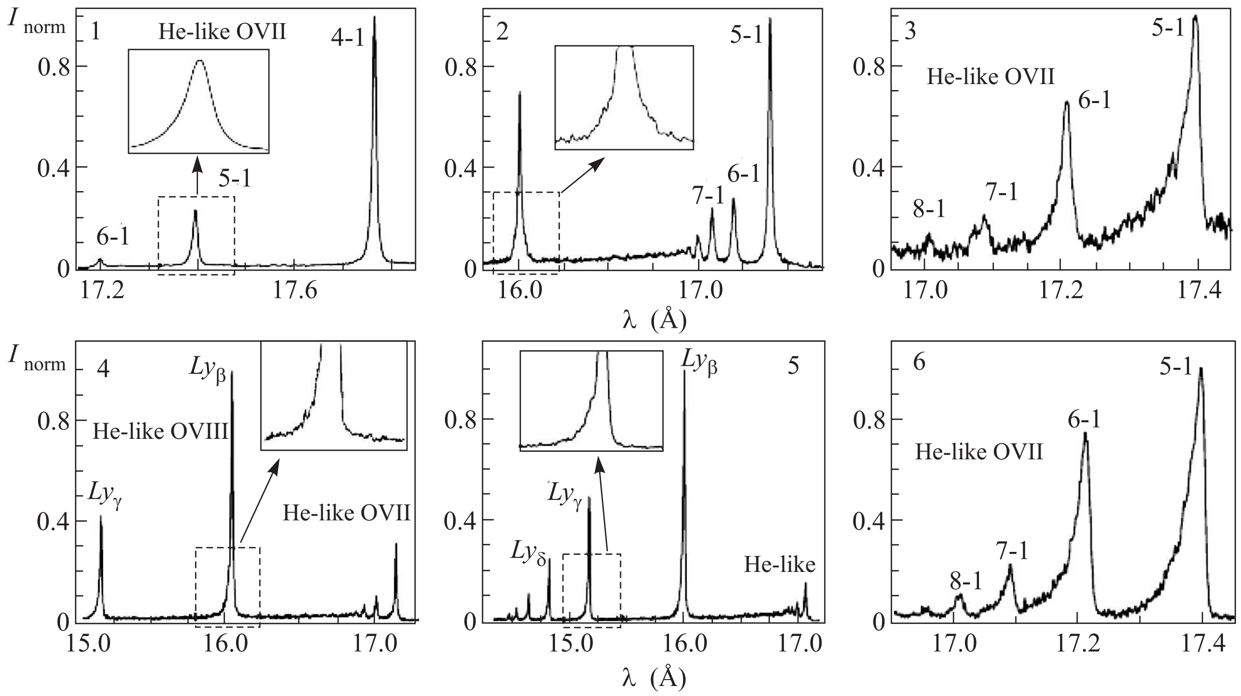

Рис. 3. Примеры спектров излучения H- и He-подобных ионов кислорода, зарегистрированных при нагреве CO_2 и N_2O кластеров фемтосекундными лазерными импульсами. Параметры лазерно-кластерного взаимодействия приведены в таблице. Номера спектров на рисунке соответствуют нумерации экспериментов в таблице

Значения основных параметров лазерных импульсов и кластерных мишеней для экспериментов, проведенных в настоящей работе, и выполненных ранее в [5, 7, 10, 20, 29–31, 33]

Эксперимент		Мишень		Лазерный импульс			Профили спектральных линий
№	Ссылка	Газ	Размер кластера, мкм	Поток, Вт/см^2	Длительность, фс	Поток в предимпульс (шкала нескольких пс)	
1	[10, 20]	CO_2	0.07	10^{17}	60	10^{12}–10^{13}	Симметричные
2	[31, 33]	CO_2	0.3–0.9	$4 \cdot 10^{18}$–10^{19}	65	10^{14}	Симметричные
3	[5, 7]	CO_2	0.5	10^{18}	20	10^{12}	Асимметричные
4	Наст. работа	$CO_2 + He$	0.36	$4 \cdot 10^{17}$	36	10^{12}	Асимметричные
5	Наст. работа	$CO_2 + He$	0.36	$4 \cdot 10^{18}$	40	10^{12}	Асимметричные
6	[29, 30]	N_2O	0.7	$3.5 \cdot 10^{16}$–$2.5 \cdot 10^{17}$	70–500	10^{12}	Асимметричные

спектрометрами ФСПР-1Д со сферически изогнутыми кристаллами слюды. Схема эксперимента фактически ничем не отличалась от показанной на рис. 2a. Типичный спектр приведен на рис. 2c.

На рис. 3 для сравнения показаны денситограммы спектров, полученных в настоящей работе, и спектры излучения ионов кислорода, зарегистрированные ранее в работах [5, 7, 31, 33, 10, 20, 29] (см. рис.3c, d и e). Как видно из рисунка, спектральные линии, излучаемые CO_2 кластерными мишенями, могут иметь как симметричные, так и асимметричные контуры. Посмотрим, адекватны ли сделанные выше выводы результатам данных экспериментов.

В таблице приведены параметры лазерно-кластерного взаимодействия, характерные для экспериментов, результаты которых отражены на рис. 3. Ниже при ссылках на эксперимент мы будем использовать его номер из данной таблицы.

6. Прежде всего, заметим, что симметричные профили линий наблюдались в экспериментах 1 и 2.

В эксперименте 1 кластерная мишень создавалась при расширении через сверхзвуковое сопло чистого газа CO_2 при начальном давлении 50 бар. Как показали расчеты [27], в этом случае средний диаметр кластеров оказывается порядка 0.065 мкм, т.е. оптическая толщина кластеров в рассматриваемых линиях не превышает значения 0.4. При этом эффекты самопоглощения, естественно, оказываются несущественными.

В эксперименте 2 также использовался чистый газ CO_2. Размеры CO_2-кластеров менялись в достаточно широких пределах (от 0.3 до 0.9 мкм). Оптическая толщина кластеров была больше единицы. Однако в этом случае лазерный импульс имел весьма интенсивный предымпульс (в шкале времени нескольких пикосекунд) и очень интенсивный послеимпульс [31, 33]. Из-за наличия слишком интенсивного предымпульса ионы в преплазме очень быстро становились голыми ядрами и переставали излучать линейчатый спектр. Наличие же послеимпульса с плотностью потока $\sim 10^{14}$ Вт/см^2, как было показано в [31, 33], обеспечивало длительное свечение линий на этапе формирования плазменного канала, когда эффекты самопоглощения не проявляются. В итоге наблюдаемый спектр практически полностью формировался на этапе неадиабатического разлета плазмы, когда она была оптически тонкой, и спектральные линии имели симметричные контуры.

В экспериментах 3–5 рабочим газом служили как чистый CO_2, так и его смесь с гелием (10% CO_2 + 90% He). Начальные давления выбирались так, чтобы обеспечить во всех случаях формирование достаточно больших кластеров (см. табл.). В результате оптическая толщина кластеров заметно превышала единицу. Несмотря на то что интенсивность основного лазерного импульса в этих экспериментах заметно менялась, лазерный поток в предымпульсе был оптимален для создания в преплазме H- и He-подобных ионов кислорода. Размер кластера во всех этих случаях превышал толщину скин-слоя, а длительность предымпульса была недостаточной для разрушения плотной сердцевины кластера. Таким образом, в этих случаях реализовывались все перечисленные выше условия, необходимые для наблюдения эффектов самопоглощения. Наблюдаемые спектральные линии имели асимметричные контуры. Аналогичные условия реализовывались в экспериментах [29, 30], проведенных с NO_2-кластерами, где эффекты самопоглощения также очень сильно проявлялись.

Отметим также, что для кластеров средних и тяжелых атомов (Ar, Kr, Xe) эффектов самопоглощения не наблюдалось как в настоящей работе, так и в [12, 14–19, 22–26, 32]. Это тоже соответствует сделанным выше выводам.

7. Наблюдение асимметричных контуров позволяет сделать некоторые количественные выводы о результате взаимодействия лазерного импульса с кластерами. Если эффекты самопоглощения имеют место, то длинноволновое крыло должно быть примерно в e^{τ} раз слабее коротковолнового. Таким образом, можно определить оптическую толщину кластера или размер его сердцевины d_{cold}, не разрушенной лазерным предымпульсом. Например, для экспериментов, выполненных в настоящей работе на установке J-KAREN, анализ контуров линий дает $\tau \sim 1.6$ или $d_{\text{cold}} \sim 0.29$ мкм. Анализ коротковолновых крыльев позволяет оценить распределение быстрых ионов по скоростям. Например, для того же эксперимента заметное число ионов обладало скоростями $v/c \sim 10^8$ см/с, т.е. имело кинетическую энергию порядка 100 КэВ.

8. Таким образом, в настоящей работе показано, что поскольку кластерная мишень является конденсированной в фемтосекундном временном масштабе и газовой в пикосекундном, при ее использовании эффекты самопоглощения могут наблюдаться для рентгеновских спектральных линий, преимущественно излучающихся во время действия лазерного предымпульса. Проявлением эффектов самопоглощения при этом будет регистрация спектральных линий с асимметричными профилями, когда длинноволновое крыло подавлено про сравнению с коротковолновым.

Поскольку регистрация эмиссионного спектра кластерной плазмы осуществляется интегрально по времени, асимметричные профили спектральных линий будут наблюдаться, только если существенный вклад в излучение будут давать начальные моменты времени, когда, во-первых, уже возник шаровой слой высокотемпературной плазмы около поверхности кластера, во-вторых, ионизационное состояние плазмы в этом слое обеспечивает обилие ионов, линии которых регистрируются, и, в-третьих еще не успела распасться плотная сердцевина кластера, а ее оптическая толщина превышает единицу. Показано, что эти выводы подтверждаются как проведенными в настоящей работе экспериментами, так и экспериментальными результатами, полученными ранее.

Необходимо подчеркнуть, что наблюдение асимметричных контуров важно для диагностики лазерно-кластерного взаимодействия. Во-первых, оно позволяет судить о том, происходит ли полное разрушение кластера лазерным предымпульсом. Во-вторых, сопоставление коротковолнового и длинноволнового крыльев спектральных линий дает возможность количественно оценить размер центральной области кластера, которая остается при твердотельной плотности к моменту прихода основного лазерного импульса.

Работа поддержана грантами РФФИ #10-02-91174-ГФЕН-а и 10-02-00345-а, а также программами фундаментальных исследований Президиума РАН #2 и 22.

1. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, А. А. Илюхин и др., Квантовая электроника **8**, 28 (1981).
2. В. А. Бойко, С. А. Майоров, С. А. Пикуз и др, Оптика и спектроскопия **52**, 433 (1982).
3. O. F. Hagena, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2374 (1992).
4. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).
5. С. Добош, М. Шмидт, М. Педрикс и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 454 (1998).
6. R. A. Smith, J. W. G. Tisch, T. Ditmire et al., Phys. Scr. T **80**, 35 (1999).
7. С. Добош, М. Шмидт, М. Педрикс и др., ЖЭТФ **115**, 2051 (1999).
8. B. M. Smirnov, *Clusters and Small Particles*, Springer-Verlag, N.Y., 2000.
9. Т. Аугусте, П. д'Оливейра, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 54 (2000).
10. К. Стенц, В. Багно, Ф. Бласко и др., Квантовая электроника **30**, 721 (2000).
11. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Phys. Rev. A **63**,032706 (2001).
12. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr, F. Blasco et al, Phys. Rev. A **64**, 021201(R) (2001).
13. А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 412 (2001).
14. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **121**, 88 (2002).
15. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **121**, 1124 (2002).
16. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Auguste et al, Phys. Rev. E **65**, 036410 (2002).
17. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al, Phys. Rev. A **66**, 033204 (2002).
18. S. B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, A. Y. Faenov et al, Phys. Rev. E **66**, 046412 (2002).
19. А. И. Магунов, А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев и др., ЖЭТФ **122**, 1158 (2002).
20. A. I. Magunov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al, Laser and Particle Beams **21**, 73 (2003).
21. J. Abdallah, Jr., G. C. Junkel-Vives, A. Ya. Faenov et al., JQSRT **81**, 3 (2003).
22. J. Abdallah, Jr., G. Csanak, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. A **68**, 063201 (2003).
23. Й. Фукуда, К. Ямакава, Й. Акахане и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 146 (2003).
24. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al., Laser and Particle Beams **22**, 215 (2004).
25. М. Б. Смирнов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **125**, 1283 (2004).
26. S. B. Hansen, K. B. Fournier, A. Ya. Faenov et al., Phys. Rev. E **71**, 016408 (2005).
27. A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. Ya. Faenov et al., Rev. Sci. Instr. **77**, 083112 (2006).
28. M. E. Sherrill, J. Abdallah Jr., G. Csanak et al., Phys. Rev. E **73**, 066404 (2006).
29. K. Y. Kim, H. Milchberg, A. Ya. Faenov et al., Phys. Rev. E **73**, 066403 (2006).
30. V. P. Gavrilenko, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov et al., Phys. Rev. A **73**, 013203 (2006).
31. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 204 (2007).
32. J. Colgan, J. Abdallah, Jr., A. Y. Faenov et al., Laser and Particle Beams **26**, 83 (2008).
33. A. Y. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz et al., Laser and Particle Beams **26**, 69 (2008).
34. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. V. Gasilov et al, Appl. Optics **48**, 6271 (2009).
35. A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, Y. Fukuda et al., Appl. Phys. Lett. **95**, 101107 (2009).
36. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Фукуда и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 577 (2009).
37. J. Colgan, J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov et al., High Energy Density Physics **7**, 77 (2011).
38. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima et al., Phys. Rev. E **60**, 3273 (1999).
39. Ф. Б. Розмей, Д. Х. Х. Хофманн, В. Сюш и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 262 (1999).
40. К. Н. Макаров, С. Г. Нищук, В. К. Рерих и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 13 (2000).
41. Ф. Б. Розмей, А. Е. Степанов, Д. Х. Х. Хофманн и др., ЖЭТФ **121**,73 (2002).
42. http://henke.lbl.gov/optical_constants/
43. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Phys. Scr. **50**, 333 (1994).
44. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
45. H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai et al., Opt. Lett. **35**, 1497 (2010).