

НАБЛЮДЕНИЕ ИОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ СВЫШЕ 100 кэВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 60 фс ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С КЛАСТЕРАМИ

С. Добош^{а*}, М. Шмидт^{а*}, М. Пердрикс^{а*}, П. Мейнадие^{а*}, О. Гобер^{а*},
Д. Норман^{а*}, К. Эллерт^{а*}, Т. Бленски^{а*}, А. Я. Фаенов^б, А. И. Магунов^б,
Т. А. Пикуз^б, И. Ю. Скобелев^{б†}, Н. Е. Андреев^с

^а Исследовательский центр Сакле Комиссариата по атомной энергии, 91191, Франция

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

^с НИЦТИВ объединенного института высоких температур
Российской академии наук
127412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 1998 г.

Проведены исследования рентгеновских спектров плазмы, образующейся при нагреве кластеров CO₂ и Ag высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами с $qI_{\text{лаз}} \simeq 10^{18}$ Вт/см². Впервые с пространственным разрешением получены рентгеновские спектры плазмы кластеров. Обнаружен эффект влияния фотоионизационного поглощения на форму контуров спектральных линий. Зарегистрированные особенности эмиссионных рентгеновских спектров однозначно указывают на присутствие в такой плазме достаточно большого относительного количества возбужденных ионов ($\simeq 10^{-2}$ – 10^{-3}) с энергиями 0.1–1 МэВ. Обсуждаются возможные механизмы ускорения ионов до высоких энергий. Показано, что полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены действием пондеромоторных сил в стоячих волнах, образовавшихся в результате отражения лазерного излучения от кластеров.

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание лазеров с субпикосекундной длительностью импульсов и мощностью несколько тераватт открыло новые возможности в исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом. Наряду с изучением фундаментальных проблем физики высоких плотностей энергии большой интерес связан с различными прикладными задачами, например с разработкой на основе лазерной плазмы эффективных источников как некогерентного, так и когерентного рентгеновского излучения, а также с ускорением заряженных частиц. Наряду с твердотельными мишенями, традиционно используемыми в экспериментах с лазерными импульсами пикосекундной и наносекундной длительности, для сверхкоротких импульсов стали широко применяться мишени на основе расширяющейся в вакуум газовой струи. Практическим достоинством этих мишеней является легкость управления, простота замены, хорошая повторяемость. В отличие от

*S. Dobosz, M. Schmidt, M. Perdrix, P. Meynadier, O. Gobert, D. Normand, K. Ellert, T. Blenski, CEA-DSM/DRECAM/SPAM, C. E. Saclay, Bât. 524, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

†E-mail: skobelev@orc.ru

твердотельной мишени с многообразием процессов формирования плазмы, в газовой мишени низкой плотности плазма образуется, в основном, в результате туннельной или надбарьерной ионизации в сильном оптическом поле.

В последние годы освоен новый класс мишеней. Это так называемые кластерные мишени, т. е. газовые пучки, в которых имеются сгустки, состоящие из значительного (10^3 – 10^7) числа молекул или атомов, имеющие плотность близкую к твердотельной при размерах 10–100 нм. Такие мишени, с одной стороны, обладают практическими достоинствами газовых, а с другой — дают возможность исследования процессов, характерных для высокой плотности вещества. С помощью кластерных мишеней был обнаружен целый ряд важных явлений, таких как самофокусировка лазерного пучка в плазме [1–4], образование многозарядных ионов с полностью вакантными внутренними оболочками (hollow ions) [1–4], генерация высоких гармоник [5] и ионов с энергией выше 1 МэВ [6, 7].

Следует отметить, что детали взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с кластерами еще далеко не ясны. В настоящее время существует ряд моделей, по-разному описывающих ионизацию кластерных мишеней [1, 8, 9]. Недостаточный объем данных, полученных из масс-спектрометрических измерений, не позволяет выяснить механизм генерации быстрых ионов в такой плазме. Появление их может быть связано с кулоновским взрывом молекулы или кластера, а также с гидродинамическими (коллективными) процессами.

В принципе, наличие быстрых ионов может быть обнаружено не только масс-спектрометрическими, но и рентгеноспектральными методами. Они более просты по технической реализации и могут быть использованы для систематического накопления экспериментальной информации о процессах в плазме. Применительно к регистрации быстрых ионов порог чувствительности рентгеноспектрального метода ниже, чем в масс-спектрометрических измерениях. Однако при достаточно эффективной генерации, когда относительное количество быстрых частиц не слишком мало, их влияние может быть зарегистрировано в эмиссионном спектре плазмы.

В настоящей работе показано, что при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов пиковой интенсивности 10^{18} Вт/см² с газовыми мишенями, содержащими CO₂- и Ag-кластеры, в плазме образуется значительная доля ионов (10^{-2} – 10^{-3}) с энергией свыше 100 кэВ. Их присутствие проявляется в спектральных линиях рентгеновского излучения.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на лазерной установке в исследовательском центре Сакле (Франция). Для нагрева плазмы использовался титан-сапфировый лазер ($\lambda_{las} = 0.8$ мкм) с длительностью импульса 60 фс и энергией 70 мДж. 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 газа (CO₂ или Ag), 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]. Взаимное расположение лазерного пучка, газовой мишени и спектрографов схематически показано на рис. 1.



Рис. 1. Схема эксперимента

Радиусы изгиба кристаллов составляли: $R = 100$ мм (спектрографы 2 и 3) и $R = 150$ мм (спектрограф 1). Спектрографы 2 и 3 обеспечивали спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda = 7000$ при пространственном разрешении $\delta x \sim 25$ мкм. Для спектрографа 1 эти параметры были несколько лучше: $\lambda/\Delta\lambda = 10000$, $\delta x \sim 15$ мкм.

В случае CO_2 -плазмы в первом порядке отражения от кристалла регистрировались спектральные диапазоны $17\text{--}17.8 \text{ \AA}$ и $15.8\text{--}16 \text{ \AA}$, содержащие линии $1sn p^1 P_1 - 1s^2$ ($n \geq 4$) He-подобного O VII и $3p - 1s$ H-подобного O VIII, соответственно. Спектры излучения Ar-плазмы регистрировались в пятом и четвертом порядках отражения от кристалла. Соответствующие спектральные диапазоны $3.35\text{--}3.5 \text{ \AA}$ и $3.9\text{--}4.2 \text{ \AA}$ содержали линию $1s3p - 1s^2$ He-подобного Ar XVII и ее Li-подобные диэлектронные сателлиты и линии $1s2p^{1,3} P_1 - 1s^2$ Ar XVII с сателлитными структурами, обусловленными переходами в Li-, Be-, B-...-подобных ионах аргона. Примеры полученных спектров CO_2 - и Ar-плазм показаны на рис. 2.

Из рис. 2 видно резкое отличие спектров излучения CO_2 - и Ar-плазм, связанное с наличием сильной асимметрии профилей спектральных линий ионов кислорода. Такая асимметричная форма линий ионов кислорода, наблюдаемая и у линий He-подобного O VII, и у линии $3p - 1s$ H-подобного O VIII, не может быть связана ни с тепловым доплеровским, ни со штарковским механизмами уширения спектральных линий в плазме. Ниже мы предлагаем простую модель, которая единым образом объясняет наблюдаемые формы линий ионов кислорода (асимметричные) и аргона (симметричные). Основными чертами этой модели являются, во-первых, уширение линий за счет макроскопического движения (разлета) плазмы и, во-вторых, возникновение асимметрии контуров линий ионов кислорода вследствие фотоионизации ненагретых кластеров и присутствующих в CO_2 -плазме H- и He-подобных ионов углерода.

3. ПРОФИЛИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Предположим, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с газовой струей приводит к возникновению плазмы в пространственной области, характеризуемой размером l_{las} и расположенной вблизи фокального пятна. Сформированная плазма затем расширяется в окружающую среду, содержащую ненагретые (или слабо нагретые) кластеры. В момент времени $t \gg \tau_{las}$ (τ_{las} — длительность лазерного импульса) мы будем иметь смесь из ненагретых кластеров и разлетающихся ионов и электронов. Этот

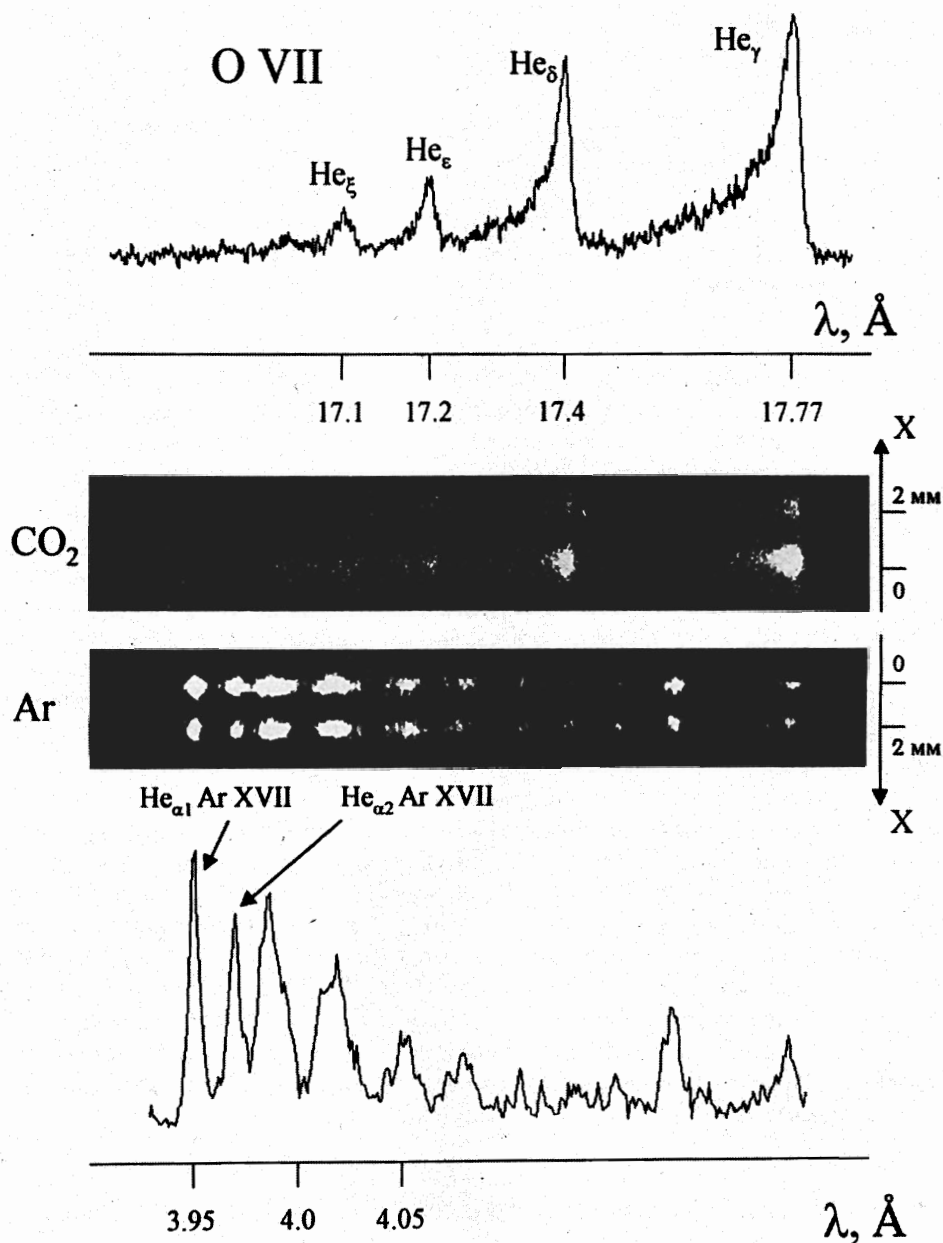


Рис. 2. Спектры излучения плазм CO_2 (вверху) и Ar (внизу), возникающих при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с кластерными мишенями. Спектры получены с одномерным пространственным разрешением вдоль оси x , определяющей направление распространения лазерного луча (см. рис. 1)

сложный объект будет иметь характерный размер $L_{mix} \gg l_{las}$, а распределение ионов по скоростям внутри него будет резко неоднородным. Именно, ионы с большими скоростями разлета будут находиться ближе к границе объекта, в то время как медленные ионы будут сконцентрированы вблизи его центра. Другими словами, в рассматриваемом объекте происходит пространственное разделение ионов, обладающих различной скоростью. Если предположить, что ускорение ионов осуществляется только в момент воздействия лазерного импульса, то при $t \gg \tau_{las}$ ион, обладающий скоростью v , окажется на расстоянии $y = vt$ от центра плазмы (т. е. точки фокусировки лазерного излучения). В связи с этим рассмотрим следующую одномерную модель, которая, с одной стороны, отражает все основные особенности этого объекта, а с другой — позволяет получить простые выражения для его спектральных характеристик.

Пусть ось y определяет направление на регистрирующий спектрограф (спектрограф 1 на рис. 1). Обозначим $N_i(y)$ и $v(y)$ плотность ионов в возбужденном состоянии i , находящихся на расстоянии y от центра плазмы (т. е. точки фокусировки лазерного импульса), и их скорость направленного движения; в соответствии со сказанным выше $v(y)$ есть линейная функция: $v(y) = by$, где $b = \text{const}$. Рассмотрим спектральную линию, обусловленную радиационным переходом $i \rightarrow k$ с вероятностью A_{ik} и частотой ω_{ik} , и пусть форма ее профиля при $y = 0$ (т. е. для покоящихся в среднем ионов) определяется симметричной функцией $S_{ik}(|\omega - \omega_{ik}|)$. Поскольку спектрограф регистрирует суммарное излучение от всех ионов, в оптически тонкой плазме наблюдаемый профиль будет определяться интегралом

$$F_{ik}^{obs1}(\omega - \omega_{ik}) = \frac{A_{ik} \int_{-\infty}^{\infty} N_i(y) S_{ik}(|\omega - \omega_{ik}(1 + by/c)|) dy}{A_{ik} \int_{-\infty}^{\infty} N_i(y) dy}, \quad (1)$$

где множитель $(1 + by/c)$ в аргументе S_{ik} связан со смещением частоты за счет эффекта Доплера.

Из формулы (1) можно легко увидеть, что если функция $N_i(y)$ симметрична, то симметричным относительно частоты ω_{ik} оказывается наблюдаемый профиль линии $F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik})$. Таким образом, разлет оптически тонкой плазмы может приводить к возникновению асимметрии профилей наблюдаемых линий только в случае, когда распределение ионов $N_i(y)$ само является асимметричным. Но в этом случае асимметрия должна по-разному регистрироваться спектрографами, смотрящими на плазму с противоположных направлений. Если, например, второй спектрограф располагается в области $y < 0$ (спектрографы 2 и 3 на рис. 1), то наблюдаемый на нем спектр $F_{ik}^{obs2}(\omega - \omega_{ik})$ будет определяться выражением

$$F_{ik}^{obs2}(\omega - \omega_{ik}) = F_{ik}^{obs1}(-\omega + \omega_{ik}), \quad (2)$$

означающим, что профиль линии, регистрируемый вторым спектрографом, получается из профиля, регистрируемого первым спектрографом, с помощью симметричного отражения относительно частоты ω_{ik} , т. е. если в одном спектре подавлено, например, длинноволновое крыло линии, то в другом будет подавлено, наоборот, коротковолновое крыло.

Формулы (1) и (2), полученные для оптически тонкой плазмы, не могут объяснить асимметричные профили линий, излучаемых CO_2 -плазмой, поскольку, во-первых, нет никаких оснований предполагать отсутствие симметрии разлета относительно оси лазерного пучка, а во-вторых, что еще более важно, спектры, регистрируемые спектрографами, смотрящими на плазму с противоположных направлений, имеют один и тот же вид, что находится в явном противоречии с формулой (2).

Рассмотрим, как модифицируется формула (1) для формы линии в случае плазмы, обладающей поглощающими свойствами. Предположим, что механизм поглощения таков, что в узкой полосе частот $\Delta\omega/\omega \ll 1$ коэффициент поглощения $k(y)$ не зависит от ω (такими свойствами, например, обладает обратное тормозное поглощение). Тогда профиль спектральной линии будет определяться выражением

$$F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\int_y^{\infty} k(x)dx\right\} N_i(y) A_{ik} S_{ik}\left(\omega - \omega_{ik}\left(1 + \frac{by}{c}\right)\right) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\int_y^{\infty} k(x)dx\right\} N_i(y) A_{ik} dy}. \quad (3)$$

Из выражения (3) можно видеть, что наличие множителя $\exp\left\{-\int_y^{\infty} k(x)dx\right\}$ 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. Действительно, учитывая, что основной вклад в интеграл дает область, где аргумент функции S_{ik} обращается в нуль, получаем из (3) следующую приближенную оценку:

$$\frac{F_{ik}^{obs}(-\omega + \omega_k)}{F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik})} \approx \exp\left\{-\int_{-\frac{(\omega - \omega_{ik})c}{\omega_{ik}b}}^{+\frac{(\omega - \omega_{ik})c}{\omega_{ik}b}} k(y)dy\right\} < 1 \quad \text{при } \omega > \omega_{ik}. \quad (4)$$

Соотношение (4) означает, что в оптически толстой плазме длинноволновое крыло линии оказывается подавленным по сравнению с коротковолновым. Этот результат физически достаточно очевиден: длинноволновые фотоны излучаются, главным образом, ионами, летящими от спектрографа и, следовательно, находящимися дальше от него. Для того чтобы попасть в спектрограф, эти фотоны должны пройти сквозь большой объем плазмы и, тем самым, испытать большее поглощение. Отметим также, что соотношение (4) остается справедливым и для спектрографа, смотрящего на плазму с противоположного направления, что является следствием полной симметрии задачи при симметричных распределениях $N_i(y)$ и $k(y)$.

Дальнейшее упрощение выражения (3) требует конкретизации функций $N_i(y)$, $k(y)$ и $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$. Прежде всего заметим, что ширина распределения $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$, связанная, главным образом, с тепловым доплеровским уширением, в условиях нашего эксперимента гораздо меньше ширины наблюдаемого профиля линии (даже при температуре ионов $T_i = 1$ кэВ доплеровская ширина для линий ионов кислорода составляет $\Delta\omega_{ik}^D/\omega_{ik} \simeq 6 \cdot 10^{-4}$, в то время как наблюдаемые ширины $\Delta\omega_{ik}^{obs}/\omega_{ik} \simeq 3 \cdot 10^{-3}$). Это позволяет считать $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$ δ -функцией. Коэффициент поглощения $k(y)$ и населенности возбужденных уровней $N_i(y)$, вообще говоря, имеют различный функциональный

вид, поскольку $k(y)$ определяется главным образом плотностью ненагретых кластеров и ионов в основном состоянии $N_0(y)$, а величины $N_i(y)$, хотя и пропорциональны $N_0(y)$, но коэффициент пропорциональности является сложной функцией как плотности, так и температуры плазмы. В нашей простой модели мы будем считать этот коэффициент константой, тогда вид функций $k(y)$ и $N_i(y)$ будет определяться распределением плотности плазмы, для которого мы используем модельную функцию $N_0/(1 + (y/y_0)^2)$:

$$N_i(y) = \frac{a_{ik} N_0}{1 + (y/y_0)^2},$$

$$k(y) = \frac{b_{ik} N_0}{1 + (y/y_0)^2}.$$
(5)

В этом случае наблюдаемые профили линий будут описываться следующим выражением:

$$F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik}) = M \frac{\exp\{-\tau_{ik} [1/2 - (1/\pi) \arctg((\omega/\omega_{ik} - 1)/\alpha)]\}}{1 + [(\omega/\omega_{ik} - 1)/\alpha]^2},$$
(6)

где $\alpha = by_0/c$, $\tau_{ik} = b_{ik} N_0 y_0 \pi$ — оптическая толщина плазмы, а

$$M^{-1} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\{-\tau_{ik} (1/2 - 1/\pi) \arctg(y/y_0)\}}{1 + (y/y_0)^2} dy$$

— не зависящий от ω нормировочный множитель. Из (6) видно, что для использованной нами простой модели профиль линии зависит только от двух параметров: α и τ_{ik} . Параметр α входит в формулу (6) только в комбинации с расстройкой частоты и определяет ширину линии, излучаемой оптически тонкой разлетающейся плазмой. Подчеркнем, что значения параметра α одинаковы для всех спектральных линий. Параметр τ_{ik} представляет собой оптическую толщину плазмы на частоте ω_{ik} и определяет асимметрию наблюдаемого профиля линии. Его значения могут различаться для различных спектральных линий, но если механизм поглощения широкополосный (свободно-свободные или связанно-свободные переходы), то эти различия весьма невелики.

Профили, построенные по формуле (6) для линии $1s4p^1P_1 - 1s^2$ иона O VII при различных значениях параметров α и τ , приведены на рис. 3. Из данного рисунка видно, что, во-первых, уже при значениях $\tau \simeq 3$ происходит заметная деформация профилей линий, во-вторых, поглощение подавляет не только длинноволновое крыло, но и центр линии, в результате чего наблюдаемый максимум линии смещается в коротковолновую сторону, и, в-третьих, поглощение существенно увеличивает наблюдаемую ширину линий. Сравнивая модельные расчеты рис. 3 с экспериментальными спектрами, приведенными на рис. 2, мы видим, что предложенная простая модель качественно верно описывает как спектр аргоновой плазмы (при $\tau = 0$), так и спектр CO₂-плазмы (при $\tau \geq 3$). Остается только понять, почему CO₂-плазма в условиях данного эксперимента являлась оптически толстой, в то время как Ar-плазма — оптически тонкой, несмотря на то, что средние параметры плазмы (плотность, размер) в обоих случаях были примерно одинаковы. Для этого проанализируем возможные механизмы поглощения рентгеновского излучения в плазме.

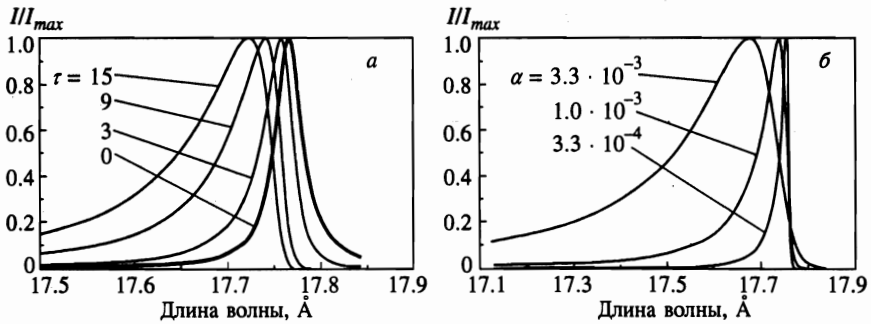


Рис. 3. *а* — Форма линии $1s4p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ He-подобного иона O VII, рассчитанная по формуле (6) для различных значений оптической толщины плазмы τ и значении параметра $\alpha = 10^{-3}$. *б* — Форма линии $1s4p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ He-подобного иона O VII, рассчитанная по формуле (6) для значения оптической толщины плазмы $\tau = 9$ и различных значений параметра α

Рентгеновское излучение в плазме может поглощаться за счет свободно-свободных (обратное тормозное поглощение), связанно-свободных (фотоионизация) и связанно-связанных (фотовозбуждение) переходов. Для оценок эффективности различных механизмов поглощения необходима информация о таких параметрах плазмы, как ее электронная и ионная плотности, температура, зарядовый состав и размер. В случае CO_2 -плазмы размер кластеров составляет 80–100 нм, расстояние между кластерами 300–400 нм и плотность частиц в кластере $8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что в создаваемой в фокальном пятне плазме (с характерным размером $l_{ias} \approx 20 \text{ нм}$) средняя плотность ионов углерода будет составлять $N_C \approx (0.64\text{--}3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, плотность ионов кислорода $N_O = 2N_C \approx (1.3\text{--}6) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Из результатов рентгеноспектральных измерений следует, что в плазме примерно в равных количествах присутствуют H- и He-подобные ионы O VIII, VII. Естественно предположить, что ионы углерода будут преимущественно H-подобными. Отсюда получаем оценку средней электронной плотности плазмы: $N_e \approx (1.2\text{--}5.5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Электронную температуру плазмы можно оценить, с одной стороны, по соотношению H- и He-подобных ионов O VIII, VII, а с другой — по интенсивностям резонансной линии He-подобного Ag XVII и ее диэлектронных сателлитов: $T_e \approx 200\text{--}700 \text{ эВ}$. В процессе разлета плотность плазмы уменьшается, и к моменту ее расширения до размера $L_{mix} \approx 300\text{--}400 \text{ мкм}$ плотности электронов и многозарядных ионов будут на три порядка ниже первоначальных.

Рассмотрим поглощение при связанно-связанных переходах, т. е. резонансное фотопоглощение или самопоглощение спектральных линий. Сечение этого процесса больше сечений свободно-свободных или связанно-свободных переходов, и для линий резонансных серий лазерная плазма, как правило, оказывается оптически толстой, т. е. $\tau^{bb} \gg 1$. Из резонансного характера этого процесса вытекают два важных следствия.

Во-первых, его эффективность резко падает при наличии больших градиентов скоростей в разлетающейся плазме. Действительно, вследствие доплеровского сдвига, связанного с направленным движением плазмы, фотоны, излученные в пространственной области y , могут поглощаться только в близких к этой точке частях плазмы с размером $\Delta y \approx (c/b)(\Delta\omega_{ik}^D/\omega_{ik})$, где $\Delta\omega_{ik}^D$ — собственная ширина линии, т. е. ширина функции $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$. При больших градиентах скорости, т. е. больших значениях b , величина

на Δy будет много меньше размера плазмы L , что приведет к уменьшению оптической толщины τ^{bb} в $\sim L/\Delta y$ раз. Оценить значение τ_{ik}^{bb} для этого случая можно по формуле

$$\tau_{ik}^{bb} = N_k \lambda_{ik}^3 \frac{g_i}{g_k} \frac{A_{ik}}{b}. \quad (7)$$

Из (7) получаем, что в момент образования плазмы оптическая толщина τ^{bb} для центра линии $1s4p^1P_1 - 1s^2 O VII$ составляла

$$\tau^{bb}(1s4p^1P_1 - 1s^2) \simeq 30-100.$$

В процессе разлета плазмы величина τ^{bb} резко уменьшается вследствие уменьшения плотности ионов.

Во-вторых, фотопоглощение может приводить к деформации профиля спектральных линий практически в пределах ширины функции $S_{ik}(\omega - \omega_{ik})$ (см., например, [11, 12]), точнее в области значений

$$|\omega - \omega_{ik}| \leq (1/2)\Delta\omega_{ik}^D \sqrt{\ln \tau_{ik}^{bb}},$$

которая значительно уже полной ширины наблюдаемого профиля.

Рассмотрим обратное тормозное поглощение, т. е. поглощение при свободно-свободных переходах. Оптическую толщину плазмы $\tau^{ff}(\lambda)$, связанную с этим механизмом, можно оценить по формуле [13]

$$\tau^{ff} \approx 1.3 \cdot 10^{-49} \lambda^3 \frac{Z^2 N_i N_e}{\sqrt{T_e}} L, \quad (8)$$

где L измеряется в см, λ — в \AA , T_e — в эВ и N_i, N_e — в см^{-3} . Для линий ионов O VII, VIII, лежащих в диапазоне 16–18 \AA , из (7) получаем

$$\tau_0^{ff} \simeq (0.06-3.3) \cdot 10^{-4} \ll 1,$$

а для линий ионов Ag XVII ($\lambda \simeq 3-4 \text{\AA}$) получаем

$$\tau_{Ar}^{ff} \simeq (0.03-2.5) \cdot 10^{-5} \ll 1.$$

Таким образом, обратное тормозное поглощение мало как в CO_2 , так и в Ag-плазме.

Рассмотрим теперь поглощение при связанно-свободных переходах, т. е. при фотоионизации. Основной вклад дает фотоионизация из основного состояния иона, поскольку заселенности возбужденных уровней, как правило, малы. Этот процесс является пороговым по энергии кванта, так как поглощаются фотоны с энергией, превышающей потенциал ионизации. При энергиях, не слишком близких к порогу, сечение этого процесса можно оценить по формуле [13]

$$\sigma^{bf} = 0.55 \cdot 10^{-16} \frac{1}{Z^2} \left(\frac{I}{\hbar\omega} \right)^{7/2} \text{ см}^2, \quad (9)$$

где I и Z — потенциалы ионизации и спектроскопический символ иона, вызывающего поглощение. Отметим, что хотя формула (9) получена для фотоионизации основного

состояния Н-подобного иона, она может использоваться и для оценок (по порядку величины) сечений фотоионизации многоэлектронных ионов.

Пороговый характер фотоионизационного поглощения является причиной того, что обычно этот механизм не сказывается на спектрах излучения химически однородной плазмы. Действительно, спектральные линии наиболее представленных в плазме ионов могут ионизовать только ионы меньших кратностей, концентрация которых в плазме мала, и, несмотря на значительную величину сечений σ^{bf} , коэффициент фотоионизационного поглощения оказывается небольшим. Такая ситуация реализуется, например, и в наших экспериментах с Ag-плазмой. Спектральные линии ионов Ag XVII, XVIII могут приводить к фотоионизации только Li-подобного Ag XVI и ионов еще меньшей кратности. Если обилие Н- и He-подобных ионов примерно одинаково (условия нашего эксперимента), обилие даже Li-подобного Ag XVI не будет превышать 0.1 и оптическая толщина плазмы составит

$$\tau_{\text{Ag}}^{bf} \simeq 10^{-3} - 10^{-2} \ll 1.$$

Другая ситуация может возникать в плазме сложного химического (смесь ионов разных химических элементов) или ионизационного (смесь многозарядной плазмы и ненагретых кластеров) состава. В этом случае спектральные линии, принадлежащие ионам одного химического элемента, могут фотоионизовать как ионы другого элемента, концентрация которых в плазме может быть значительной, так и нейтральные атомы, содержащиеся в ненагретых кластерах. Например, в рассматриваемой нами CO_2 -плазме, линии He-подобного OVII могут фотоионизовать как Н-подобный CVI, так и атомы CI и OI. Для оптической толщины плазмы $\tau_{\text{CO}_2}^{bf}$, связанной с обоими процессами, из (9) получаем оценку: $\tau_{\text{CO}_2}^{bf} \simeq 0.83 - 5.3$. Поглощение на ненагретых кластерах, разумеется, возможно и в случае Ag-плазмы, но в силу несколько меньших значений сечений фотоионизации оценка $\tau_{\text{Ag}}^{bf} < 1$ остается справедливой. Таким образом, фотоионизационное поглощение должно приводить к модификации спектров излучения CO_2 -плазмы и не должно сказываться на спектрах Ag-плазмы, что и было обнаружено в проведенных в настоящей работе экспериментах.

Как уже отмечалось выше, в нашей модели (6) контур каждой спектральной линии зависит только от двух параметров. При этом параметр α одинаков для всех линий, а значения τ_{ik}^{bf} в силу (9) связаны для различных линий соотношением

$$\tau_{i_1 k_1}^{bf} \omega_{i_1 k_1}^{7/2} = \tau_{i_2 k_2}^{bf} \omega_{i_2 k_2}^{7/2}.$$

Таким образом, для описания целой группы спектральных линий у нас есть всего два свободных параметра: параметр $\alpha = v_0/c$, связанный со «средней» скоростью разлета плазмы ($v_0 = by_0$), и оптическая толщина плазмы на частоте одной из спектральных линий. Варьированием этих параметров мы попытались качественно описать спектры излучения He- и Н-подобных ионов кислорода в CO_2 -плазме. Полученные результаты приведены на рис. 4, 5. Из этих рисунков видно, что простая модель (6) не только качественно, но даже и количественно хорошо описывает форму профилей всех наблюдавшихся линий ионов кислорода при значениях свободных параметров $\alpha = 10^{-3}$ и $\tau^{bf} (1s4p - 1s^2) = 9$. (Отметим, что модель (6) описывает лишь форму линий, а относительные интенсивности линий, использованные при построении теоретического спектра, были взяты из эксперимента.)

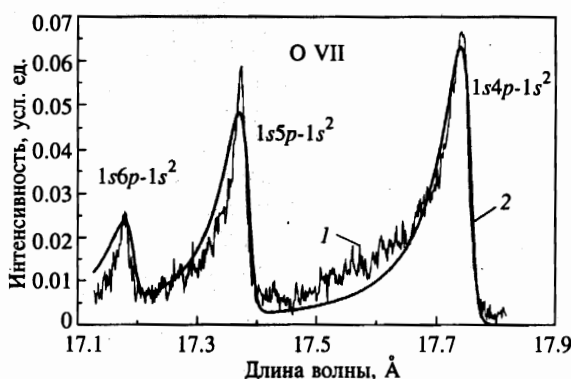


Рис. 4. Сопоставление модельного спектра (2) (жирная кривая) с результатом эксперимента для линий He-подобного иона O VII



Рис. 5

Рис. 5. Сопоставление модельного спектра (2) (жирная кривая) с результатом эксперимента для линии Ly_{β} H-подобного иона O VIII

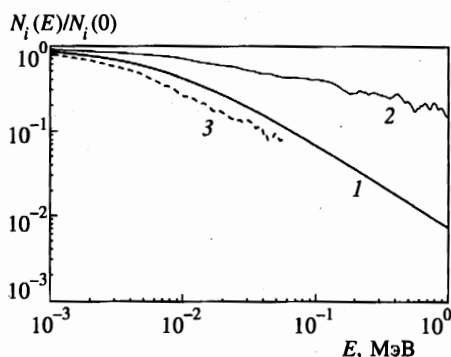


Рис. 6

Рис. 6. Распределение возбужденных ионов по энергии направленного движения (разлета): 3 — результат прямого измерения для Ag-плазмы, 1 — оценочный профиль для CO_2 -плазмы, 2 — распределение, получающееся для CO_2 -плазмы при пренебрежении фотоионизационным поглощением

Поскольку уширение спектральных линий в наших экспериментах было обусловлено направленным движением плазмы, анализ профилей линий, вообще говоря, можно использовать для измерения распределения возбужденных ионов по энергии разлета. Наиболее просто (и точно) это можно сделать для случая Ag-плазмы, когда фотоионизационное поглощение отсутствует и профиль спектральной линии прямо пропорционален распределению возбужденных ионов по скоростям разлета:

$$F_{ik}^{obs}(\omega - \omega_{ik}) \simeq N_i(v/c). \quad (10)$$

Полученное из (10) распределение $N_i(E)$ (с нормировкой $N_i(0) = 1$) приведено на рис. 6 (кривая 3). Это распределение может быть построено только для энергий $E \leq 100$ кэВ,

поскольку при больших значениях расстроек профиль не может быть выделен из шумов.

В случае CO_2 -плазмы прямые измерения $N_i(E)$ невозможны из-за наличия фотоионизационного поглощения. Использование модельных зависимостей типа (5) при значениях параметров α и τ , обеспечивающих хорошее согласие с экспериментом, позволяет лишь оценить распределение $N_i(E)$. Такое модельное распределение приведено на рис. 6 (кривая 1). Интересно, что в области $E \leq 100$ кэВ это распределение практически не отличается от результата измерения для Ag-плазмы. Еще раз подчеркнем, что использование формулы (10) при наличии фотоионизационного поглощения (т. е. для CO_2 -плазмы) привело бы к абсолютно неправильному результату, показанному на кривой 2 рис. 6.

Из проведенного выше рассмотрения можно сделать следующие основные выводы.

1) Наличие коротковолновых крыльев у спектральных линий ионов O VII, VIII обусловлено направленным движением ионов, а отсутствие длинноволновых связано с фотоионизационным поглощением.

2) Регистрация заметно превышающей уровень шумов интенсивности излучения в области расстроек $|(\omega - \omega_{ik})/\omega_{ik}| = 1.2 \cdot 10^{-2}$ однозначно доказывает существование в плазме заметного (не определяющегося хвостом максвелловского распределения) количества ионов со скоростями разлета $v \approx 3.6 \cdot 10^8$ см/с, т. е. с энергиями, приблизительно равными 1 МэВ.

Рассмотрим теперь возможные механизмы образования столь быстрых ионов в фемтосекундной лазерной плазме.

4. ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Ускорение ионов может происходить в результате различных процессов, связанных с возникновением сильных электрических полей в лазерной плазме. Среди возможных механизмов обсуждаются кулоновский взрыв молекул и кластеров [7], а также «гидродинамическое» ускорение ионов при разлете кластеров под действием кинетической энергии электронов [14]. Пондермоторное ускорение ионов под действием сил высокочастотного давления, обусловленных непосредственно интенсивным лазерным излучением в плазме вблизи критической плотности N_c , обсуждалось в [15, 16] для достаточно длинных лазерных импульсов наносекундного диапазона, когда τ_{las} значительно превышает время ускорения.

Оценки максимальной энергии ионов при различных механизмах ускорения могут быть получены достаточно просто. Так, при кулоновском взрыве молекулы (когда в результате быстрой ионизации ионы с зарядом Z_i находятся на характерном межатомном расстоянии молекулы r_a) кулоновский потенциал ионного остова молекулы составляет $\varphi_{mol} \simeq \sum Z_i e / r_a$. Следовательно, кинетическая энергия, которую может приобрести ион с зарядом $Z|e|$ в результате разлета ионного остова, равна

$$E_{ion} = Z|e|\varphi_{mol} \simeq Z \sum Z_i e^2 / r_a. \quad (11)$$

Поскольку характерное межатомное расстояние в молекуле порядка размера нейтрального атома и составляет по меньшей мере несколько боровских радиусов, из (11) получаем, что максимальная энергия ионов кислорода, образовавшихся в результате взрыва молекулы CO_2 , не может быть слишком велика: $E_{ion} < 4$ кэВ.

Кулоновская энергия достаточно большого кластера, вообще говоря, может быть существенно больше. Так, при плотности молекул $N_{CO_2} \simeq 8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в кластере радиусом $r_{cl} \simeq 40 \text{ нм}$ максимальная кулоновская энергия иона $Z|e|$ в кластере с зарядом Q_{cl} составляет

$$E_{ion} \simeq Z|e|Q_{cl}/r_{cl}, \quad (12)$$

что при $Q_{cl} = Q_{cl}^{max} = 22e(4\pi/3)r_{cl}^3 N_{CO_2}$ (заряд кластера при полностью ионизованных атомах кислорода и углерода) дает оценку $E_{ion} \simeq 1.4Z \text{ МэВ}$. Разумеется, в действительности заряд кластера не может превышать величины $Q_{cl} \simeq E_e r_{cl}/|e|$, определяющейся кинетической энергией электронов E_e , которые могут покинуть кластер. Поэтому максимальная энергия ионов при их кулоновском «расталкивании» в кластере определяется кинетической энергией электронов и составляет

$$E_{ion} \simeq Z E_e. \quad (13)$$

Отметим, что эта энергия совпадает с кинетической энергией, приобретаемой основной массой ионов с зарядом Z при амбиполярном гидродинамическом разлете плазмы (со звуковой скоростью) под действием теплового давления электронов (с $T_e = E_e$). Согласно (13) для возникновения в результате «кулоновского взрыва» кластера из значительного числа ионов с энергией $\simeq 1 \text{ МэВ}$ при $Z \simeq 6-8$ необходимо наличие очень «горячей» компоненты электронов с энергией $\simeq 140 \text{ кэВ}$. При этом количество таких электронов должно составлять порядка 10% от всех электронов, возникших при полной ионизации всех атомов в кластере, что представляется чрезвычайно маловероятным.

Несколько более детальные оценки максимальной энергии ионов и их числа можно получить с учетом кинетики разлета ионов при различных энергетических распределениях электронов [14]. В случае максвелловской функции распределения электронов максимальная энергия быстрых ионов при расширении в вакууме конечного сгустка плазмы с характерным размером R определяется выражением

$$E_{ion} \simeq Z T_e \tau_m^2, \quad (14)$$

где $\tau_m = \sqrt{2} \ln(R/r_{De})$, $r_{De} = v_{Te}/\omega_{pe} = \sqrt{T_e/4\pi n_e^2 e}$ — дебаевский радиус электронов. При этом их число $N_{ion} \simeq N_0 \exp(-\sqrt{2}\tau_m)$ экспоненциально мало ($\tau_m \gg 1$). Для температуры электронов $\simeq 1 \text{ кэВ}$ эти соотношения показывают, что порядка 0.2% от общего числа ионов в кластере (при $R \simeq r_{cl} \simeq 40 \text{ нм}$, $Z = 8$) могут приобрести энергию не более 200 кэВ.

Предельная энергия ускорения ионов существенно зависит от вида функции распределения электронов. Так, например, в случае распределения, обогащенного быстрыми электронами, $f_e \simeq \exp(-v/\sqrt{T_{eff}/m})$, при $v \gg \sqrt{T_{eff}/m}$, $\tau_m \simeq 2^{5/2}/3[\ln(R/r_{De})]^{3/2}$ и, согласно (14), для $Z = 8$, $T_{eff} = 1 \text{ кэВ}$ получаем $E_{ion} \simeq 1.44 \text{ МэВ}$, а относительное число ионов с такой энергией $\simeq 0.6 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, при разлете кластеров небольшое число ионов может быть ускорено до энергий порядка МэВ только в случае немаксвелловских распределений электронов, обогащенных быстрыми частицами. Возможность возникновения таких распределений и определение их характеристик требует дополнительных исследований.

Интересную возможность пондеромоторного ускорения ионов до высоких энергий открывает воздействие сверхинтенсивного поля ультракоротких лазерных импульсов на

плазму. При этом для фемтосекундных лазерных импульсов ускорение ионов может быть существенно нестационарным, так что максимальная энергия ускоренных ионов определяется не только интенсивностью излучения, но и длительностью лазерного импульса.

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 стоячих 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

$$v_i \simeq \frac{Z_i}{M_i} F_p \tau_{las}, \quad (15)$$

где $F_p = (m_e c^2 / 4l_E) a_0^2 (1 + a_0^2 / 2)^{-1/2}$ — пондеромоторная сила, действующая на электрон в стоячей волне лазерного поля с характерным масштабом $l_E \sim c / 2\omega_p$, интенсивность которого I связана с безразмерной амплитудой a_0 следующим соотношением:

$$a_0 = eE_{las} / \omega_0 m_e c = 8.6 \cdot 10^{-10} \lambda_L [\text{мкм}] I^{1/2} [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}]$$

(L — длина волны, ω_0 — частота лазерного излучения). Отметим, что напряженность E_{las} может превышать в стоячей волне амплитуду падающего на плазму лазерного поля. Формула (15) справедлива при длительностях лазерного импульса, меньших времени ускорения $\tau_{las} < l_E / v_i$, но превышающих период электронных плазменных колебаний. Максимальная энергия ускоренных ионов согласно (15) равна

$$\frac{M_i v_i^2}{2} = \frac{Z_i^2 m_e^2 c^2}{4 M_i} \frac{a_0^4}{1 + a_0^2 / 2} (\omega_0 \tau_{las})^2, \quad (16)$$

при этом условие нестационарности ускорения имеет вид

$$\tau_{las} < \frac{2}{\omega_0} \left(\frac{M_i}{Z_i m_e} \right)^{1/2} \frac{(1 + a_0^2)^{1/4}}{a_0} \equiv \tau^*. \quad (17)$$

В случае более длинных лазерных импульсов, когда выполнено условие, обратное (17) ($\tau_{las} > \tau^*$), максимальная энергия ионов определяется полным перепадом пондеромоторного потенциала и равна

$$\frac{M_i v_i^2}{2} = \frac{Z_i m_e c^2}{4} \frac{a_0^2}{(1 + a_0^2 / 2)^{1/2}}. \quad (18)$$

При длительности лазерного импульса, соответствующей переходу от нестационарного режима ускорения к стационарному ($\tau_{las} \simeq \tau^*$), обе формулы (16) и (18) дают практически одинаковое значение энергии. В условиях обсуждаемого эксперимента ($Z_i = 8$, $\tau_{las} \simeq 60$ фс) при $a_0 \simeq 1$, $\tau_{las} \simeq \tau^*$, согласно (16), (18), максимальная энергия ускоренных ионов составляет $\simeq 1$ МэВ, что согласуется с результатом 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 несколько меньше числа ионов в кластерах ($n_a (l / r_{cl})^3 / n_{cl} \simeq 0.4$). 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.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе экспериментальные исследования показывают, что рентгеноспектральные методы могут быть использованы для систематического получения экспериментальной информации о свойствах плазмы, образующейся при нагреве кластеров высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами. Впервые с пространственным разрешением получены рентгеновские спектры плазмы CO_2 - и Ag-кластеров и обнаружен эффект влияния фотоионизационного поглощения на форму контуров спектральных линий в плазме сложного химического состава. Зарегистрированные особенности эмиссионных рентгеновских спектров однозначно указывают на присутствие в кластерной плазме достаточно большого относительного количества возбужденных ионов ($\approx 10^{-2}$ – 10^{-3}) с энергиями 0.1–1 МэВ. Сравнение возможных механизмов ускорения ионов до высоких энергий показывает, что полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены действием пондеромоторных сил в стоячих волнах, образовавшихся в результате отражения лазерного излучения от кластеров.

Авторы благодарны профессору А. Н. Старостину за стимулирующие дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 98-02-16263 и 96-02-16111) и ИНТАС (грант № 2090-98).

Литература

1. B. D. Thompson, A. McPherson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *J. Phys. B* **27**, 4391 (1994).
2. A. B. Borisov, A. McPherson, B. D. Thompson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *J. Phys. B* **28**, 2143 (1995).
3. A. B. Borisov, J. W. Longworth, A. McPherson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *J. Phys. B* **29**, 247 (1996).
4. A. B. Borisov, A. McPherson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *J. Phys. B* **29**, L113 (1996).
5. T. Donnelly, T. Ditmire, N. Neuman, M. P. Perry, and R. W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 14 (1996).
6. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *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, in *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, В. М. Дякин, Т. А. Пикуз, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).

11. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, в сб. *Итоги науки и техники, сер. Радиотехника*, под ред. Н. Г. Басова, ВИНТИ, Москва (1980), т. 27.
12. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, А. А. Илюхин, С. А. Майоров, В. Ю. Носач, Г. В. Перегудов, А. Л. Петров, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, В. А. Чирков, К. А. Шилов, *Квант электр.* 8, 28 (1981).
13. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Физматгиз, Москва (1963).
14. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. А. Б. Михайловского, Атомиздат, Москва (1980), вып. 10, стр. 3.
15. В. П. Силин, Письма в ЖЭТФ 21, 333 (1975).
16. Н. Е. Андреев, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов, ЖЭТФ 76, 976 (1979).