

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С КЛАСТЕРНЫМИ МИШЕНЯМИ

*И. Ю. Скобелев**, *А. Я. Фаенов*, *А. И. Магунов*, *Т. А. Пикуз*

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

А. С. Болдарев, *В. А. Гасилов*

*Институт математического моделирования Российской академии наук
, Москва, Россия*

*Дж. Абдаллах мл.***, *Г. Джанкел-Вивс***

*Лос Аламоская национальная лаборатория
87545, Лос Аламос, Нью Мексико, США*

*Т. Аугусте****, *П. д'Оливейра****, *С. Хулин****, *П. Моно****

*Исследовательский центр Сакле Комиссариата по атомной энергии
91191, Жив-сюр-Иветт, Франция*

*Ф. Бласко*****, *Ф. Дорчес*****, *Т. Каилло*****,

*К. Бонте*****, *К. Стенц*****, *Ф. Салин*****

*Университет Бордо
33405, Таленс, Франция*

Б. Ю. Шарков

*Институт теоретической и экспериментальной физики Российской академии наук
117259, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 июля 2001 г.

Теоретически и экспериментально исследован нагрев кластеров фемтосекундными лазерными импульсами. Рассмотрен как сам процесс формирования кластерной мишени, так и результаты экспериментальных исследований кластерной плазмы методами эмиссионной рентгеновской спектроскопии. Предложена численная модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе. Показано, что детальные исследования двухфазных газодинамических процессов в сопле, формирующем струю, позволяют получить пространственные распределения всех параметров кластеров, необходимых для корректного расчета нагрева кластеров короткими лазерными импульсами. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций, показывают, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распределения параметров оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными. Предложена простая физическая модель создания плазмы фемтосекундным лазерным импульсом, имеющим предимпульс пикосекундной длительности. Показано, что сопоставление наблюдаемых рентгеновских спектров с результатами детальных расчетов ионной кинетики дает возможность определения основных параметров создаваемой плазмы.

PACS: 52.20.-j, 52.70.-m

*E-mail: skobelev@orc.ru

**J. Abdallah, Jr, G.C. Junkel-Vives, Los Alamos National Laboratory, P. P. Box 1663, Los Alamos, New Mexico 87545, USA

***T. Auguste, P. d'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, CEA, Centre D'Etudes de Saclay, DSM/DRECAM, Service des Photons

Atomes et Molecules, 91191 Gif-sur-Yvette, France

****F. Blasco, F. Dorchies, T. Caillaud, C. Bonte, C. Stenz, F. Salin, CELIA, Universite Bordeaux, 33405 Talence, France

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов с твердотельными и газовыми мишенями. Такие исследования, с одной стороны, дают информацию о фундаментальных свойствах вещества в экстремальных условиях (см., например, [1–12]), а с другой стороны, позволяют использовать новые подходы для решения ряда прикладных задач, таких как иницирование ядерных реакций, ускорение тяжелых частиц, создание яркого рентгеновского источника для медико-биологических и литографических приложений (см., например, [1, 2, 11, 13]).

Очевидно, что свойства плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, в первую очередь должны зависеть от агрегатного состояния вещества мишени. При использовании, например, твердотельных или кластерных мишеней возможно получение сверхплотной горячей (с температурой в сотни электронвольт) плазмы. Вследствие высокой плотности плазмы в этом случае ее ионизационное состояние формируется в основном за счет электрон-ионных столкновений. Так, например, авторам работ [9, 14, 15] при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с плотностью потока $q_{las} = 10^{17}–10^{18}$ Вт/см² с кластерными мишенями удалось получить многозарядные ионы Ar XVII и Kг XXVII, образование которых только за счет туннельной ионизации было бы возможным лишь при значительно больших (на несколько порядков) интенсивностях лазерного импульса.

В противоположном случае газовых мишеней низкой плотности эффективность их нагрева лазерными импульсами будет существенно ниже и температура образующейся сравнительно разреженной плазмы будет составлять лишь несколько десятков электронвольт (см., например, [16]). В этом случае ионизационное состояние плазмы будет определяться процессами многофотонной или туннельной ионизации.

Однако, как показали первые эксперименты с твердотельными мишенями, существует еще один очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а именно, контраст лазерного импульса, т. е. отношение мощности лазерного излучения в максимуме фемтосекундного импульса к мощности предимпульса. В частности, оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста

($\sim 10^{10}$), когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе недостаточно для образования преплазмы, и поглощение энергии основного импульса происходит непосредственно в твердом теле (см., например, [17–21]).

Характер взаимодействия фемтосекундного импульса с кластерными мишенями еще в большей степени, чем в случае твердотельной мишени, должен зависеть от его контраста. Напомним, что кластерные мишени представляют собой газ, содержащий кластеры, т. е. большие конгломераты атомов или молекул, образующиеся при истечении охлажденного газа через сопло высокого давления. Размеры кластеров L_{cl} и число N_{cl} частиц в них определяются как используемым газом и значениями его параметров (температура, плотность), так и конструкцией сопла, и достигают значений $L_{cl} \approx 100–1000$ Å, $N_{cl} \approx 10^4–10^6$ атомов/кластер, причем плотность частиц в кластере сравнима с твердотельной (см., например, обзоры [1, 22]). Ситуация здесь оказывается даже более сложной, чем в случае твердых мишеней, и решающее значение для физики взаимодействия приобретают еще два параметра — длительность лазерного предимпульса $t_{prepulse}$ и размер кластеров. Действительно, если интенсивность фемтосекундного импульса достаточно велика (обычно эксперименты проводят при плотностях потока $q_{las} \approx 10^{17}–10^{18}$ Вт/см²), то даже при достаточно высоких контрастах $10^4–10^5$ (типичные значения для фемтосекундных лазеров) плотность потока в предимпульсе составляет $10^{13}–10^{14}$ Вт/см² и вполне достаточна для разрушения кластера и создания преплазмы с температурой электронов T_e порядка 100–300 эВ. В результате разлета такой кластерной плазмы за время

$$\tau_{expansion} \sim L_{cl} \left(\frac{m_i}{Z_n k T_e} \right)^{1/2} (10^{23}/N_{cr})^{1/3}, \quad (1)$$

(Z_n , m_i — заряд ядра и масса иона, N_{cr} — критическая плотность для нагревающего лазера) ее электронная плотность становится меньше критической [1]. Это означает, что если длительность предимпульса удовлетворяет условию

$$t_{prepulse} \gg \tau_{expansion}, \quad (2)$$

то основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать не с кластерами, а с разреженной плазмой, и характер взаимодействия будет фактически такой же, как при нагреве газовых мишеней (малая эффективность поглощения лазерного излучения, практическое отсутствие столкновительной ионизации).

Из (1) видно, что при типичных значениях $kT_e \sim 100$ эВ, $N_{cr} \sim 10^{21}$ см⁻³, $L_{cl} \sim 100\text{--}1000$ Å $\tau_{expansion}$ составляет величину порядка 1–10 пс, и в проводившихся ранее экспериментах [1] с предимпульсом наносекундной длительности условие (2) выполнялось с большим запасом. В работе [15] впервые экспериментально исследовался случай сравнительно короткого предимпульса $\tau_{prepulse} \approx \tau_{expansion}$, когда после его окончания в сформированной им кластерной преплазме остаются плотные области, эффективно поглощающие основной импульс.

В условиях реального эксперимента достаточно сложно управлять длительностью лазерного предимпульса. Поэтому различные случаи взаимодействия фемтосекундных импульсов с кластерами гораздо проще реализовать варьированием среднего размера кластера L_{cl} или изменением величины лазерного контраста, который фактически определяет температуру преплазмы T_e . В любом случае для построения адекватной модели взаимодействия лазерного импульса с кластерами необходимо знать начальное состояние мишени, т. е., как минимум, средний размер кластеров в газовой струе и расстояние между ними. В работах, посвященных исследованию взаимодействия лазерного излучения с кластерами, как правило, основное внимание было сосредоточено на поведении кластеров под влиянием лазерного импульса, тогда как сам процесс образования кластеров оставался за рамками исследования. Для оценки параметров кластеров обычно использовались эмпирическая теория, развитая Хагеном [23–25], и специальные эксперименты, связанные с рэлеевским рассеянием [1]. Такие подходы не связаны с детальным учетом процессов, протекающих в газовом потоке, и позволяют только качественно оценить условия образования кластеров и сделать достаточно грубые оценки их среднего размера и концентрации. Получаемые таким образом параметры относятся к газовому потоку в целом, а информация об их пространственном и временном распределении отсутствует. Между тем такая информация является совершенно необходимой как для решения фундаментальной задачи численного моделирования лазерного нагрева кластерных мишеней, так и для некоторых возможных практических приложений (например, создание рентгеновского лазера), требующих получения достаточно однородной плазмы большого размера вдоль одной из пространственных координат. Получить такого рода данные можно посредством моделирования газодинамических процессов, протекающих в газовой струе.

В настоящей работе мы рассматриваем как сам процесс формирования кластерной мишени, так и результаты экспериментальных исследований кластерной плазмы методами эмиссионной рентгеновской спектроскопии, которыми на сегодняшний день получена основная часть информации о взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов не только с кластерами, но и с твердотельными мишенями и газовыми мишенями низкой плотности. Будут также предложены простые модели, позволяющие рассчитывать спектр излучения плазмы при различных условиях нагрева.

В разд. 2 рассматривается численная модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе. Показано, что детальные исследования двухфазных газодинамических процессов в сопле, формирующем струю, позволяют получить пространственные распределения всех параметров кластеров, необходимых для корректного расчета нагрева кластеров короткими лазерными импульсами. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций, показывают, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распределения параметров оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными.

В разд. 3 рассматривается физическая модель создания плазмы в режиме $\tau_{prepulse} \sim \tau_{expansion}$. Показано, что сопоставление наблюдаемых рентгеновских спектров с результатами детальных расчетов ионной кинетики дает возможность определения основных параметров создаваемой плазмы.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ В ГАЗОВЫХ СТРУЯХ

Использовавшиеся до настоящего времени методики оценки параметров кластерной струи (полуэмпирическая теория Хагены [23–25], измерения рэлеевского рассеяния ослабленного лазерного излучения [1]) позволяют качественно оценить средний размер и концентрацию кластеров. Получаемые таким образом параметры относятся к газовому потоку в целом, а информация об их пространственном и временном распределении отсутствует. Получить данные о пространственной структуре кластерной мишени можно лишь посредством детального рассмотрения процессов (газо- и термодинамических), происходящих в газовых струях и в формирующих их соплах. Весьма эффективным методом исследо-

вания сопловых течений является вычислительный эксперимент.

Следует заметить, что в то время как уравнения газовой динамики дают для рассматриваемого круга задач, как правило, хорошо согласующуюся с экспериментом картину течения, модели кинетики фазовых переходов (кластерообразования) зачастую не столь точны. Поэтому сравнение экспериментальных и расчетных данных по таким параметрам, как концентрация кластеров и их средний размер полезно еще и с точки зрения развития и исследования моделей фазового перехода.

2.1. Математическая модель газовой струи с кластерообразованием

Подробное описание методов расчета трансзвуковых течений газа в соплах можно найти, например, в [26]. Одна из простейших моделей представляет собой уравнения газовой динамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \times \mathbf{v}) = -\operatorname{grad} P, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} \right) + \operatorname{div} \left(\rho \mathbf{v} \left(e + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right) = \\ = -\operatorname{div}(P \mathbf{v}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$P = P(\rho, \varepsilon) \quad (6)$$

с граничными условиями «непротекания»

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$$

на стенках сопла и

$$e + \frac{P}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} = e_0 + \frac{P_0}{\rho_0}, \quad S(P, \rho) = S(P_0, \rho_0)$$

на входной границе. Здесь ρ , \mathbf{v} , e , P — плотность, скорость, удельная внутренняя энергия и давление газа, e_0 , P_0 , ρ_0 — значения параметров газа в баллоне, из которого газ поступает в сопло, и S — энтропия.

Хотя эта модель не учитывает кластерообразования, она может оказаться полезной для исследования структуры течения (скачков и т. д.), которая может играть решающую роль в формировании пространственного распределения кластеров. Ниже будет приведен пример такого расчета. Кроме того, эта модель является отправной точкой для построения

более сложных моделей, учитывающих кластерообразование.

Образование кластеров можно трактовать как конденсацию переохлажденного газа. Хотя в принципе возможны режимы течения с образованием твердых кластеров (например, такие кластеры наблюдаются в струях углекислого газа, поскольку углекислота имеет чрезвычайно высокое по сравнению с другими использовавшимися газами давление в тройной точке), в данной работе мы ограничимся рассмотрением образования жидкой фазы. Соответственно, становятся тождественными понятия «кластер» и «капля». Так как вдуваемый в сопло газ не содержит центров конденсации (ионов, твердых частиц и т. п.), роль ядер конденсации выполняют флуктуации плотности (спонтанная конденсация).

Явление спонтанной конденсации имеет место в паровых турбинах при соответствующих параметрах, поэтому оно явилось объектом многочисленных подробных исследований (см. [26–29] и приведенную там литературу). Расчетными и экспериментальными методами была установлена общая картина соплового течения со спонтанной конденсацией. Так как в сопловом течении газ расширяется адиабатически, при условии соответствующего подбора параметров газа на входе в сопло в некотором сечении он достигает состояния насыщения. Однако из-за отсутствия ядер конденсации изэнтропическое расширение какое-то время продолжается, а газ становится переохлажденным. По мере роста переохлаждения увеличивается интенсивность ядрообразования за счет флуктуаций плотности, и в некоторой точке, где количество центров конденсации становится достаточно большим, происходит скачкообразное выпадение мелкодисперсной влаги (скачок конденсации). Газ при этом становится по своим параметрам близким к газу на линии насыщения. Таким образом, имеется лишь довольно узкий слой, где происходит образование капель. Ниже по потоку происходит лишь рост образовавшихся капель, при этом расширение газа происходит практически по линии насыщения.

Наиболее общий подход к моделированию течений со спонтанной конденсацией состоит во введении функции распределения капель по радиусам $f(r, \mathbf{x}, t)$ и дополнения системы (3)–(5) кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{v} f) + \frac{\partial}{\partial r} \left(f \frac{dr}{dt} \right) = I_{\Sigma}, \quad (7)$$

где dr/dt — скорость роста капель, а I_{Σ} — количество вновь образующихся капель. При этом предполагается, что капли настолько мелкие, что они

неподвижны относительно газа. Так как искривленная поверхность маленькой капли обеспечивает дополнительное давление $2\sigma/r$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения, r — радиус капли) и, тем самым, уменьшает работу выхода молекулы из капли, маленькая капля может находиться в равновесии или испаряться, даже будучи окруженной переохлажденным газом. Таким образом, для заданных параметров переохлажденного газа существует критический радиус r_* , такой что капля с таким радиусом находится в равновесии с газом. Капли с $r < r_*$ испаряются и исчезают, и лишь капли радиуса $r > r_*$ могут расти.

Таким образом, для возникновения ядра конденсации, способного к дальнейшему росту, должна произойти флуктуация, приводящая к появлению капли радиуса $r > r_*$. В настоящей работе для вычисления частоты таких флуктуаций использовалась формула Френкеля–Зельдовича

$$I = \frac{1}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma\mu}{\pi N_A}} \left(\frac{P}{kT}\right)^2 \exp\left(\frac{4\pi\sigma r_*^2}{3k_B T}\right), \quad (8)$$

где ρ_l — плотность жидкой фазы, μ — молярная масса, N_A — число Авогадро, k_B — постоянная Больцмана. Как представляется, эта формула может давать значительные погрешности при малых критических радиусах, так как она оперирует с макроскопическими понятиями «температура», «радиус капли», «коэффициент поверхностного натяжения», которые теряют смысл для кластеров, состоящих из десятков или сотен молекул. Существуют и другие подходы к вычислению скорости ядрообразования, например, см. [28].

Так как с увеличением радиуса капли вероятность ее появления в результате флуктуации резко (экспоненциально) уменьшается, а капли радиусов $r < r_*$ испаряются и исчезают и потому могут не приниматься во внимание, можно считать, что образующиеся капли имеют радиус близкий к критическому и $I_\Sigma = I\delta(r - r_*)$.

Детальный подсчет количества молекул, покидающих каплю и осаждающихся на нее, позволяет получить выражения для критического радиуса капли

$$r_* = \frac{2\sigma}{\rho_l R T \ln(P/P_s)},$$

где $P_s = P_s(T)$ — давление насыщения при температуре T , и для скорости роста уже существующих капель

$$\frac{dr}{dt} = \frac{P}{\rho_l \sqrt{2\pi R T}} \left(1 - \frac{P_s(T_l)}{P} \sqrt{\frac{T}{T_l}}\right)$$

(формула Герца–Кнудсена). Так как для дальнейшего вывода уравнений модели нужно, чтобы dr/dt не зависела от r , температуру капли T_l в этих моделях предполагают равной $T_s(P)$ — температуре насыщения при данном давлении (такое предположение, вообще говоря, несправедливо для мелких капель). В результате имеем

$$\frac{dr}{dt} = \frac{P}{\rho_l \sqrt{2\pi R T}} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_s(P)}}\right).$$

Чтобы избавиться от дополнительной независимой переменной r в уравнении (7), введем, следуя [30, 27], моменты функции распределения:

$$\rho\Omega_n(\mathbf{x}, t) \int_0^\infty f(r, \mathbf{x}, t) r^n dr, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Умножение (7) на r^n и последующее интегрирование по r от 0 до ∞ дает уравнения для моментов

$$\frac{\partial \rho\Omega_0}{\partial t} + \text{div}(\rho\Omega_0 \mathbf{v}) = I, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho\Omega_n}{\partial t} + \text{div}(\rho\Omega_n \mathbf{v}) = I r_*^n + \rho n \Omega_{n-1} \frac{dr}{dt}, \quad (10)$$

$$n = 1, \dots,$$

но при условии, что dr/dt не зависит от r . Так как третий момент очевидным образом связан со степенью сухости β газовой фазы в смеси,

$$\beta = 1 - \frac{4}{3}\pi\rho_l\Omega_3,$$

то система уравнений (9), (10) при $n = 0, \dots, 3$ вместе с уравнениями (3)–(5) и уравнениями состояния двухфазной среды

$$P = P(\rho, e, \beta), \quad T = T(P, \rho, \beta)$$

становится замкнутой.

2.2. Результаты расчетов

Модели, описанные выше, применялись к соплам, использовавшимся в наших экспериментах. Рассматривались сопло Лаваля и коническое сопло, вдуваемый газ был аргон с начальными параметрами $P_0 = 20\text{--}60$ бар, $T_0 = 293$ К. Представленные ниже результаты расчетов относятся к некоторому моменту времени, когда картина течения практически установилась.

Результаты расчетов для сопла Лавала ($P_0 = 40$ бар) без учета кластерообразования показывают, что в цилиндрической части этого сопла имеется довольно сложная система косых скачков уплотнения, причем их образование связано исключительно с геометрическими факторами (неудачной профилировкой стенки сопла). Отражение первичного косого скачка (в левой трети длины цилиндрической части сопла) от оси происходит в маховском режиме (подробнее об отражениях скачков см. [31]), из-за чего там образуется прямой скачок уплотнения (так называемая ножка Маха). Интенсивность этого скачка весьма значительна, так как перепад плотности на нем примерно трехкратный при теоретически максимальном значении

$$\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 4$$

(γ — показатель адиабаты), а число Маха уменьшается от 9 до 0.3. Все это сильно снижает эффективность данного сопла, так как число Маха на выходе получается равным примерно 3–4 вместо теоретически достижимого при заданном расширении $M = 5$.

В связи с этим естественно ожидать, что и при учете кластерообразования картина течения будет существенно неоднородной, причем наиболее сухой газ будет вблизи оси струи, так как этот газ прошел через сильный скачок уплотнения. Кроме того, общее количество кластеров в таком сопле может оказаться ниже ожидаемого. Результаты расчетов для этого же сопла с учетом кластерообразования подтверждают этот вывод. В этом случае действительно заметна область сухого газа, начинающаяся от ножки Маха и простирающаяся ниже по потоку до выхода из сопла.

Рассчитанные распределения параметров за срезом сопла для давления 40 бар приведены на рис. 1 и 2 для сопла Лавала и конического сопла. Показаны зависимости от расстояния до оси следующих величин: β — степени сухости, n_{drop} — концентрации капель, $\langle r \rangle$ — среднего радиуса капли, n_{mol} — средней концентрации атомов. На этих рисунках видно, что для конического сопла распределение всех параметров значительно более однородно, чем для сопла Лавала. Для конического сопла значения величин практически не меняются по всему сечению струи (вплоть до $r = 2$ мм), тогда как в случае сопла Лавала в центре струи имеется область совершенно сухого газа и лишь на периферии имеются кластеры.

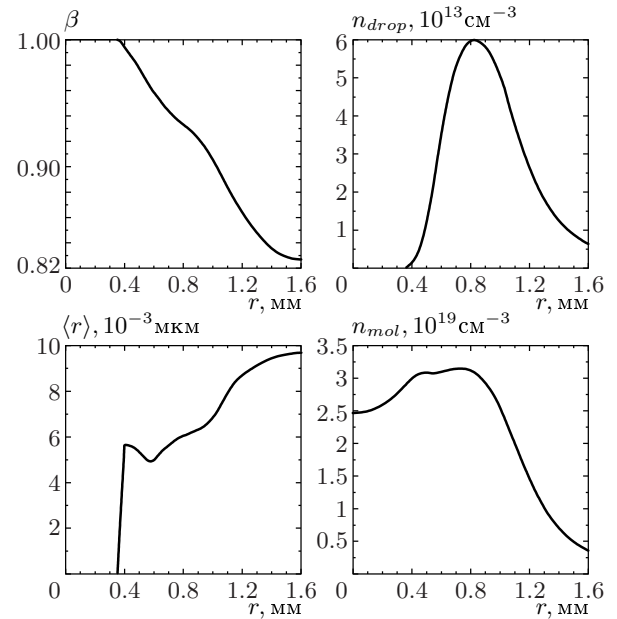


Рис. 1. Распределения параметров газовой струи на расстоянии 1.5 мм от среза сопла Лавала

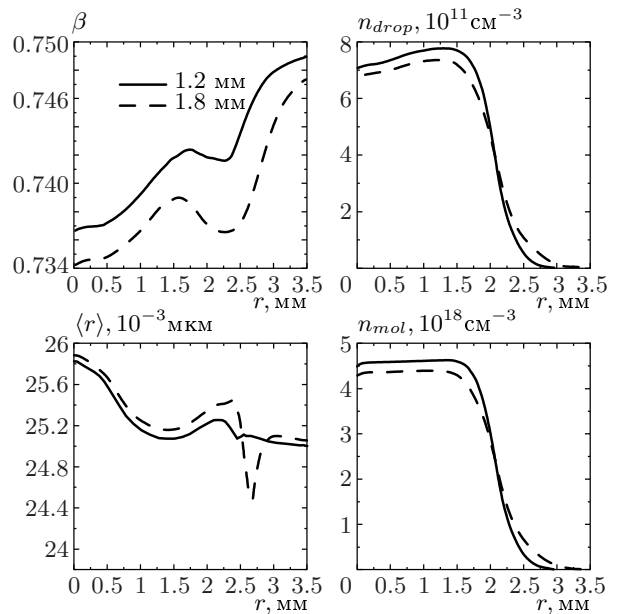


Рис. 2. Распределения параметров газовой струи на расстояниях 1.2 и 1.8 мм от среза конического сопла

3. НАГРЕВ КЛАСТЕРОВ В РЕЖИМЕ

$$T_{prepulse} \sim T_{expansion}$$

Как мы уже отмечали выше, физика взаимодействия коротких лазерных импульсов во мно-

гом определяется соотношением между величинами $\tau_{prepulse}$ и $\tau_{expansion}$. Среди трех возможных случаев наименее интересным является случай $\tau_{prepulse} \gg \tau_{expansion}$, когда основной фемтосекундный импульс практически не взаимодействует с кластерами, а относительно низкотемпературная плазма создается только предимпульсом. В двух других случаях взаимодействие фемтосекундного импульса с веществом происходит весьма эффективно, в плазме возникают высокоэнергетичные электроны и по сравнению с первым случаем резко увеличивается степень ионизации плазмы. Однако детали взаимодействия и параметры плазмы, создаваемой в этих случаях, достаточно сильно различаются между собой и требуют отдельного рассмотрения. В настоящее время наибольший интерес представляет случай $\tau_{prepulse} \sim \tau_{expansion}$, поскольку реализация ситуации $\tau_{prepulse} \ll \tau_{expansion}$ экспериментально очень сложна и подобные эксперименты систематически пока не проводились. В настоящей статье мы рассмотрим физическую модель создания плазмы в режиме $\tau_{prepulse} \sim \tau_{expansion}$ и продемонстрируем возможность применения рентгеноспектральных методов для ее диагностики. Зависимости параметров плазмы от величины лазерного контраста, длительности импульса и размера кластеров требуют отдельного подробного исследования.

Экспериментальные исследования проводились на установке УН10 (Сакле, Франция), представляющей собой Ti:Sapphire-лазер с длиной волны 800 нм и мощностью 10 ТВт. Для фокусировки лазерного пучка на кластерную мишень использовалось внеосевое параболическое зеркало, диаметр пучка в фокальной плоскости составлял приблизительно 25 мкм. Основной импульс лазера имел длительность порядка 60 фс и энергию порядка 0.6 Дж, что позволяло иметь на мишени плотность потока приблизительно 10^{18} Вт/см². Лазерный предимпульс имел длительность порядка 1 пс. Поскольку контраст составлял около 10^5 , плотность потока в предимпульсе была порядка 10^{13} Вт/см².

Аргонная кластерная мишень формировалась при адиабатическом расширении газа в вакуум через импульсное сопло высокого давления, имеющее коническую форму (входной и выходной диаметры 1 мм и 8 мм, длина 20 мм).

Диагностика плазмы проводилась рентгеноспектральными методами. Два рентгеновских спектрографа со сферически-изогнутыми кристаллами слюды (радиус изгиба 150 мм) устанавливались в схеме ФСПР-2Д [32–34] и были настроены на спектральные диапазоны 3.9–4.2 Å и 3.35–3.45 Å, содержа-

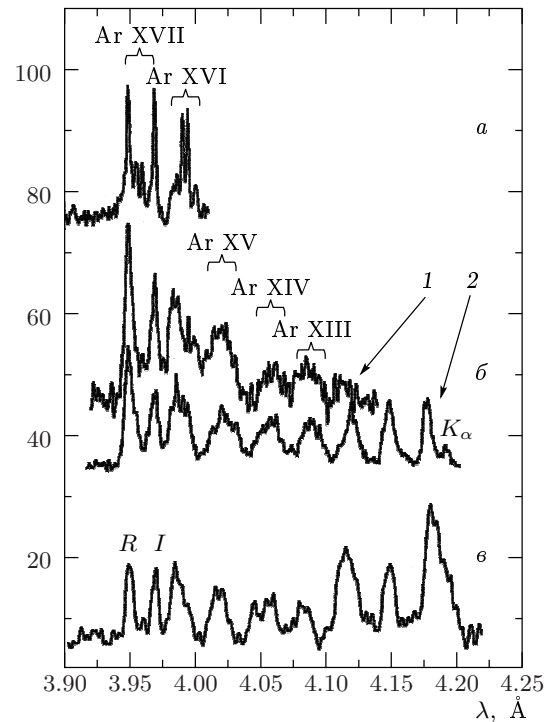


Рис. 3. Спектры излучения аргонной плазмы, созданной на различных плазменных установках: *a* — наносекундная лазерная плазма [35], *б* — фемтосекундная лазерная плазма (1 — настоящая работа, 2 — работа [37]), *в* — плазменный фокус [36]

щие линии He_{α} и He_{β} He-подобного иона Ar XVII. В нескольких экспериментах один из спектрографов перестраивался на диапазон 3.72–3.82 Å, содержащий резонансную линию Lu_{α} H-подобного Ar XVIII, однако зарегистрировать эту линию не удалось. Отметим, что при наблюдении диапазона 3.9–4.2 Å в четвертом порядке отражения от кристалла на спектрограмме одновременно присутствовала более коротковолновая линия He_{γ} , попадающая из пятого порядка отражения.

Пример спектра, полученного для диапазона 3.9–4.2 Å, представлен на рис. 3. Для сравнения здесь же показаны аналогичные спектры, полученные ранее при нагреве аргонной мишени наносекундным лазерным импульсом [35] на установке «плазменный фокус» [36] и на менее мощном фемтосекундном лазере [37]. Из данного рисунка хорошо видно, что эмиссионные спектры фемтосекундной лазерной плазмы (рис. 3б) и «плазменного фокуса» (рис. 3в) весьма схожи и резко отличаются от эмиссионного спектра наносекундной лазерной плазмы (рис. 3а). Во-первых, в случаях, показанных на рис. 3б и в, наблюдаются интенсивные сателлит-

ные структуры, обусловленные переходами во многоэлектронных ионах аргона (Ве-, В- и С-подобных), в то время как в случае, показанном на рис. 3а, наблюдаются только линии He- и Li-подобных ионов. Во-вторых, в фемтосекундной плазме, так же как и в плазменном фокусе, интенсивности «столкновительных» Li-подобных сателлитов $q, r, a-d$ превышают интенсивности «дieleктронных» сателлитов k, j , в то время как в наносекундной плазме соотношение оказывается обратным.

Оба отличия можно легко объяснить, предполагая, что ионизационное состояние плазмы соответствует электронной температуре порядка 100–200 эВ, а возбуждение спектров осуществляется высокоэнергетичными (с энергиями порядка 5–10 КэВ) электронами. Для случая плазменного фокуса, где температура плазмы действительно является сравнительно низкой и присутствуют пучки быстрых электронов, такое предположение выглядит весьма естественным, и на его основе в [36] были объяснены экспериментальные результаты. Ниже мы покажем, что при выполнении условия $T_{prepulse} \leq T_{expansion}$ похожая ситуация может реализовываться и в фемтосекундной плазме кластеров.

3.1. Модель плазменной динамики

Рассмотрим взаимодействие интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с кластерами аргона. Поскольку в описанных выше экспериментах контраст лазерного импульса составлял около 10^5 , плотность потока в предимпульсе ($\sim 10^{12}$ – 10^{13} Вт/см²) была достаточна, чтобы разрушить кластеры и создать преплазму с электронной температурой в несколько сотен электронвольт. Пространственное распределение электронной плотности и температуры в преплазме формируется в процессе разлета нагретых кластеров. Так как ионизационные процессы происходили в кластерах, первоначально имевших твердотельную плотность, то время столкновительной ионизации не превышало 1 пс для всех ионов аргона с числом связанных электронов $m > 2$. Это означает, что сформированная преплазма должна содержать He-, Li-, Ве-, В-подобные и т. д. ионы аргона с концентрациями, соответствующими равновесному распределению. Отметим, что H-подобные ионы Ar XVIII практически не образуются в преплазме, поскольку скорость ионизации оболочки $1s^2$ электронами с температурой 100–200 эВ на несколько порядков меньше скорости ионизации оболочек $1s^2 2l$.

Основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать с неоднородной преплазмой, и его энергия будет поглощаться главным образом в пространственных областях преплазмы, имеющих электронную плотность, превышающую критическое значение. В результате температура плазмы в маленьком объеме (в пределах некоторого характерного расстояния r_{hot}) резко увеличивается до нескольких тысяч электронвольт, в то время как температура плазмы в других областях остается по-прежнему низкой. Таким образом, в течение действия основного импульса в плазме появятся горячие точки. Расстояние r_{cold} между этими точками примерно равно расстоянию между кластерами в газовой струе, и размер r_{hot} имеет тот же самый порядок величины, что и начальный размер кластера. Существенно, что ионизационное состояние плазмы практически не меняется в процессе нагрева плазмы основным фемтосекундным импульсом из-за его малой длительности.

После окончания основного импульса в плазме появляются горячие электроны, относительное количество которых составляет приблизительно

$$(r_{hot}/r_{cold})^3 \sim 10^{-8} - 10^{-6},$$

а их температура достигает 5–10 кэВ (см., например, расчеты в работах [22, 38]). Время термализации этих электронов составляет несколько десятков пикосекунд даже в плазме с критической плотностью 10^{21} см⁻³, а величина их свободного пробега превышает расстояние между кластерами. Это означает, что после окончания фемтосекундного импульса горячие электроны будут присутствовать и в холодных областях плазмы, созданных при воздействии лазерного предимпульса. Таким образом, после окончания основного импульса в плазме будут иметься, во-первых, области с низкой плотностью (N_{cold}) и температурой (T_{cold}) электронов, содержащие небольшое количество горячих (T_{hot}) электронов и, во-вторых, более плотные области (с $N_e \sim N_{cr}$), в которых доля горячих электронов будет гораздо выше. Существенно, что ионизационное состояние плазмы будет практически одинаково во всех областях и будет соответствовать электронной температуре T_{cold} .

Даже описанная выше упрощенная модель плазменной динамики является весьма сложной. Для расчета эмиссионных спектров плазмы можно использовать еще более простую модель, основанную на приведенных выше соображениях и принимающую во внимание основные особенности взаимодействия лазерного импульса с кластерами, но исполь-

зующую очень простые временные и пространственные распределения плазменных параметров. А именно, мы рассмотрим три стадии плазменной эволюции.

А). Преплазменная стадия. Плазма содержит плотные области размером r_{hot} с электронной плотностью $N_{cr} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Расстояние между плотными областями равно r_{cold} , а электронная плотность вне плотных областей равна $N_{cold} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы равна T_{cold} для всей плазмы. Ионизационное состояние плазмы стационарно и соответствует температуре T_{cold} . Длительность этой стадии $\tau_1 \sim 1 \text{ пс}$.

В). Нагрев основным импульсом. Температура плотных областей повышается до T_{hot} . Температура плазменных областей низкой плотности, а также ионизационное состояние плазмы во всех областях не меняются. Длительность этой стадии $\tau_{las} \ll \tau_1$.

С). Стадия распада. Горячие электроны, сгенерированные в плотных областях на стадии (В), распределяются по всей плазме. Плазменные параметры в плотных областях не меняются ($N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_{hot}$), вне плотных областей плазма имеет плотность 10^{20} см^{-3} , температуру T_{cold} и небольшое количество $(r_{hot}/r_{cold})^3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ горячих электронов с температурой T_{hot} . Продолжительность этой стадии $\tau_2 \sim \tau_1 \gg \tau_{las}$.

Такие пространственно-временные распределения параметров плазмы использовались нами для моделирования ее излучательных спектров. Заметим, что расчетные спектры зависят не только от плотности и температуры плазмы, но также и от параметров $\tau = \tau_1/\tau_2$ и $\beta = (r_{hot}/r_{cold})^3$. Точные значения этих параметров не известны. Простые оценки позволяют получить только их порядок величины:

$$\tau \sim 1, \quad \beta \sim 10^{-8} - 10^{-6}.$$

Окончательно значения τ и β выбирались на основе сравнения модельных спектров с экспериментальными.

3.2. Кинетический расчет

Система стационарных уравнений радиационно-столкновительной кинетики решалась для однородной плазмы с различными значениями плазменных параметров. Учитывались многозарядные ионы аргона с общим количеством связанных электронов $m = 1, 2, 3$ и 4. Рассматривались атомные конфигурации H-, He-, Li- и Be-подобных ионов с главными квантовыми числами $n < 6$, включая автоионизационные состояния (25 H-подобных уровней,

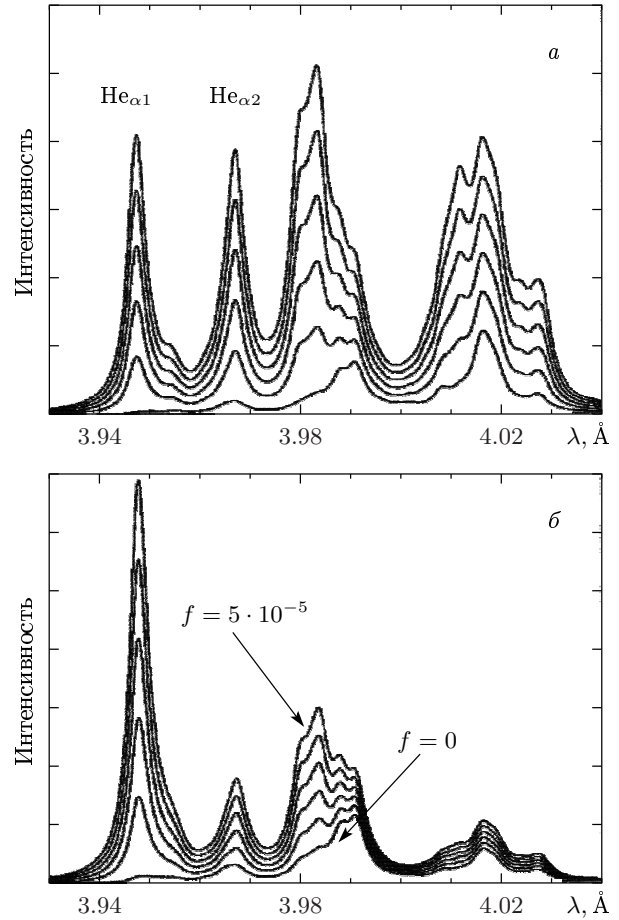


Рис. 4. Спектр излучения аргоновой плазмы с электронной температурой $T_e = 190 \text{ эВ}$ и различными значениями электронной плотности $N_e = 10^{20}$ (а) и 10^{22} см^{-3} (б) и доли быстрых электронов $f = 0, 10^{-5}, 2 \cdot 10^{-5}, 3 \cdot 10^{-5}, 4 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-5}$ в спектральном диапазоне $3.9-4.2 \text{ \AA}$

59 He-подобных уровней, 334 Li-подобных уровня и 1188 Be-подобных уровней). Скорости для столкновительных процессов были рассчитаны с использованием модельной функции энергетического распределения электронов [39, 40], включающей в себя горячую электронную компоненту. Относительно большое время термализации горячих электронов позволяло рассматривать их как электронный пучок с гауссовым распределением, центрированным на энергии E_0 . В расчетах использовалось значение $E_0 = 5 \text{ кэВ}$. Относительное количество горячих электронов (величина f на рис. 4, 5) изменялось от 0 (однотемпературная плазма) до $5 \cdot 10^{-5}$. Эмиссионные спектры плазмы были рассчитаны для спектральных областей $3.93-4.04 \text{ \AA}$ и $3.3-3.5 \text{ \AA}$, которые наблюдались в наших экспериментах.

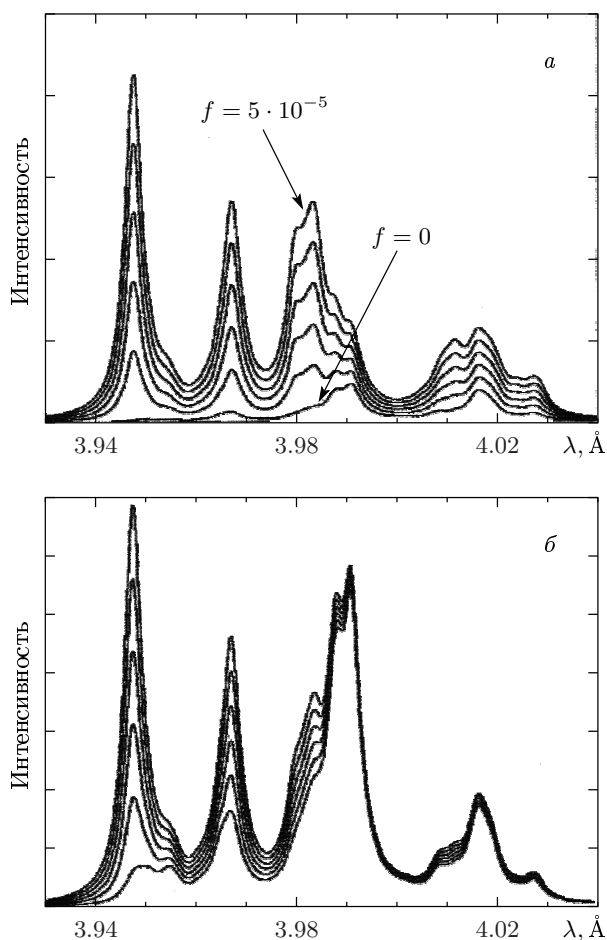


Рис. 5. Спектр излучения аргонной плазмы с электронной плотностью $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и различными значениями электронной температуры $T_e = 180$ (а) и 220 (б) эВ и доли быстрых электронов $f = 0, 10^{-5}, 2 \cdot 10^{-5}, 3 \cdot 10^{-5}, 4 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-5}$ в спектральном диапазоне $3.9\text{--}4.2 \text{ \AA}$

На рис. 4 показана зависимость эмиссионных спектров аргонной плазмы от ее плотности. Можно видеть, что для однотемпературного случая ($f = 0$) увеличение электронной плотности до значений порядка 10^{22} см^{-3} существенно не меняет спектр излучения в области расположения линии He_α и ее спутников.

Рисунок 5 демонстрирует зависимость спектров от электронной температуры. Из этого рисунка видно, что при $f = 0$ спектр гораздо более чувствителен к температуре, чем к плотности плазмы. Видно также, что влияние горячих электронов на спутниковые переходы резко уменьшается при увеличении температуры.

Из приведенных результатов следует, что, когда

горячие электроны отсутствуют ($f = 0$), интенсивности Li-подобных спутников k, j много больше, чем интенсивности спутников $q, r, a-d$. При не слишком высокой плотности плазмы преобладание столкновительных спутников $q, r, a-d$ в наблюдаемых спектрах может быть объяснено только присутствием горячих электронов (вообще говоря, аналогичная структура интенсивностей Li-спутников может наблюдаться в однотемпературной сверхплотной плазме с $N_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$, но такое предположение не позволяет объяснить ни интенсивности спутниковых структур других ионов, ни интенсивности интеркомбинационной линии).

3.3. Сравнение результатов расчета с наблюдаемым спектром

Результаты кинетических вычислений, описанных выше, использовались для моделирования эмиссионных спектров плазмы, наблюдаемых в наших экспериментах. Так как экспериментальные данные были получены без временного разрешения и плазма не была однородна, было необходимо рассчитать спектры для всех пространственных областей плазмы и далее суммировать полученные результаты для всех моментов времени. Пространственные и временные свойства плазмы моделировались с использованием простых зависимостей, описанных выше. Использовались значения $T_{cold} = 190 \text{ эВ}$ и $T_{hot} = 5 \text{ кэВ}$.

Результаты, приведенные на рис. 6, показывают, что при выборе

$$\tau = \tau_1/\tau_2 = 1, \quad \beta = (r_{hot}/r_{cold})^3 = 4 \cdot 10^{-7}$$

предложенная модель очень хорошо описывает экспериментальные спектры. Небольшое различие экспериментального и теоретического спектров связано с присутствием на спектрограмме линии $\text{He}_\gamma \text{ Ar XVIII}$ ($\lambda = 3.1996 \text{ \AA}$), попадающей из пятого порядка отражения и не учитываемой в расчете, сделанном для интервала $3.93\text{--}4.04 \text{ \AA}$.

Теоретический спектр, представленный на рис. 6, является суммой спектров, испускаемых различными плазменными областями в различные моменты времени. Интересно понять, какая стадия эволюции плазмы дает основной вклад в ее полное излучение. Расчеты показали, что основная часть излучения плазмы обусловлена стадией С. Преплазменная стадия оказывается существенной только для Ве-подобных спутников и Li-подобных «диэлектронных» спутников k, j . Из расчетов также следует, что на стадии С почти все излучение

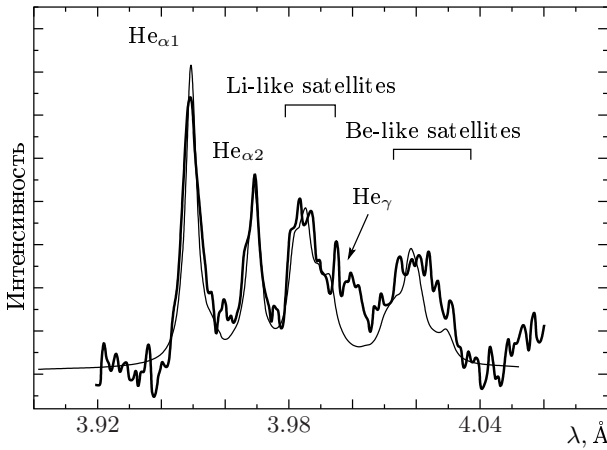


Рис. 6. Сравнение излучательного спектра фемтосекундной плазмы аргонных кластеров (толстая линия) с модельным расчетом (тонкая линия) для спектральной области, содержащей линию He_{α} иона $Ar XVII$. Теоретические спектры рассчитаны при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_{cold} = 190 \text{ эВ}$ и $T_{hot} = 5 \text{ кэВ}$

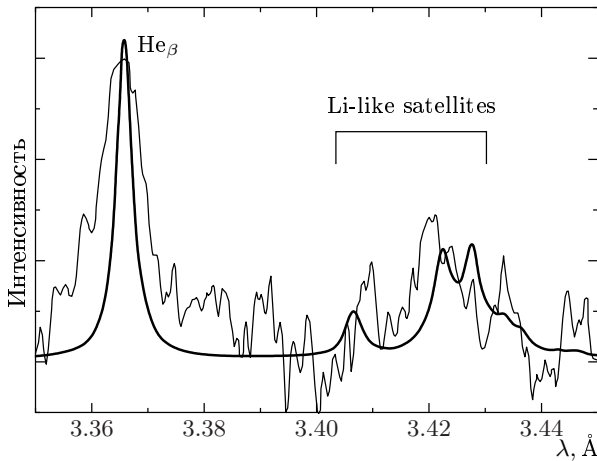


Рис. 7. Сравнение излучательного спектра фемтосекундной плазмы аргонных кластеров (тонкая линия) с модельным расчетом (толстая линия) для спектральной области, содержащей линию He_{β} иона $Ar XVII$. Теоретические спектры рассчитаны при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_{cold} = 190 \text{ эВ}$ и $T_{hot} = 5 \text{ кэВ}$

He-подобных и Li-подобных ионов обусловлено наиболее плотными плазменными областями и плазма низкой плотности вносит заметный вклад лишь в интенсивности Be-подобных линий и в k -, j -переходы Li-подобного иона.

Рассматриваемая модель с теми же самыми значениями всех параметров плазмы была использована

для расчета излучательного спектра в диапазоне $3.35\text{--}3.45 \text{ \AA}$, где расположена линия He_{β} $Ar XVII$. Рисунок 7 показывает достаточно хорошее согласие с экспериментом и для этого спектрального интервала.

Из рассматриваемой модели следует, что лишь незначительное количество H-подобных ионов $Ar XVIII$ может образовываться в процессе нагрева кластеров в условиях нашего эксперимента. Этот вывод также подтверждается тем фактом, что наблюдать линию Ly_{α} H-подобного $Ar XVIII$ нам не удалось.

Следует подчеркнуть, что однотемпературная стационарная кинетическая модель не является адекватной для случая нагрева кластеров фемтосекундными лазерными импульсами, и попытки ее использования для диагностики такой плазмы могут дать совершенно неправильные результаты. Так, например, наилучшее согласие однотемпературной модели со спектром, наблюдаемым в диапазоне $3.92\text{--}4.00 \text{ \AA}$ (линии $He_{\alpha1,2}$ и Li-сателлиты), получается при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 550 \text{ эВ}$. Но согласие такой модели с экспериментальными данными очень плохое, а рассчитанный при этих же параметрах спектр в области линии He_{β} абсолютно не соответствует эксперименту.

Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных доказывает присутствие горячих электронов в кластерной плазме, созданной интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом. Вообще говоря, сопоставление экспериментальных и модельных спектров дает возможность измерить среднюю энергию горячих электронов. Однако зависимость спектра от энергии горячих электронов определяется через параметр

$$(r_{hot}/r_{cold})^3 \exp(-E_{exc}/T_{hot})/T_{hot}^{1/2},$$

и для измерения T_{hot} необходимы независимые измерения величины $(r_{hot}/r_{cold})^3$, представляющей собой относительное количество горячих электронов. К сожалению, эта величина в наших экспериментах не могла быть измерена.

Таким образом, мы показали, что взаимодействие высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса, имеющего пикосекундный предимпульс, с кластерами аргона может использоваться для создания яркого рентгеновского источника. На первый взгляд может показаться, что наш результат противоречит заключению, сделанному в работе [1]. Однако в экспериментах [1] длительность предимпульса составляла несколько наносекунд. За это время кластеры полностью разрушались, и к

моменту прихода основного импульса в плазме не оставалось пространственных областей с критической плотностью. При этих условиях фемтосекундный импульс практически не поглощался, нагрева плазмы не происходило, и, как следствие, рентгеновское излучение не регистрировалось. Это полностью соответствует сделанному нами ранее выводу о неэффективности создания плазмы в режиме $\tau_{\text{prepulse}} \gg \tau_{\text{expansion}}$. Наши эксперименты соответствовали условию $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$. В этом случае длительность предимпульса недостаточна для создания однородной разреженной непоглощающей плазмы.

Лазерно-кластерное взаимодействие в режиме $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$ позволяет получать плазму, ионизационное состояние которой определяется свойствами предимпульса, а температура (или, точнее, характерная энергия) горячих электронов — интенсивностью основного импульса. Из этого следует, что изменяя соотношение интенсивности импульса и предимпульса, можно довольно просто управлять степенью нестационарности плазмы.

Такая плазма представляет особый интерес, в первую очередь, для задач атомной спектроскопии, поскольку дает возможность исследовать уровни ионов, эффективно заселяемые при столкновительном возбуждении или ионизации внутренних оболочек многоэлектронных высокозарядных ионов. С другой стороны, плазма с такими свойствами может найти и некоторое практическое применение, например, в задаче создания рентгеновских лазеров на переходах в Ne- и Ni-подобных ионах, поскольку здесь естественным образом реализуются условия, оптимальные для достижения больших значений инверсной заселенности уровней (см., например, [41–44]).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе мы рассмотрели два круга вопросов, связанных с нагревом кластеров сверхкороткими лазерными импульсами. Во-первых, была рассмотрена численная модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе и было показано, что детальные исследования двухфазных газодинамических процессов в сопле, формирующем струю, позволяют получить пространственные распределения всех параметров кластеров, необходимых для корректного расчета нагрева кластеров короткими лазерными импульсами. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций, показывают, что в ряде случаев

возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распределения оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными. Во-вторых, мы рассмотрели физическую модель создания плазмы в режиме $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$ и показали, что сопоставление наблюдаемых рентгеновских спектров с результатами детальных расчетов ионной кинетики дает возможность определения основных параметров создаваемой плазмы. Зависимости параметров плазмы от величины лазерного контраста, длительности импульса и размера кластеров требуют отдельного подробного исследования.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
2. T. Ditmire, J. Zewelback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton, *Nature* **398**, 490 (1999).
3. A. McPherson, B. D. Tompson, A. B. Borisov, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Nature* **370**, 631 (1994).
4. T. Ditmire, R. A. Smith, J. W. G. Smith, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3121 (1997).
5. Y. L. Shao et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3343 (1996).
6. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, R. A. Smith, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Nature* **386**, 54 (1997).
7. 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).
8. E. M. Snyder, S. A. Buzza, and A. W. Castleman, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3347 (1996).
9. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix, P. Meynadier, O. Gobert, D. Normand, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and N. E. Andreev, *JETP Lett.* **68**, 454 (1998).

10. С. Добош, М. Шмидт, М. Педрикс, П. Мейндир, О. Гобер, Д. Норман, К. Эллерт, Т. Бленски, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, Н. Е. Андреев, *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
11. J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Haas, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2634 (2000).
12. E. Parra, T. Alexeev, J. Fan, K. Y. Kim, S. J. McNaught, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. E* **62**, 35931 (2000).
13. P. Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
14. К. Стенц, В. Багно, Ф. Бласко, Ж. Р. Роше, Ф. Салин, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, *КЭ* **30**, 721 (2000).
15. Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, Дж. Абдаллах мл., А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 54 (2000).
16. Н. Е. Андреев, М. В. Чеготов, М. Е. Вейсман, П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, Ф. Б. Розмей, М. Ю. Романовский, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 566 (1998).
17. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark, J. Cohen, R. P. Johnson, G. A. Kyrala, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and M. D. Wilke, in *Proc. of SPIE-97* **3157**, 10 (1997).
18. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, Дж. Абдаллах мл., Р. Е. Х. Кларк, Дж. Кохен, Р. П. Джонсон, Г. А. Кирала, М. Д. Вилке, А. Л. Остерхельд, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 489 (1998).
19. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз et al., *Physica Scripta T* **80**, 536 (1999).
20. A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Cote, D. Umstadter, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and A. Ya. Faenov, *JQSRT* **65**, 367 (2000).
21. F. B. Rosmej, U. N. Funk, M. Gessel, D. H. H. Hoffmann et al., *JQSRT* **65**, 477 (2000).
22. R. A. Smith, J. W. G. Tisch, T. Ditmire, E. Springate, N. Hay, M. B. Mason, E. T. Gumbrell, A. J. Comley, L. C. Mountford, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Physica Scripta T* **80**, 35 (1999).
23. O. F. Hagena and W. Obert, *J. Chem. Phys.* **56**, 1793 (1972).
24. O. F. Hagena, *Surf. Sci.* **106**, 101 (1981).
25. O. F. Hagena, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 2374 (1992).
26. У. Г. Пирумов, Г. С. Росляков, *Газовая динамика сопел*, Наука, Москва (1990).
27. Г. А. Салтанов, *Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике*, Наука, Москва (1979).
28. Л. Е. Стернин, *Основы газодинамики двухфазных течений в соплах*, Машиностроение, Москва (1974).
29. М. Е. Дейч, Г. А. Филиппов, *Газодинамика двухфазных сред*, Энергоиздат, Москва (1981).
30. Р. А. Ткаленко, *Изв. АН СССР, МЖГ*, № 6 (1972).
31. Р. Курант, К. Фридрихс, *Сверхзвуковое течение и ударные волны*, ИЛ, Москва (1950).
32. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин, В. М. Дякин, Т. А. Пикуз, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, А. Р. Мингалеев, *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
33. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, *J. X-Ray Sci. and Techn.* **5**, 323 (1995).
34. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price, R. Shepherd, R. E. Stewart, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, L. Palladino, A. Reale, A. Scafati, and L. Reale, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 4049 (1998).
35. V. M. Dyakin, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, and M. Szczurek, *J. Quant. Electron.* **27**, 691 (1997).
36. E. Biemont, P. Quinet, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, J. Nilsen, V. M. Romanova, M. Scholz, L. Karpinski, and A. Szydowski, *Physica Scripta* **61**, 555 (2000).
37. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr, F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, *Phys. Rev. A* **63**, 021201(R) (2001).
38. T. Ditmire, P. K. Patel, R. A. Smith, J. S. Wark, S. J. Rose, D. Milathianaki, R. S. Marjoribanks, and M. H. R. Hutchinson, *J. Phys. B* **31**, 2825 (1998).
39. J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark, A. Ya. Faenov, L. Karpinski, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, M. Sadowski, M. Scholz, and A. Szydowski, *JQSRT* **62**, 85 (1999).
40. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, M. D. Wilke, G. A. Kyrala, and R. E. H. Clark, *JQSRT* **62**, 1 (1999).

41. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnurer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997).
42. J. Dunn, A. L. Osterheld, V. N. Shlyaptsev, J. R. Hunter, R. Shepherd, R. E. Stewart, and W. E. White, in *Proc. of Atomic Processes in Plasmas: 11th APS Topical Conf.*, ed. by E. Oks and M. S. Pindzola, CP443, American Institute of Physics (1998).
43. J. Dunn, A. L. Osterheld, V. N. Shlyaptsev, Y. Li, J. Nilsen, R. Shepherd, and L. B. Da Silva, in *Proc. of the 6th Int. Conf. on X-Ray Lasers, Kyoto, Japan*, ed. by Y. Kato, H. Takuma, and H. Daido, Institute of Physics, Conference Series Number 159, Bristol and Philadelphia, 51 (1998).
44. J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev, and R. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2825 (1998).