

01;03;07;12

О генерации крупных кластеров при формировании газоструйных лазерных мишеней

© А.С. Болдарев, В.А. Гасилов, А.Я. Фаенов

Институт математического моделирования РАН,
125047 Москва, Россия
e-mail: boldar@imamod.ru

(Поступило в Редакцию 6 августа 2003 г.)

Рассмотрена задача повышения среднего размера кластеров в газоструйных лазерных мишенях. С использованием математической модели образования кластеров исследована зависимость среднего размера кластеров от геометрических факторов используемого сопла, таких как длина и скорость расширения. Найдена форма сопла, обеспечивающая получение кластеров микронного размера. Проведены подробные исследования параметров газоструйной мишени, получаемой с использованием этого сопла.

Введение

В настоящее время широкое распространение получили экспериментальные исследования взаимодействия мощных фемтосекундных лазерных импульсов с кластерными мишенями, представляющими собой истекающие в вакуум струи газов, содержащие кластеры [1–24]. Наличие кластеров в газовой струе принципиально меняет характер поглощения такой мишенью лазерного излучения, так как в кластерах, имеющих плотность порядка твердотельной, наблюдается резкое повышение эффективности поглощения лазерного излучения.

Как было показано [15,18–20,24], увеличение размеров кластеров в мишени приводит к заметному увеличению выхода рентгеновского излучения и степени ионизации образующейся плазмы. Это объясняется тем, что крупные кластеры в меньшей степени, чем мелкие, успевают разрушиться предимпульсом, поэтому в плазме, взаимодействующей с основным лазерным импульсом, имеются более четко выраженные плотные области. Соответственно возрастает фракция горячих электронов.

В [10,13,23] соотношение между продолжительностью предимпульса τ_{prepulse} и временем разлета кластера $\tau_{\text{expansion}}$ рассматривалось как один из важнейших параметров, определяющих процесс взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Было отмечено, что при $\tau_{\text{prepulse}} \gg \tau_{\text{expansion}}$ кластеры успевают полностью исчезнуть еще до прихода основного импульса и характер взаимодействия будет таким же, как для газовой мишени (с характерной для нее малой эффективностью поглощения лазерного излучения). Интерес для экспериментального исследования представляет, таким образом, случай $\tau_{\text{prepulse}} \sim \tau_{\text{expansion}}$, когда кластеры успевают лишь частично разрушиться предимпульсом. Так как длительностью предимпульса управлять достаточно сложно, основным способом повышения отношения $\tau_{\text{expansion}}/\tau_{\text{prepulse}}$ остается увеличение времени разлета кластера. Время разлета кластера тем больше, чем больше размер кластера. Например, в [23] $\tau_{\text{expansion}}$

оценивалось по формуле

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

где Z_n, m_i — заряд ядра и масса иона; N_{cr} — критическая плотность для используемого лазера; T_e — температура электронов.

Значит, время разлета оказывается пропорциональным линейному размеру кластера L_{cl} .

Таким образом, задача повышения размеров кластеров представляет несомненный интерес для увеличения поглощения лазерного излучения и увеличения выхода рентгеновского излучения. Кроме того, эксперимент с более крупными, чем используемые в настоящее время в экспериментах (до $0.1 \mu\text{m}$), кластерами представляет интерес с точки зрения поиска резонансных эффектов лазерного поглощения. Дело в том, что длина волны титан-сапфирового лазера, обычно использовавшегося в экспериментах [6–24], составляет $0.8 \mu\text{m}$ и при увеличении среднего размера кластера до этого значения и выше будет наблюдаться качественно иной характер взаимодействия электромагнитной волны лазерного излучения с отдельными кластерами.

Однако условиями эксперимента или тем или иным приложением обычно накладываются определенные требования к пространственной структуре кластерной мишени. Так, обычно желательно иметь как можно более однородное распределение параметров мишени в пространстве. При этом для экспериментов с рентгеновским лазером желательно создать такую пространственно однородную кластеризованную среду в области сравнительно большой протяженности. В некоторых других приложениях, наоборот, может потребоваться мишень с малой пространственной протяженностью, не превосходящей размеры фокального пятна лазерного луча, чтобы избежать поглощения возникающего рентгеновского излучения в периферийной части мишени, не нагреваемой лазером.

Задача проектирования кластерной мишени, т.е. подбор надлежащей формы сопла, рабочего вещества, на-

чальных давления и температуры для обеспечения заданных параметров мишени (размер кластеров, пространственная протяженность однородной кластеризованной среды либо пространственное распределение параметров), наталкивается на определенные трудности, связанные со сложностью физических процессов, приводящих к образованию кластеров в газовых струях (гомогенная конденсация переохлажденного газа). Как представляется, эта задача может быть решена с помощью математической модели сопловых течений с гомогенной конденсацией, примененной нами [16,17,23,25] к процессам формирования кластерной мишени. Полученные в [16,17,20,23–25] расчетные распределения параметров двухфазной среды за срезом сопла качественно согласовывались с наблюдавшейся в экспериментах картиной. Кроме того, недавно [26] было достигнуто количественное соответствие между расчетом и экспериментом по таким параметрам, как средний размер кластера и концентрация кластеров, для некоторого диапазона входных параметров (аргон при 20–60 bar, диаметр кластеров до $0.07 \mu\text{m}$). Это позволяет предположить, что используемая нами модель в целом верно описывает кинетику образования кластеров и поэтому может использоваться для расчетов параметров кластерной мишени.

В настоящей работе сделана попытка применения численной методики моделирования кластерной мишени [16,17,23,25] к задаче подбора формы сопла, обеспечивающего получение кластеров диаметром $\sim 1 \mu\text{m}$. При этом учитывались также требования создать по возможности пространственно однородную кластерную среду с возможно большими значениями концентрации кластеров.

Ранее [16,17,20,23–25] с использованием этой численной методики моделирования кластерной мишени нами были проведены расчеты, относящиеся к двум использовавшимся в экспериментах соплам (рис. 1, *a, b*). На рис. 2 представлены некоторые результаты этих расчетов в виде пространственных распределений среднего радиуса кластера на расстоянии 1.5 mm от среза сопла. Анализ этих расчетных данных позволяет сделать следующие выводы, от которых можно отталкиваться при решении поставленной задачи. Во-первых, сопло конической формы (рис. 1, *b*) дает намного более равномерное пространственное распределение кластеров, чем сопло Лавалья (криволинейный канал с параболической образующей, имеющий цилиндрический участок перед выходным сечением; рис. 1, *a*). Кроме того, средний размер кластера в случае конического сопла заметно выше. Причины этого подробно обсуждались в [16,23,25]. Наконец, видно, что средний размер кластера возрастает с ростом начального давления и при прочих равных условиях криптоновый кластер крупнее аргонового. Это происходит потому, что при увеличении начального давления состояние газа приближается к линии насыщения и при сопловом расширении раньше начинается конденсация. То же самое происходит при переходе от аргона к криптону: криптон имеет более высокую

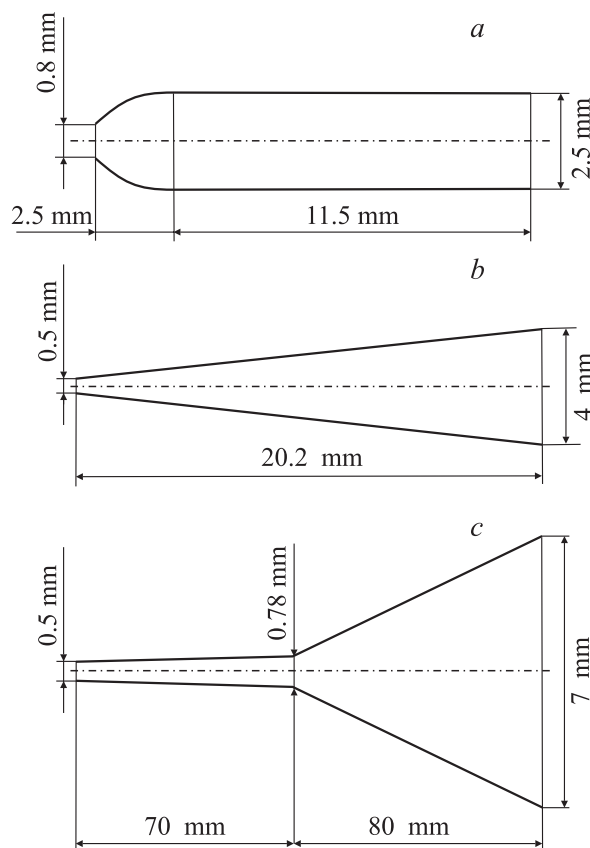


Рис. 1. Формы сопел, использовавшихся в экспериментах ранее (*a* — сопло Лавалья, *b* — коническое сопло) и оптимизированная форма сопла для получения микронных кластеров (*c*).

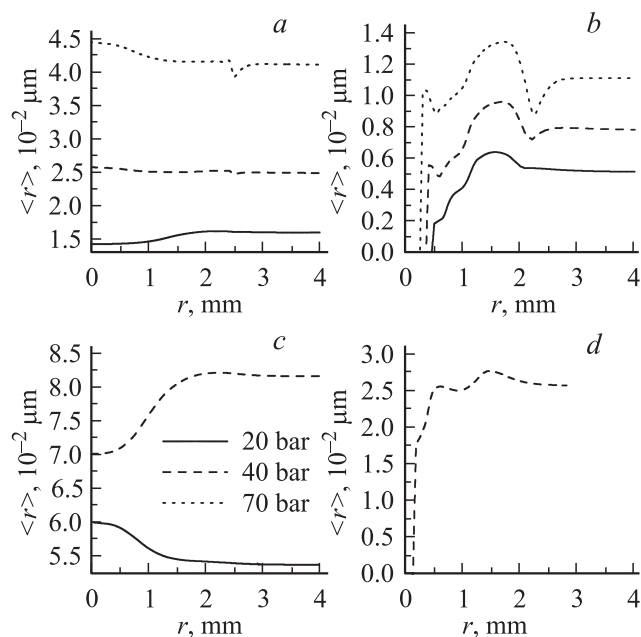


Рис. 2. Средний радиус кластера для аргона и криптона при разных начальных давлениях для сопел разной формы: *a* — аргон, коническое сопло; *b* — аргон, сопло Лавалья; *c* — криптон, коническое сопло; *d* — криптон, сопло Лавалья.

температуру насыщения или при той же температуре более низкое давление насыщения, чем аргон.

Однако видно, что даже при самых благоприятных условиях средний диаметр кластера намного меньше $1 \mu\text{m}$. В принципе можно было бы увеличить средний диаметр кластеров, повышая начальное давление. Однако сильно повысить начальное давление (например, на порядок), скорее всего, не удастся по причинам технического характера, а слабое повышение входного давления (скажем, до 100 bar) вызовет недостаточное увеличение размеров кластеров. Поэтому будем искать форму сопла, обеспечивающую получение крупных кластеров при умеренных значениях начального давления. За основу при этом возьмем коническое сопло как обеспечивающее более равномерное пространственное распределение параметров кластерной мишени.

Математическая модель соплового течения с кластерообразованием

Мы применяем описание двухфазного мелкодисперсного потока, каковым является течение газа с кластерами, с помощью усредненных параметров всей среды (плотность ρ , скорость \mathbf{v} и удельная внутренняя энергия ε) и моментов функции распределения кластеров по их радиусам

$$\rho\Omega_n = \int_0^\infty f(r, \mathbf{x}, t) r^n dr; \quad n = 0, \dots, 3.$$

Так как по своему физическому смыслу третий момент Ω_3 связан с массовым соотношением фаз

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

(β — степень сухости, т.е. массовая доля газовой фазы; ρ_l — плотность жидкости), то такой подход позволяет при некоторых дополнительных предположениях выписать замкнутую систему дифференцированных уравнений в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\text{grad} P, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \rho \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) + \text{div} \left(\rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right) = -\text{div} P \mathbf{v}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \Omega_0}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v} \Omega_0) = I, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho \Omega_n}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v} \Omega_n) = I r_*^n + n \dot{\rho} \rho \Omega_{n-1} \quad (n = 1, 2), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v} \beta) = -\frac{4}{3} \pi \rho_l r_*^3 I - 4 \pi \rho_l \dot{\rho} \Omega_2, \quad (6)$$

где давление P вычисляется из уравнения состояния

$$P = P(\rho, \varepsilon, \beta) = \rho \frac{\varepsilon + (1 - \beta)L_s}{\frac{\gamma}{\beta(\gamma - 1)} - 1}, \quad (7)$$

L_s — удельная теплота фазового перехода, γ — показатель адиабаты.

Кинетика образования и роста кластеров определяется выражениями для радиуса критического зародыша r_* , скорости роста кластера \dot{r} и скорости ядрообразования I . Мы использовали выражения

$$r_* = \frac{2\sigma}{\rho_l R T \ln(P/P_s)}, \quad (8)$$

$$\dot{r} = \frac{P}{\rho_l \sqrt{2\pi R T}} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_s(P)}} \right), \quad (9)$$

$$I = \frac{1}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma\mu}{\pi N_A}} \left(\frac{P}{kT} \right)^2 \exp \left(-\frac{4\pi\sigma r_*^2}{3kT} \right), \quad (10)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, R — газовая постоянная, $P_s(T)$ — давление насыщения при заданной температуре, $T_s(P)$ — температура насыщения при заданном давлении, μ — молярная масса газа, N_A — число Авогадро, k — постоянная Больцмана.

Входящую в эти выражения температуру T можно вычислить как

$$T = \frac{P}{\beta Z \rho R},$$

где Z — коэффициент сжимаемости.

Система уравнений (1)–(6) решается в двумерной или в квазиодномерной постановке в расчетной области, соответствующей внутренней полости сопла и (для двумерного случая) части открытого пространства за его срезом. На входной границе ставятся граничные условия равенства параметров торможения заданным значениям P_0, T_0

$$\varepsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} = \varepsilon_0 + \frac{P_0}{\rho_0},$$

$$S(P, \rho) = S(P_0, \rho_0),$$

где S — энтропия.

Природа конкретного газа (аргон, криптон и т.д.) входит в уравнения модели, таким образом, через следующие параметры: $\rho_l(T)$ — плотность жидкости; $\sigma(T)$ — коэффициент поверхностного натяжения; μ — молярная масса; $P_s(T)$ и $T_s(P)$ — функции, определяющие форму линии насыщения; L_s — удельная теплота парообразования; γ — показатель адиабаты; Z — коэффициент сжимаемости.

Более подробное описание модели приведено в [23,25]. Вопросы реализации модели, используемые численные методы и т.п. рассматриваются в [25].

Результаты квазиодномерных расчетов некоторых конических сопел

α	L, mm	P_0, bar	β	$n_{\text{clust}}, 10^{11} \text{cm}^{-3}$	$\langle r \rangle, \mu\text{m}$	$\sigma(r), \mu\text{m}$	$\langle N \rangle, 10^5$	$n_{\text{at}}, 10^{18} \text{cm}^{-3}$	$n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}, 10^{-8}$
3.065	10.1	20	0.88	45	0.017	0.0028	5.2	20	22
3.065	10.1	40	0.86	28	0.028	0.0041	21	40	7.0
3.065	10.1	60	0.84	25	0.035	0.0047	39	60	4.1
3.065	20.2	20	0.88	11	0.028	0.0044	22	20	5.5
3.065	20.2	40	0.86	6.8	0.045	0.0061	84	40	1.7
3.065	20.2	60	0.84	5.6	0.057	0.0071	170	60	0.94
3.065	40.4	20	0.88	2.5	0.046	0.0069	99	20	1.2
3.065	40.4	40	0.85	1.4	0.076	0.010	410	40	0.36
3.065	40.4	60	0.84	1.1	0.098	0.012	860	60	0.19
6.13	10.1	20	0.80	60	0.012	0.0017	1.6	4.7	130
6.13	10.1	40	0.77	42	0.018	0.0021	5.2	9.4	45
6.13	10.1	60	0.75	35	0.022	0.0026	10	14	25
6.13	20.2	20	0.79	16	0.018	0.0025	6.1	4.7	34
6.13	20.2	40	0.76	11	0.027	0.0033	20	9.4	12
6.13	20.2	60	0.75	9.2	0.035	0.0039	39	14	6.5
6.13	40.4	20	0.79	4.3	0.029	0.0035	23	4.7	9.1
6.13	40.4	40	0.76	2.4	0.046	0.0055	94	9.4	2.5
6.13	40.4	60	0.74	1.9	0.059	0.0069	190	14	1.4
12.258	10.1	20	0.73	55	0.008	0.0011	0.54	1.1	490
12.258	10.1	40	0.70	42	0.012	0.0015	1.6	2.2	190
12.258	10.1	60	0.68	37	0.014	0.0017	2.9	3.3	110
12.258	20.2	20	0.73	19	0.012	0.0015	1.6	1.1	170
12.258	20.2	40	0.70	12	0.018	0.0021	5.5	2.2	55
12.258	20.2	60	0.68	9.6	0.023	0.0027	11	3.3	29
12.258	40.4	20	0.72	4.8	0.019	0.0024	6.5	1.1	43
12.258	40.4	40	0.69	2.7	0.030	0.0038	25	2.2	12
12.258	40.4	60	0.68	1.9	0.039	0.0048	56	3.3	5.8

Подбор формы сопла

Таким образом, ставится задача подбора формы сопла, обеспечивающего получение микронных кластеров в возможно большем количестве в струях аргона и криптона. Мы ограничиваем задачу, приняв начальные параметры газа $P_0 = 60 \text{ bar}$, $T_0 = 293 \text{ K}$, критический диаметр сопла 0.5 mm , выходной диаметр 7 mm — это наиболее характерные параметры для используемых сопел. Также мы рассматриваем лишь сопла с образующей, представляющей собой ломаную линию.

Многочисленные расчеты и наблюдения за сопловыми течениями гомогенно конденсирующего пара показывают, что в наиболее типичном случае в таких течениях образуется так называемый скачок конденсации — сравнительно тонкий слой, в котором происходит интенсивное образование зародышей жидкой фазы и, как следствие, переход пара из метастабильного переохлажденного состояния в состояние, близкое к равновесному. Течение ниже скачка конденсации обычно характеризуется равновесными параметрами среды, т.е. там происходит лишь рост образовавшихся зародышей, а новые зародыши не образуются.

Из этого можно сделать вывод, что размер кластера должен в основном определяться количеством зародышей, образующихся в скачке конденсации: чем меньше

будет зародышей, тем большие размеры они примут на выходе из сопла. В качестве начального ориентира было рассчитано несколько вариантов с коническими соплами по квазиодномерной модели (см. таблицу). В качестве исходных задавались три параметра: расширение сопла α — отношение выходного диаметра сопла к критическому, длина сопла L и начальное давление газа P_0 . Начальная температура во всех вариантах предполагалась $T_0 = 293 \text{ K}$, газ — аргон, сопло представляло собой усеченный конус. В правой части таблицы приведены рассчитанные параметры для каждого из вариантов, соответствующие выходному сечению сопла. Используются следующие обозначения: n_{clust} — концентрация кластеров, $\langle r \rangle$ — средний радиус кластера, $\sigma(r)$ — среднеквадратичное отклонение радиуса от среднего значения, $\langle N \rangle$ — среднее количество атомов в кластере, n_{at} — средняя концентрация всех атомов в двухфазной среде мишени.

Анализ таблицы показывает, что средняя концентрация атомов n_{at} не зависит от длины сопла, а однозначно определяется расширением сопла и выходным давлением, причем зависимость от входного давления прямо пропорциональная. Это связано с тем, что этот параметр определяется чисто газодинамическими факторами и практически не подвержен изменениям из-за кластеризации.

Кроме того, значение степени сухости β тоже практически не зависит от длины сопла, а определяется лишь расширением и входным давлением. Это связано с тем, что на выходе из сопла, как было отмечено выше, мы имеем практически равновесную двухфазную среду. Поэтому соотношение количества фаз в этой точке определяется термодинамическим условием равновесия, а не кинетическими факторами, и не зависит от скорости расширения.

Тем не менее параметры, связанные с размерами кластеров (средний радиус $\langle r \rangle$, среднее число атомов $\langle N \rangle$), существенно зависят от длины сопла. Видно, что при фиксированных расширении и входном давлении кластеры тем крупнее, чем меньше скорость расширения. Этот вывод подтверждается также тем фактом, что концентрация кластеров понижается при повышении входного давления. Это связано с тем, что повышение входного давления приводит к смещению скачка конденсации вверх по потоку, а скорость расширения конического сопла там меньше из-за того, что сопло осесимметрично и площадь сечения пропорциональна квадрату радиуса сопла в этом сечении. Концентрация же кластеров n_{clust} , естественно, связана с их размерами, поскольку общее количество кластеризованного вещества однозначно определяется средней концентрацией атомов и степенью сухости.

Отсюда уже можно сделать основной качественный вывод: для получения крупных кластеров сопло должно расширяться как можно медленнее (по крайней мере, в области скачка конденсации), а для получения максимальной концентрации кластеров, наоборот, нужны быстрорасширяющиеся сопла.

Таким образом, дисперсные свойства среды на выходе из сопла определяются главным образом параметром $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$ — относительным количеством кластеров. Так как ниже скачка конденсации ядрообразования не происходит, эта величина возрастает в скачке конденсации от нуля до своего характерного для данного варианта значения, а дальше остается практически постоянной.

Между относительным количеством кластеров, средним числом атомов в кластере и степенью сухости существует очевидное соотношение

$$\frac{n_{\text{clust}}}{n_{\text{at}}} \langle N \rangle = 1 - \beta.$$

Пользуясь им, можно оценить значение $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$, необходимое для получения микронных кластеров. По сравнению с самым удачным вариантом из таблицы ($\alpha = 3.065$, $L = 40.4$ mm, $P_0 = 60$ bar) нам необходимо увеличить средний радиус в 5 раз, что соответствует 125-кратному увеличению $\langle N \rangle$. Однако из-за того, что в этом варианте $1 - \beta = 0.16$, тогда как конструируемое нами сопло имеет расширение $\alpha = 14$ и, следовательно, $1 - \beta$ на его выходе будет не меньше 0.32, мы вправе рассчитывать на двукратное увеличение $1 - \beta$. Таким образом, относительное количество кластеров

должно уменьшиться в 62.5 раза и составить тем самым $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}} = 3 \cdot 10^{-11}$.

Следующим этапом был подбор конического сопла с таким углом расхождения, чтобы обеспечить это значение $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$. Проведя серию пробных квазиодномерных расчетов с уменьшающимися углами расхождения конического сопла, мы подобрали соответствующий конус: при длине 70 mm он имеет меньший диаметр 0.5 mm, а больший — 0.78 mm. При этом скачок конденсации наблюдается практически вблизи выходного сечения этого конуса.

Дальше стояла задача достроить это сопло до выходного диаметра 7 mm. Продолжать дальше конус с найденным углом расхождения вряд ли приемлемо, так как это привело бы к чрезмерно большой общей длине сопла (свыше 1.5 mm), что повлекло бы большие трудности как при изготовлении такого сопла, так и при экспериментах с ним. Поэтому было решено достроить сопло конусом с более быстрым расширением. Так как в этой части сопла образование новых кластеров не происходит, более быстрое расширение газа ниже скачка конденсации не должно ухудшить параметры среды (а именно $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$), достигнутые в скачке конденсации.

Однако, как показали пробные квазиодномерные расчеты, слишком быстрое расширение газа, содержащего очень мало центров конденсации, приводит к появлению второго скачка конденсации уже в быстрорасширяющейся части сопла. При этом параметр $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$ на несколько порядков увеличивается и, как следствие, микронные кластеры на выходе из такого сопла не получаются.

В связи с этим второй, быстрорасширяющийся, конус также пришлось сделать сравнительно длинным. По проведенным квазиодномерным расчетам, приемлемые результаты получаются при его длине 80 mm.

Расчет сопла

Таким образом, было сконструировано сопло (рис. 1, c) общей длиной 150 mm, представляющее собой два соприкасающихся основаниями усеченных конуса. Первый, малый, конус расширяется от диаметра 0.5 mm (критический диаметр сопла) до диаметра 0.78 mm на длине 70 mm. Второй, большой, конус расширяется от диаметра 0.78 mm до диаметра 7 mm на длине 80 mm.

На рис. 3–4 показаны полученные в квазиодномерных расчетах распределения вдоль сопла некоторых величин. Расчеты проведены для начального давления $P_0 = 60$ bar для аргона (сплошная кривая) и криптона (штриховая линия).

Обычно криптон, имеющий более высокую температуру кипения, чем аргон, при том же давлении, дает скачок конденсации, расположенный выше по потоку, чем аргон при тех же условиях. Как правило, при этом получаются и более крупные кластеры. Как видно, в данном варианте криптоновые кластеры лишь ненамного больше аргоновых.

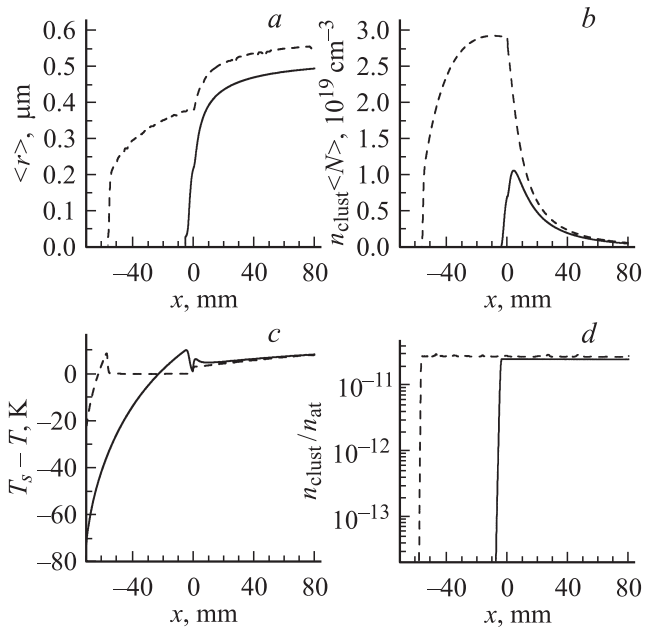


Рис. 3. Распределения величин вдоль сопла в квазиодномерном расчете: *a* — средний радиус кластера $\langle r \rangle$; *b* — концентрация кластеризованных атомов $n_{\text{clust}} \langle N \rangle$; *c* — переохлаждение $T_s - T$ (— — аргон, --- — криптон); *d* — относительное количество кластеров $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$.

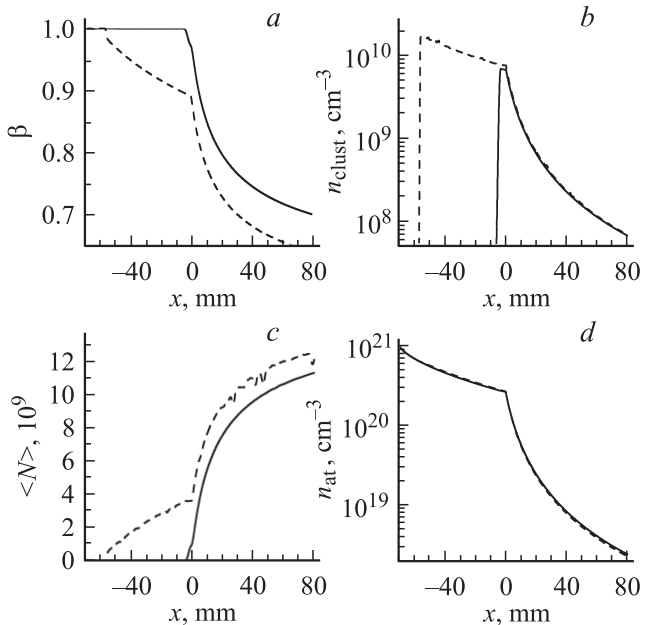


Рис. 4. Распределения величин вдоль сопла в квазиодномерном расчете: *a* — степень сухости β ; *b* — концентрация кластеров n_{clust} ; *c* — среднее количество атомов в кластере $\langle N \rangle$; *d* — средняя концентрация атомов n_{at} (— — аргон, --- — криптон).

Также из рис. 3, *c* видно, что течение в большом конусе (при $x > 0$) уже не является равновесным: переохлаждение в нем растет как для аргона, так и

для криптона. Однако при данных условиях в большом конусе, как видно, не происходит зародышеобразования (относительное количество кластеров $n_{\text{clust}}/n_{\text{at}}$ остается равным $\approx 3 \cdot 10^{-11}$ и не возрастает). Поэтому образовавшиеся в малом конусе кластеры к выходу из сопла достигают микронных размеров.

На рис. 5 показаны поперечные распределения некоторых величин на расстоянии 1.5 мм ниже по потоку от среза сопла, полученные из двумерных расчетов. Как видно, распределения величин отличаются большой степенью пространственной однородности и хорошо согласуются со значениями, полученными из квазиодномерных расчетов. Это неудивительно, поскольку сопло по необходимости оказалось очень длинным и узким, с чрезвычайно медленным изменением сечения, поэтому для него квазиодномерная модель должна давать хорошие результаты.

Наряду с соплом (рис. 1, *c*) был рассмотрен также укороченный вариант этого сопла. Укороченное сопло отличается тем, что большой конус (при сохранении угла расширения) расширяется не до 7, а до 2 мм. При этом длина большого конуса становится равной 15.7 мм. Такое укороченное сопло рассматривалось потому, что, как видно из рис. 3, *a*, на протяжении большей части большого конуса средний радиус кластера возрастает незначительно. В то же время концентрация кластеров (рис. 4, *b*) убывает очень существенно. Поэтому, исполь-

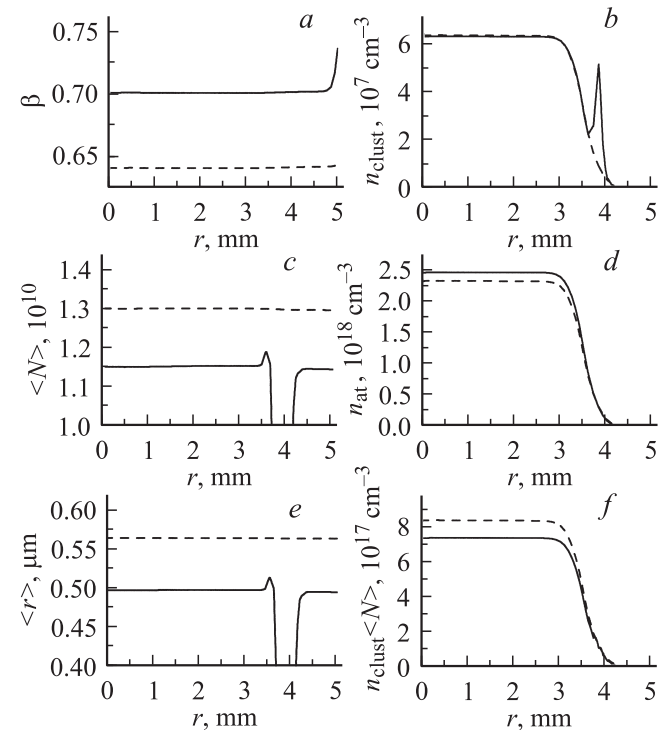


Рис. 5. Распределения величин поперек струи в 1.5 мм от среза сопла, двумерный расчет: *a* — степень сухости β (— — аргон, --- — криптон); *b* — концентрация кластеров n_{clust} ; *c* — среднее количество атомов в кластере $\langle N \rangle$; *d* — концентрация атомов n_{at} ; *e* — средний радиус кластера $\langle r \rangle$; *f* — концентрация кластеризованных атомов $n_{\text{clust}} \langle N \rangle$.

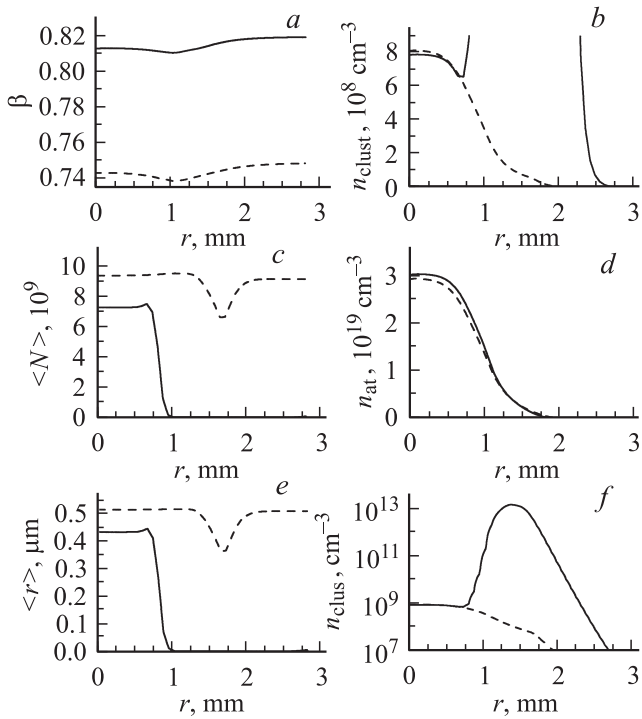


Рис. 6. Распределения величин поперек струи в 1.5 mm от среза укороченного сопла, двумерный расчет: *a* — степень сухости β ; *b* — концентрация кластеров n_{clust} ; *c* — среднее количество атомов в кластере $\langle N \rangle$; *d* — концентрация атомов n_{at} ; *e* — средний радиус кластера $\langle r \rangle$; *f* — концентрация кластеров, логарифмический масштаб (— — аргон, - - - - криптон).

зую укороченное сопло, мы можем надеяться получить кластерную мишень меньшей пространственной протяженности и с несколько меньшим средним размером кластера, но с заметно более высокой концентрацией кластеров. На рис. 6 приведены распределения величин в 1.5 mm от среза укороченного сопла. Видно, что концентрация кластеров действительно возросла на порядок, тогда как размер кластера (как для аргона, так и для криптона) уменьшился незначительно. Для укороченного сопла квазиодномерная модель работает не так хорошо и параметры поперек струи меняются более заметно, чем в случае длинного сопла. Однако и в этом случае имеется область диаметром примерно 1–1.5 mm, где параметры можно считать практически постоянными.

После выхода сверхзвуковой газовой струи из сопла происходит ее расширение в вакуум, заключающееся в том, что на границах струи формируются волны разрежения. В такой волне разрежения происходит дальнейшее расширение газа и, в частности, может возникнуть еще один скачок конденсации. При этом наблюдаем ту же картину, которая была в случае сопел с быстрым расширением — большая концентрация очень мелких кластеров. Этот эффект, разумеется, носит чисто двумерный характер, так как область применимости квазиодномерной модели ограничивается течением внутри сопла.

Проявления этого эффекта хорошо видны на рис. 6: на периферии струи размер аргоновых кластеров падает визуально до нуля, что сопровождается ростом концентрации кластеров. Этот рост настолько велик, что рис. 6, *b* не удалось отмасштабировать так, чтобы оба графика (для аргона и криптона) были одновременно видны, и пришлось посторить этот рисунок (рис. 6, *f*) в логарифмическом масштабе. Из этого рисунка видно, что концентрация аргоновых кластеров возрастает на четыре порядка.

Для криптона этот эффект выражен слабее: заметен лишь небольшой провал размера кластера (рис. 6, *c, e*), причем профиль концентрации (рис. 6, *b*) остается монотонным.

В существенно меньшей степени этот эффект (вторичное кластерообразование при расширении струи) проявляется для длинного сопла (рис. 5). Здесь заметен лишь небольшой всплеск концентрации аргоновых кластеров при $r \approx 3.8$ mm (рис. 5), сопровождающийся соответствующим снижением размера кластера (рис. 5, *c, e*). Для криптоновых кластеров этот эффект не наблюдается.

Заключение

В настоящей работе показана принципиальная возможность использования применяемой нами математической модели сопловых течений с гомогенной конденсацией для конструирования сопел, обеспечивающих заданные параметры кластерной мишени. Предложено сопло, обеспечивающее крупные (порядка $1 \mu\text{m}$) кластеры в струях аргона и криптона. Рассчитанное распределение параметров двухфазной среды на выходе из этого сопла характеризуется, помимо большого размера кластеров, еще и высокой степенью пространственной однородности.

Вместе с тем ранее такая модель не применялась для столь крупных кластеров и столь медленного расширения газа. Не исключено, что в реальности в таком сопле могут происходить эффекты, не учитываемые моделью, например дробление капель, а также возможен выход за границы применимости модели по каким-либо другим причинам. Например, ошибка в скорости зародышеобразования обычно приводит к смещению скачка конденсации вверх или вниз по потоку. В данном случае от того, попадет ли скачок конденсации в малый или большой конус, очень сильно зависят параметры среды на выходе из сопла. Поэтому экспериментальная проверка приведенных здесь результатов представляет большой интерес с точки зрения исследования адекватности модели и ее границ применимости.

Наряду с этим сопло, сконструированное в данной работе, позволяет поставить эксперимент с очень крупными ($\approx 1 \mu\text{m}$) кластерами, что приводит к существенному увеличению отношения $\tau_{\text{expansion}}/\tau_{\text{prepulse}}$. Это дает основание ожидать заметного увеличения выхода рентгеновского излучения и тем самым повышения эффективности преобразования энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение.

Работа выполнена при поддержке CRDF (проект RP1-2328-ME-02) и РФФИ (проект 02-01-00708).

Список литературы

- [1] *McPherson A., Tompson B.D., Borisov A.B. et al. // Nature. 1994. Vol. 370. P. 631.*
- [2] *Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M. et al. // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53. P. 3379.*
- [3] *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P. et al. // Nature. 1999. Vol. 398. P. 490.*
- [4] *Ditmire T., Smith R.A., Smith J.W.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 3121.*
- [5] *Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 2732.*
- [6] *Zweiback J., Smith R.A., Cowan T.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 2634.*
- [7] *Parra E., Alexeev T., Fan J. et al. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. P. R5931.*
- [8] *Lamour E., Dreuil S., Gauthier J.-C. et al. // Proceedings of SPIE. 2001. Vol. 4504. P. 97.*
- [9] *Rozet J.-P., Cornille M., Dobosz S. et al. // Physica Scripta. 2001. T92. P. 113.*
- [10] *Аугусте Т., Д'Оливейра П., Хулин С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 54.*
- [11] *Dobosz S., Schmidt M., Perdrix M. et al. // JETP Letters. 1998. Vol. 68. P. 485.*
- [12] *Стенц К., Багно В., Бласко Ф. и др. // Квантовая электроника. 2000 Т. 30. С. 721.*
- [13] *Abdallah J., Jr., Faenov A.Ya., Skobelev I.Yu. et al. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 032706.*
- [14] *Добош С., Шмидт М., Пердрикс М. и др. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 2051.*
- [15] *Магунов А.И., Пикуз Т.А., Скобелев И.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 412.*
- [16] *Болдарев А.С., Гасилов В.А., Бласко Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. С. 583.*
- [17] *Junkel-Vives G.C., Abdallah J., Jr., Auguste T. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 036410.*
- [18] *Junkel-Vives G.C., Abdallah J., Jr., Blasco F. et al. // JQSRT. 2001. Vol. 71. P. 417.*
- [19] *Junkel-Vives G.C., Abdallah J., Jr., Blasco F. et al. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 64. P. 021201(R).*
- [20] *Faenov A.Y., Skobelev I.Y., Magunov A.I. et al. // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4504. P. 121.*
- [21] *Junkel-Vives G.C., Abdallah J., Jr., Blasco F. et al. // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 66. P. 033204.*
- [22] *Hansen S.B., Shlyaptseva A.S., Faenov A.Y. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 046412.*
- [23] *Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Магунов А.И. и др. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 88.*
- [24] *Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Магунов А.И. и др. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 1124.*
- [25] *Болдарев А.С., Гасилов В.А. // Математическое моделирование. 2003. Т. 15. № 3. С. 55–73.*
- [26] *Boldarev A.S., Gasilov V.A., Blasco F. et al. // Proc. ECLIM. 2002. SPIE Proc. In press.*