

01;03;04;07

Расчетное оптимизационное исследование газоструйной мишени в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения

© А.В. Гарбарук,¹ Д.А. Демидов,¹ С.Г. Калмыков,² М.Э. Сасин²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: agarbaruk@cfд.spbstu.ru

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 8 июля 2010 г. В окончательной редакции 9 ноября 2010 г.)

Разработан расчетный метод оптимизации газовой струи ксенона, используемой в качестве мишени в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения. Метод основан на численном гидродинамическом моделировании струи, истекающей из сопла в вакуум, и последующем вычислении оптимизационного критерия, описывающего наблюдаемую интенсивность свечения плазмы. Применение этого метода делает возможным однозначный и объективный выбор оптимальных геометрий эксперимента и режимов истечения, в результате чего выход излучения может быть повышен в несколько раз. Произведено сравнение расчетных и описанных в литературе экспериментальных данных.

Введение

Задача повышения выхода коротковолнового излучения из плазмы в рассматриваемом источнике предполагает среди прочего увеличение плотности струи-мишени [1], что ведет, однако, к повышению плотности периферического газа и тем самым — к увеличению нежелательного самопоглощения излучения, как это было продемонстрировано в экспериментах [2–4]. Кроме того, в тех же экспериментах было показано, что лазерная плазма имеет большую протяженность вдоль луча лазера (обычно перпендикулярного струе-мишени), что снижает ценность обсуждаемого источника в качестве точечного, приводя к потерям света в оптической системе. Эффективным способом борьбы с обоими явлениями, по-видимому, является формирование газовой струи-мишени такое, чтобы повысить плотность центральной ее части и снизить периферическую плотность. Существенную помощь в оптимизации источника может оказать расчетное, допытное его исследование, базирующееся на численном моделировании струи.

Ведущей идеей такого моделирования является то обстоятельство, что благодаря адиабатическому расширению газа, истекающего из сверхзвуковых сопел, основная часть первоначальной тепловой энергии газа превращается в кинетическую энергию направленного движения струи, за счет этого газ охлаждается и формируется струя, в которой можно выделить плотный и холодный керн, относительно слабо диссипирующий по мере удаления от среза сопла, и теплый периферический газ, который быстро расширяется и теряет плотность. Ожидается, что при некоторых режимах истечения может быть получена оптимальная структура струи-мишени. Целью математического моделирования является нахождение таких режимов.

Первое краткое сообщение об описываемой здесь расчетной оптимизации газоструйной мишени было сделано в публикации [5].

Гидродинамическое моделирование

В качестве типичного примера экспериментальной установки, предназначенной для создания и исследования лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения с газоструйной мишенью, можно принять устройство, описанное в работе [6]. В нем роль характерного размера вакуумного объема, в котором возбуждается плазма, играет радиус вакуумной камеры 25 см. Длительность газового импульса в этой установке составляет около 40 ns, длительность импульса лазера 20–30 ns; инициирование плазмы, которое производится одиночными импульсами, может быть выполнено в любой момент после открытия импульсного газового клапана. Рабочий газ в планируемых экспериментах — ксенон.

Гидродинамическое моделирование представляет собой численное решение системы стационарных уравнений Навье–Стокса для истечения осесимметричной струи сжимаемого газа из сопла в вакуум. Зависимость физических свойств Xe от температуры была взята из работы [7]. Максимальная оценка времени установления течения в сопле по порядку величины не превышает 10^{-4} s. Стенки вакуумной камеры для процессов в лазерной искре можно считать удаленными на бесконечность, поскольку скорость распространения звукового сигнала для Xe при типичных температурах вне сопла составляет ~ 100 m/s и менее, и момент прихода „эха“ от стенок в область плазменной искры приходится уже на период после окончания импульса лазера. Таким образом, для всей области решения задачи как внутри, так и вне

сопла стационарность выглядит разумным приближением. Для решения уравнений использовался метод конечных объемов со вторым порядком аппроксимации по пространству для конвективных и вязких слагаемых на блочно-структурированной сетке, размер которой составлял (для разных вариантов) от 20 до 100 тысяч узлов. На входной границе расчетной области (вход в сопло) задавались давление и температура торможения, а на выходной — заведомо низкое статическое давление (10^{-4} Па). На материальных стенках использовались условия прилипания и нулевого теплового потока. Результаты представлялись в виде двухкоординатного $[r, x]$ поля, в точках которого определены концентрация атомов и массовая плотность, температура и давление газа, компоненты вектора направленной скорости, число Маха.

Недостатком модели является отсутствие конденсации, которое может происходить в центральной части струи с ее низкими температурами. Однако расчетные оценки [8] предсказывают для сходных условий, что в конденсированном состоянии может находиться только доля вещества струи $\sim 10^{-4}$, поэтому роль конденсации здесь пренебрежимо мала.

При указанном низком давлении на выходной границе следует ожидать нарушения условий сплошности среды. Поэтому для нахождения допустимых параметров вычислительных сеток, границ зоны, внутри которой выполняются условия сплошности среды, и определения влияния граничных условий была проведена серия предварительных методических расчетов.

Результаты гидродинамического моделирования

Основные расчеты проводились для семи конфигураций сопел (см. таблицу) — одного цилиндрического, № 3, и шести сопел Лавала — при давлении на входе в

Геометрические параметры сопел (r_{cr} и r_{ex} — радиусы канала в критическом и выходном сечениях соответственно, l — длина канала, $(r_{ex}/r_{cr})^2$ — отношение площади выходного и входного сечений, α — угол раствора) и характеристика радиальных профилей распределения концентрации атомов при начальном давлении $P_0 = 5$ атм на расстоянии $\Delta x = 1$ мм от среза сопла ($n_c/(3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$ — концентрация атомов в центре сечения, нормированная на такую же концентрацию для сопла № 1, $r_{0.5}$ — полуширина профиля на его полувысоте)

Параметры	1	2	3	4	5	6	7
r_{cr} , mm	0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
r_{ex} , mm	0.55	0.55	0.1	1.1	0.55	0.55	0.55
l , mm	13	13	13	13	17	6	25
$(r_{ex}/r_{cr})^2$	30.25	7.6	1	121	30.25	30.25	30.25
α , deg	2.0	1.5	0	4.4	1.5	4.3	1.0
$n_c/(3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$	1	2.4	0.26	0.35	1.03	0.74	1.09
$r_{0.5}$, mm	0.29	0.4	0.47	0.55	0.28	0.36	0.25

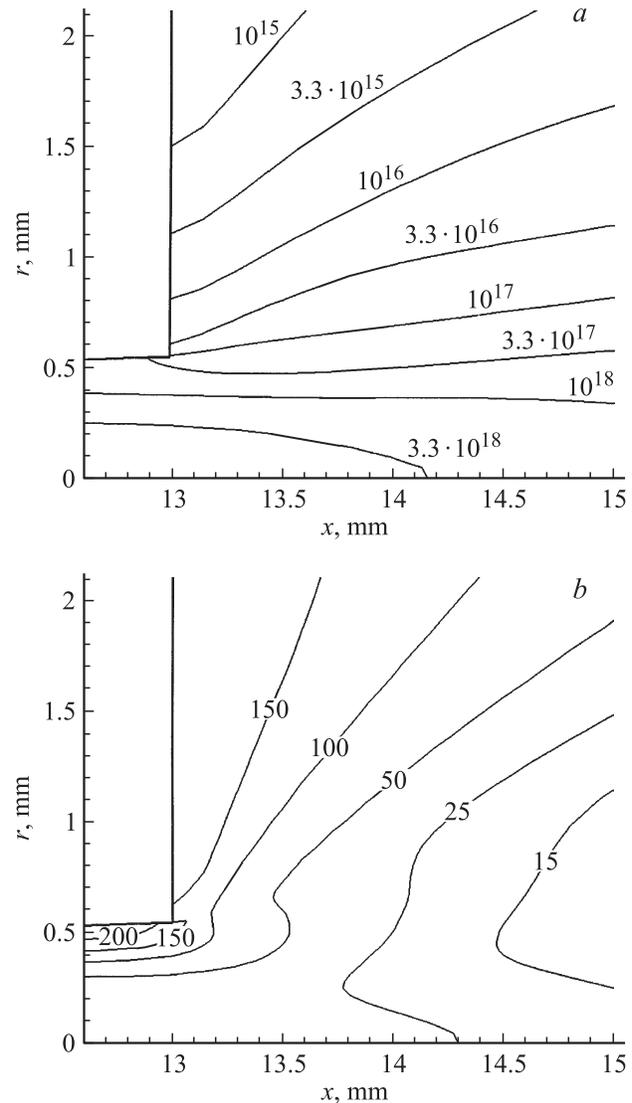


Рис. 1. Распределения концентрации атомов Хе (а) и температуры (б) для сопла № 1 в плоскости $[r, x]$, где x — ось сопла, r — радиус; начало координат в центре критического сечения, $x = 13$ мм, соответствует срезу сопла. Параметры газа на входе в сопло — $P_0 = 5$ атм и $T_0 = 293$ К. Значения концентрации на контурах — в см^{-3} , температуры — в К.

соплой в диапазоне 1–10 атм и температуре 200 и 293 К. Примеры первичных данных — полей концентрации атомов и температуры — показаны на рис. 1.

Рис. 2, а и 2, а' демонстрируют вариации радиального распределения плотности газа в зависимости от геометрии сопла. Видно (см. также характеристики радиальных профилей в таблице), что наиболее соответствующей целям оптимизационной задачи наиболее кажется группа сопел № 1, 5 и 7 с одинаковыми радиусами критического и выходного сечений, $r_{cr} = 0.1$ и $r_{ex} = 0.55$ мм соответственно и длиной в диапазоне $l = 12–25$ мм — у них наименьшая ширина радиального профиля плотности. Следующую группу составляет одно сопло № 2 с большим, чем у первой группы, диаметром критического

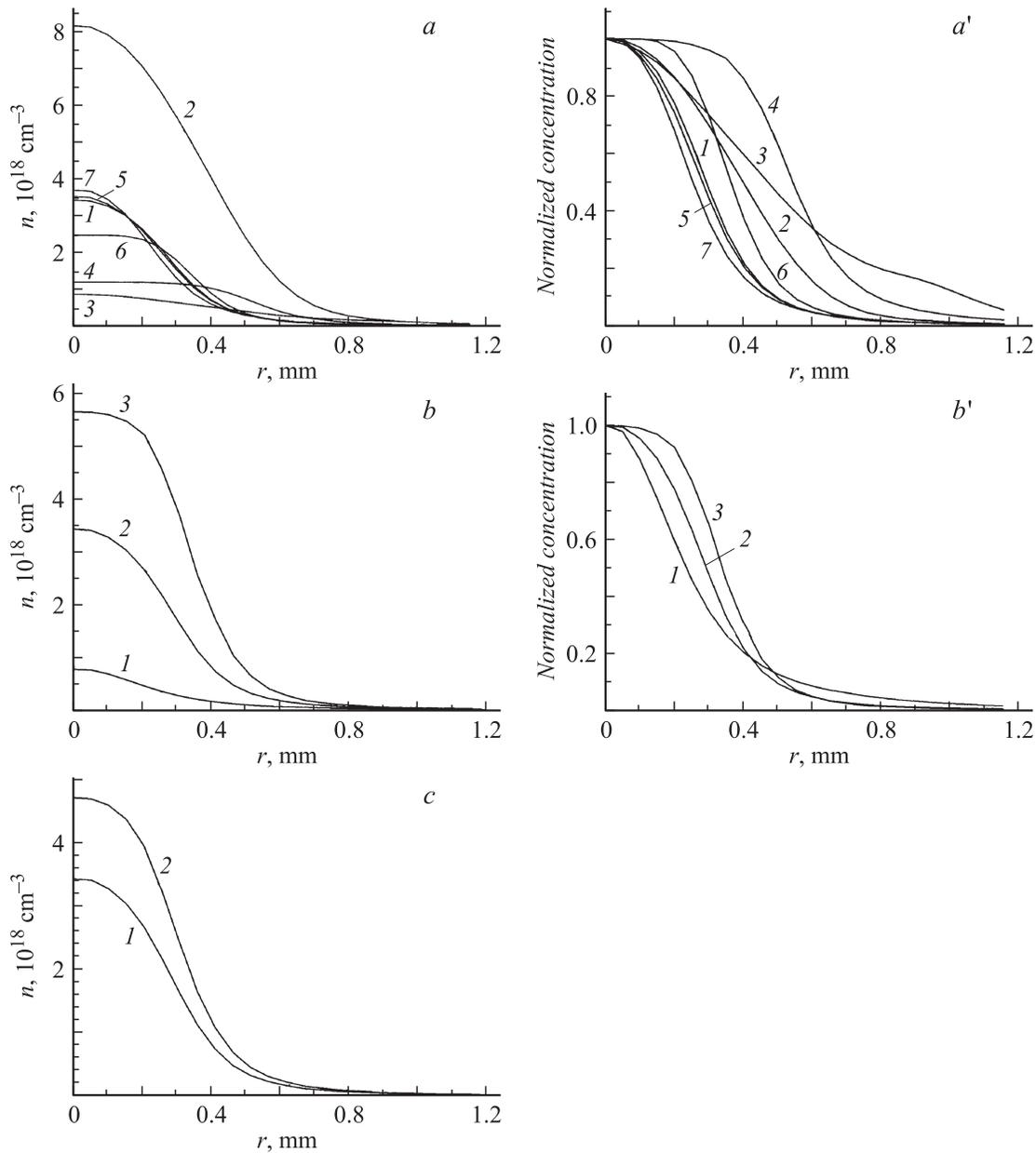


Рис. 2. Сравнение радиальных профилей концентрации (a' и b' — в нормированном виде для более отчетливой демонстрации изменения формы) при различных условиях. Расстояние от среза сопла $\Delta x = 1$ mm. a, a' — зависимости концентрации от геометрии сопла. Цифры при кривых — номера конфигураций в соответствии с таблицей; давление на входе в сопло $P_0 = 5$ atm, температура $T_0 = 293$ K. b, b' — зависимости от давления на входе в сопло № 1. P_0, atm : 1, 2 — 5, 3 — 10 atm; $T_0 = 293$ K. c — зависимости от температуры на входе в сопло № 1. T_0, K : 1 — 293, 2 — 200; $P_0 = 5$ atm.

сечения — при профиле, в полтора раза более широком, чем у сопел первой группы, оно позволяет получить почти в 2.5 раза более высокую плотность в приосевой области. У группы сопел № 4 и 6 с большим углом раствора — более 4° (у четырех уже упомянутых сопел его величина лежит в пределах $1.5-2^\circ$) — и ширина профиля велика, и плотность в центре низкая, они явно проигрывают остальным соплам с точки зрения оптимизации струи. Цилиндрическое сопло № 3 является референсным по отношению к соплам Лаваля. На том же удалении от среза сопла оно производит широкий

профиль с существенно более низкой концентрацией в центральной зоне — вчетверо ниже, чем у сопел № 1, 5 и 7, и в десять раз ниже, чем у сопла № 2.

Из рис. 2, b и 2, b' видно, что плотность газа в струе нелинейным образом зависит от вариаций входного давления при постоянной температуре, нарастая медленнее, чем увеличивается давление P_0 . Более того, с изменением давления меняется и форма радиального профиля концентрации. Понижение температуры перед соплом T_0 при постоянном давлении, $P_0 = \text{const}$, помимо уменьшения тепловых скоростей атомов в струе

должно приводить к увеличению концентрации перед соплом — $n_0 \propto 1/T_0$. На рис. 2, *c* рассмотрен пример, когда $T_0 = 200$ К (кривая 2). Профили концентрации в струе при разных начальных температурах, но одном и том же начальном давлении, оказываются практически идентичными. Ее абсолютные значения в области за соплом увеличиваются, но так же, как и при увеличении начального давления при постоянной температуре, это увеличение оказывается меньше n_0 .

Диссипация струи по мере удаления от среза сопла для разных сопел и при различных давлениях показана на рис. 3. Отчетливо видно, что, как и предполагалось во введении к настоящей работе, сопла Лавалья формируют в приосевой зоне струи плотный и холодный керн с плоским распределением концентрации по радиусу, диаметр которого превышает половину выходного диаметра сопла (рис. 3, *a–c*). Температура газа в керне для рассматриваемых 4 случаев варьирует в диапазоне $T_{\text{jet}} \approx 15–50$ К. Условия расширения в этой удаленной от стенок сопла области близки к адиабатическим, температуры и концентрации в ней (T_{jet} , n_{jet}) оказываются весьма близкими к тем значениям, которые определяются уравнениями адиабаты

$$T_{\text{jet}} = \frac{T_0}{\alpha_V^{\gamma-1}}, \quad n_{\text{jet}} = \frac{n_0}{\alpha_V}, \quad (1)$$

где $\alpha_V = (r_{\text{ex}}/r_{\text{cr}})^2$ — коэффициент объемного расширения (см. таблицу), а $\gamma = C_P/C_V$ — отношение теплоемкостей газа, которое для ксенона — одноатомного газа — составляет $\gamma = 5/3$.

Если диаметр выходного отверстия сопла, $d_{\text{ex}} = 2r_{\text{ex}}$, принять за меру расстояния от среза сопла, то степень деградации профиля плотности с расстоянием (например, относительное уменьшение максимума концентрации вдоль оси) на длине одного выходного калибра для различных сопел Лавалья и различных режимов истечения оказывается практически одинаковой и незначительной. Из рис. 3, *a–d* видно, что в области за соплом уменьшение концентрации составляет всего 6–8.5% на длине одного диаметра сопла, а на больших расстояниях профиль расплывается и плотность газа падает. Повидимому, это расстояние (например, $\Delta x \approx 1$ мм для сопел № 1 и 2; $\Delta x \approx 2$ мм для сопла № 4) является оптимальным для фокусировки сюда луча лазера.

Полученная расчетным путем особенность сопел Лавалья — незначительная диссипация струи на длине одного выходного калибра независимо от геометрических параметров сопла и начальных параметров газа — может быть объяснена на основе молекулярно-кинетического подхода. С этой точки зрения струя газа за соплом представляет собой цилиндрический объект, распадающийся за счет диффузии. Оценка времени жизни такого образования дается выражением

$$\tau_{\text{dif}} = \frac{a^2}{6D_{\text{jet}}}, \quad (2)$$

где $a = r_{\text{ex}}$ — характерный размер объекта, $D_{\text{jet}} = (V^{\text{th}}\lambda)_{\text{jet}}$ — коэффициент диффузии газа в струе, $V_{\text{jet}}^{\text{th}}$ — тепловая скорость и $\lambda_{\text{jet}} = 1/(n_{\text{jet}}\sigma_{aa})$ — длина свободного пробега атомов в струе с концентрацией n_{jet} ; σ_{aa} — сечение упругих соударений атомов, для ксенона $\sigma_{aa} \approx 10^{-15}$ см². В настоящей задаче нас интересует, очевидно, не полное время жизни τ_{dif} , за которое характерные параметры диффундирующего образования изменяются на величины, близкие к первоначальным, а некое малое время $k\tau_{\text{dif}}$, за которое существенные изменения не успевают произойти, так что множитель k должен по порядку величины быть $k \approx 0.01–0.1$. За это время газ в струе, движущийся с направленной скоростью V_{dir} , проходит расстояние $\Delta x = V_{\text{dir}}k\tau_{\text{dif}}$. При адиабатическом расширении V_{dir} отличается от V_0^{th} — тепловой скорости атомов перед соплом, на множитель ξ_{dir} , близкий к единице. В предельном случае, когда вся тепловая энергия газа превращается в кинетическую энергию направленного движения струи, для одноатомного газа $\xi_{\text{dir}} = \sqrt{5/3}$, так что $V_{\text{dir}} = \xi_{\text{dir}}V_0^{\text{th}}$, где $1 \leq \xi_{\text{dir}} \leq 1.29$. Таким образом, для интересующего нас расстояния от среза сопла, на котором радиальный профиль плотности газа в струе не претерпевает существенных изменений, —

$$\Delta x = \left\{ k \frac{\xi_{\text{dir}}}{6} \frac{V_0^{\text{th}}}{V_{\text{jet}}^{\text{th}}} \frac{r_{\text{ex}}}{\lambda_{\text{jet}}} \right\} r_{\text{ex}} = \left\{ k \frac{\xi_{\text{dir}}}{6} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{jet}}}} r_{\text{ex}} n_{\text{jet}} \sigma_{aa} \right\} r_{\text{ex}}. \quad (3)$$

Структура выражения (3) показывает, что, действительно, выходной радиус сопла определяет расстояние, на котором радиальный профиль плотности практически не меняется. Но выражение, стоящее в фигурных скобках в (3), не является некоей универсальной константой — оно само зависит от r_{ex} и от условий как в струе, так и перед соплом. Даже в чисто адиабатическом случае, т.е. когда выполняются уравнения (1), это выражение помимо r_{ex} , зависит от начальной плотности газа и коэффициента расширения. Однако вариации множителя перед r_{ex} в выражении (3) оказываются небольшими: расчет показывает, что для всех рассматриваемых на рис. 3 случаев можно подобрать такое значение $k = 0.025$, при котором Δx меняется в узком диапазоне $\Delta x = (0.6–1.7)d_{\text{ex}}$, что соответствует результатам моделирования струи для сопел Лавалья (рис. 3, *a–d*).

Результаты моделирования для цилиндрического сопла № 3 (рис. 3, *e*) показывают существенную разницу по сравнению с результатами для сопел Лавалья: профиль плотности с максимумом на оси не имеет плоской вершины, температуры во внутренней области струи оказываются высокими, $T_{\text{jet}} \approx 150$ К, на одном и том же расстоянии от среза сопла, $\Delta x = 0.5$ мм, плотность на оси струи, истекающей из сопел № 1, 2 и 4, практически не меняется, а в струе из сопла № 3 она падает более чем на порядок. Даже на длине, близкой к выходному калибру, диссипация струи из сопла № 3 оказывается существенной — почти 25%-ное уменьшение концентрации на оси наблюдается уже на длине $\Delta x = 0.1$ мм = $0.5d_{\text{ex}}$. Такое отличие от сопел Лавалья