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@cfd.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 струимишени [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, доопытное 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 ст. Длительность газового импульса в этой установке составляет около 40 ms, длительность импульса лазера 20–20 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 Хе от температуры была взята из работы [6]. 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 Хе 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

21

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 Pa). 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 Maxa.

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

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 Лаваля — при давлении на входе в сопло в диапазоне 1–10 atm и температуре 200 и 293 К.

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

	1	2	2	4	~	(7
Параметры	1	2	3	4	2	6	/
<i>r</i> _{cr} , mm	0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$r_{\rm ex}$, mm	0.55	0.55	0.1	1.1	0.55	0.55	0.55
l, mm	13	13	13	13	17	6	25
$(r_{\rm ex}/r_{\rm cr})^2$	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
$n_c/(3.4 \cdot 10^{18} \mathrm{cm}^{-3})$	1	2.4	0.26	0.35	1.03	0.74	1.09
<i>r</i> _{0.5} , mm	0.29	0.4	0.47	0.55	0.28	0.36	0.25



Рис. 1. Распределения концентрации атомов Xe (*a*) и температуры (*b*) для сопла № 1 в плоскости [r, x], где x — ось сопла, r — радиус; начало координат в центре критического сечения, x = 13 mm, соответствует срезу сопла. Параметры газа на входе в сопло — $P_0 = 5$ atm и $T_0 = 293$ K. Значения концентрации на контурах — в ст⁻³, температуры — в K.

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 кажется группа сопел № 1, 5 и 7 с одинаковыми радиусами критического и выходного сечений, $r_{\rm cr} = 0.1$ и $r_{\rm ex} = 0.55$ mm соответственно и длиной в диапазоне l = 12-25 mm — у них наименьшая ширина радиального профиля плотности. Следующую группу составляет одно сопло № 2 с бо́льшим, чем у первой группы, диаметром критического сечения — при профиле, в полтора раза более широком,



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 $T_0 = 293$ К. b, b' — зависимости от давления на входе в сопло № 1. P_0 , atm: 1, 2 — 5, 3 — 10 atm; $T_0 = 293$ К. c — зависимости от температуры на входе в сопло № 1. T_0 , К: 1 - 293, 2 - 200; $P_0 = 5$ atm.

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 сопалм 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 медленее, 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, $P_0 = \text{const, по-мимо уменьшения тепловых скоростей атомов в струе должно приводить к увеличению концентрации перед$

соплом — $n_0 \propto 1/T_0$. На рис. 2, *с* рассмотрен пример, когда $T_0 = 200$ K (кривая 2). Профили концентрации в струе при разных начальных температурах, но одном и том же начальном давлении, оказываются практически идентичными. Ее абсолюные 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 Лаваля 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 $T_{jet} \approx 15-50$ 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

$$T_{\rm jet} = \frac{T_0}{\alpha_v^{\gamma-1}}, \quad n_{\rm jet} = \frac{n_0}{\alpha_v}, \tag{1}$$

где $\alpha_V = (r_{\rm ex}/r_{\rm cr})^2$ — 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, $d_{\rm ex} = 2r_{\rm ex}$, 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 Лаваля 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 бо́льших расстояниях профиль расплывается и плотность газа падает. Повидимому, это расстояние (например, $\Delta x \approx 1$ mm для сопел № 1 и 2; $\Delta x \approx 2$ mm для сопла № 4) является оптимальным для фокусировки сюда луча лазера.

Полученная расчетным путем особенность сопел Лаваля — 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

$$\tau_{\rm dif} = \frac{a^2}{6D_{\rm jet}},\tag{2}$$

где $a = r_{\rm ex}$ — характерный размер объекта, $D_{\rm jet} = (V^{\rm th}\lambda)_{\rm jet}$ — коэффициент диффузии газа в струе,

 $V_{
m iet}^{
m th}$ — тепловая скорость и $\lambda_{
m jet} = 1/(n_{
m jet}\sigma_{aa})$ — длина свободного пробега атомов в струе с концентрацией n_{jet}; σ_{aa} — сечение упругих соударений атомов, для ксенона $\sigma_{aa} \approx 10^{-15} \,\mathrm{cm}^2$. В настоящей задаче нас интересует, очевидно, не полное время жизни au_{dif} , за которое характерные параметры диффундирующего образования изменяются на величины, близкие к первоначальным, а некое малое время $k\tau_{\rm dif}$, 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 $\Delta x = V_{\rm dir} k \tau_{\rm dif}$. При адиабатическом расширении $V_{\rm dir}$ отличается от $V_0^{\rm th}$ — тепловой скорости атомов перед соплом, на множитель $\xi_{\rm dir}$, близкий к единице. В предельном случае, когда вся тепловая энергия газа превращается в кинетическую энергию направленного движения струи, для одноатомного газа $\xi_{dir} = \sqrt{5/3}$, так что $V_{
m dir} = \xi_{
m dir} V_0^{
m th}$, где $1 \le \xi_{
m dir} \le 1.29$. Таким образом, для интересующего нас расстояния от среза сопла, на котором радиальный профиль плотности газа в струе не претерпевает существенных изменений, —

23

$$\Delta x = \left\{ k \; \frac{\xi_{\text{dir}}}{6} \; \frac{V_0^{\text{th}}}{V_{\text{jet}}^{\text{th}}} \frac{r_{\text{ex}}}{\lambda_{\text{jet}}} \right\} r_{\text{ex}} = \left\{ k \; \frac{\xi_{\text{dir}}}{6} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{jet}}}} \; r_{\text{ex}} n_{\text{jet}} \sigma_{aa} \right\} r_{\text{ex}}.$$
(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 rex 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 rex в выражении (3) оказываются небольшими: расчет показывает, что для всех рассматриваемых на рис. З 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 Лаваля (рис. 3, a-d).

Результаты моделирования для цилиндрического сопла No 3 (рис. 3, e) показывают существенную разницу по сравнению с результатами для сопел Лаваля: профиль плотности с максимумом на оси не имеет плоской вершины, температуры во внутренней области струи оказываются высокими, $T_{\rm jet} \approx 150 \, {\rm K}$, на одном и том же расстоянии от среза сопла, $\Delta x = 0.5 \,\mathrm{mm}$, 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 $\Delta x = 0.1 \,\mathrm{mm} = 0.5 d_{\mathrm{ex}}$. Такое отличие от сопел Лаваля можно объяснить формой профиля плотности — у сопел Лаваля в обширной внутренней части профиля градиент концентрации равен нулю, и диффузия происходит



Рис. 3. Зависимости профиля концентрации *n* от расстояния, отсчитываемого от среза сопла *r*: *a* — сопло № 1, $P_0 = 5 \text{ atm}; b = N_{\text{P}}$ 1, 10 atm; *c* — N₂ 2, 5 atm. На рис. *a*-*c*: *I* — $\Delta x = 0.1 \text{ mm} \approx 0.1 d_{\text{ex}}, 2 = 5 \text{ mm} \approx 0.5 d_{\text{ex}}, 3 = 1 \text{ mm} \approx d_{\text{ex}}, 4 = 2 \text{ mm} \approx 2 d_{\text{ex}}$ и 5 — 3 mm $\approx 3 d_{\text{ex}}. d$ — сопло N₂ 4, $P_0 = 5 \text{ atm}; I = \Delta x = 0.1 \text{ mm} = 0.05 d_{\text{ex}}, 2 = 0.5 \text{ mm} = 0.25 d_{\text{ex}}, 3 = 1 \text{ mm} = 0.5 d_{\text{ex}}, 4 = 2 \text{ mm} = d_{\text{ex}}$ и 5 — 4 mm = $2 d_{\text{ex}}. e$ — сопло N₂ 3, $P_0 = 5 \text{ atm}; I = \Delta x = 0.05 \text{ mm} = 0.25 d_{\text{ex}}, 2 = 0.1 \text{ mm} = 0.5 d_{\text{ex}}, 3 = 0.2 \text{ mm} = d_{\text{ex}}$ и 4 — 0.5 mm $\approx 2.5 d_{\text{ex}}. e$

только за границей этой зоны. Такой профиль устойчив и распадается медленно. В случае цилиндрического сопла (рис. 3, *e*) существенные градиенты видны уже в приосевой зоне. Коэффициент k = 0.025 в формулах (3) хорошо описывает сопла Лаваля, но для правильного описания быстрого диффузионного распада струи, истекающей из цилиндрического сопла, он должен быть уменьшен примерно в три раза — до k = 0.008-0.01. Тогда полученная с помощью (3) оценка расстояния, на котором профиль плотности сопла № 3 не претерпевает заметной деградации, $\Delta x = 0.4d_{ex}$, будет со-

ответствовать полученным при моделировании результатам.

Расчетный оптимизационный критерий

Существенные вариации формы радиального распределения в зависимости от конфигурации сопла и начальных параметров газа затрудняют сравнение и выбор оптимального сопла и режима его работы. Чтобы сделать процесс выбора объективным и однозначным,



Рис. 4. Геометрия возбуждения лазерной плазмы на газовой струе-мишени: 1 — поперечное сечение струи, r — радиальная координата в сечении, X — перпендикулярная плоскости рисунка ось струи; 2 — сечение плазмы плоскостью рисунка; 3 — ось лазерного луча; $d_{\rm pl}$ — диаметр плазмы; Δr — смещение оси плазмы по отношению к оси струи; 4 — луч наблюдения.

необходимо составить некоторый комплексный оптимизационный параметр, определяющий качество всего профиля концентрации в целом и соответствующий геометрии предполагаемого плазменного эксперимента.

Было принято в настоящей работе, что возбуждаемая лазерным излучением плазма имеет осесимметричную конфигурацию с радиусом $r_{\rm pl}$, ось которой перпендикулярна оси газовой струи, но в общем случае не обязательно пересекает ее, а ось наблюдения направлена по третьему перпендикуляру и пересекает две другие оси (рис. 4). При этом положительные значения расстояния по нормали между двумя осями, $\Delta r > 0$, означают смещение оси плазмы от оси струи в сторону наблюдения.

В качестве комплексного оптимизационного параметра было бы естественным предложить расчетную яркость свечения плазмы, видимую сторонним наблюдателем. Интенсивность излучения из единицы объема плазмы в полный телесный угол в узком спектральном диапазоне описывается выражением

$$w = (h\nu)n_e n_i \langle \sigma_{\rm rad} V_e^{\rm th} \rangle = (h\nu)Z n_i^2 \langle \sigma_{\rm rad} V_e^{\rm th} \rangle, \qquad (4)$$

где hv — энергия кванта излучения, n_e и n_i — концентрации электронов и ионов соответственно, Z — заряд иона, $\sigma_{\rm rad}$ — суммарное сечение процессов, приводящих к высвечиванию кванта (возбуждение энергетических уровней, тормозное излучение, радиационная рекомбинация), V_eth — тепловая скорость электронов; угловые скобки означают усреднение по ансамблю скоростей. Множитель $\langle \sigma_{\rm rad} V_e^{
m th}
angle$ сложным образом зависит от температуры плазмы, от нее же зависит и степень ионизации Z, а температура зависит не только от параметров лазерного импульса, но и, косвенным образом, от плотности газа. Однако для сформировавшейся плазмы единственным множителем в (4), зависящим от условий в газовой струе, является $n_i^2 \equiv n^2$ — квадрат концентрации атомов. Свою роль играет также протяженность отрезка луча наблюдения, проходящего внутри плазмы (для геометрии, показанной на рис. 4, это — диаметр плазмы $d_{\rm pl} = 2r_{\rm pl}$): наблюдаемая вдоль луча зрения яркость свечения плазмы, прозрачной для собственного излучения (при всех рассматриваемых здесь ситуациях это справедливо, по крайней мере, для континуального излучения — см. оценку в [1]), будет пропорциональная интегралу от квадрата концентрации атомов газа, взятому вдоль диаметра плазмы,

$$\int_{d_{\rm pl}} n^2 dl \equiv \langle n^2 l \rangle_{\rm pl}.$$
 (5)

По пути к наблюдателю излучение проходит через слабоионизованный или нейтральный периферический газ и частично в нем поглощается (для рассматриваемой здесь спектральной полосы — см. ниже — поглощение происходит при Z < 6). Пропускаемая периферией доля излучения

$$\frac{I}{I_0} = \exp\{-\sigma_{\rm abs} \langle nl \rangle_{\rm peri}\},\tag{6}$$

где

$$\langle nl \rangle_{\rm peri} \equiv \int ndl$$

— интеграл вдоль радиального луча зрения от обращенной к наблюдателю границы плазмы до внешней границы гидродинамической задачи, σ_{abs} — сечение поглощения (в настоящей работе $\sigma_{abs} = 2.365 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ максимальная величина в полосе поглощения неионизованного Xe).

Тогда комбинированный интегральный параметр, которому будет пропорциональна наблюдаемая в планируемом эксперименте интенсивность свечения плазмы, есть произведение (5) и (6):

$$F = \langle n^2 l \rangle_{\rm pl} \exp\{-\sigma_{\rm abs} \langle n l \rangle_{\rm peri}\}.$$
 (7)

Моделируя наблюдаемую яркость свечения плазмы, этот параметр позволяет найти оптимальный компромисс между требованиями повышения интенсивности ее излучения и снижения поглощения излучения в окружающем плазму газе.

Применение оптимизационного критерия к результатам моделирования

Вид выражения (7) показывает, что F как функция плотности газа (т.е. начального давления P_0) должна обладать максимумом при некотором оптимальном значении плотности или давления. Действительно, рис. 5, где показана зависимость F от давления при центральном положении плазмы, $\Delta r = 0$, при различных значениях геометрических параметров, подтверждает это суждение. На рис. 5, a (единицы, в которых выражены величины параметра F, здесь и на всех рисунках далее одинаковы), где приведена зависимость F от P_0 для сопел различной конфигурации, видно, что для сопла № 1, например, оптимум достигается в диапазоне давлений $P_0 = 5-8$ аtm, а для сопла № 2, генерирующего струю с более широким профилем плотности, макси-



Рис. 5. Параметр наблюдаемой светимости плазмы *F*. Температура газа на входе в сопло $T_0 = 293$ K, центральное расположение оси плазмы — $\Delta r = 0$, радиус плазменного образования $r_{\rm pl} = 200 \,\mu$ m. *a* — зависимость *F* от давления для разных сопел при расстоянии оси плазмы от среза сопла $\Delta x = 1$ mm. Цифры при кривых — номера сопел в соответствии с таблицей. *b* — зависимость *F* от давления для разных растояний оси плазмы от среза сопла: $1 - \Delta x = 0.5$, 2 - 1, 3 - 2 mm.

мум *F* лежит при более низких давлениях $P_0 = 2$ atm, но его величина при этом примерно в 2 раза ниже. Таким образом, подтверждается высказанное ранее на качественном уровне замечание (см. выше) о том, что сопла из группы № 1, 5 и 7 с узким радиальным профилем концентрации являются предпочтительными с точки зрения наибольшего выхода излучения. Также оказывается справедливым утверждение, что при удалении точки возбуждения плазмы от среза сопла вплоть до расстояния $\Delta x \approx 1$ mm уровень излучения будет изменяться слабо, а при бо́льших Δx будет быстро падать (рис. 5, *b*).

Возникает вопрос, в какой мере полученные закономерности зависят от предлагаемого радиуса плазменного шнура, $r_{\rm pl}$ — произвольно вводимого параметра, от которого зависят величины обоих множителей, входящих в (4). Сравнение значений *F* для различных сопел при различных предположениях о радиусе плазмы ($r_{\rm pl} = 50$, 100, 200 и 300 μ m) показало, во-первых, что характер поведения *F* как функции от давления одинаков при всех $r_{\rm pl}$, хотя положение максимума на оси давлений меняется в зависимости от предположения о $r_{\rm pl}$ (рис. 6, *a*). Во-вторых, из рис. 6, *b*–*e* видно, что для случая, когда ось плазмы пересекается с осью струи ($\Delta r = 0$), при всех $r_{\rm pl}$ оптимальными являются уже упоминавшиеся сопла с узким радиальным профилем концентрации, примером которых является сопло № 1.

Характерно, что при центральном расположении плазменного образования пропускание излучения периферическим газом при оптимальных давлениях невелико — 15-35%. Например, для сопла № 1 при $P_0 = 7$ аtm и для сопла № 2 при $P_0 = 2$ atm пропускание в обоих случаях близко к 20% (рис. 7, *a*). Это обстоятельство наводит на мысль рассмотреть ситуации, когда ось плазмы смещена от оси струи в сторону наблюдателя, — можно ожидать, что относительно небольшой спад плотности плазмы будет перекрыт более существенным повышением прозрачности слоя газа между плазмой и наблюдателем.

На рис. 8 показано поведение параметра F в функции от Δr . Видно, что смещение оси плазмы в сторону наблюдателя, действительно, позволяет добиться существенного увеличения выхода излучения из плазмы для всех сопел, но оптимальным теперь оказывается сопло № 2 с широким профилем, и наблюдаемое излучение тем сильнее, чем выше давление. Как и следовало ожидать, в геометриях со смещенной осью плазмы пропускание в оптимальных случаях (рис. 7, b) составляет 40–65% — выше, чем в случаях с ее центральным положением.

Сравнение с результатами эксперимента

Описанный метод расчетного анализа газовой струимишени позволяет провести сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными по наблюдению коротковолнового излучения из лазерных плазм,



Рис. 6. Поведение параметра *F* при различных предполагаемых радиусах плазменного образования. Температура газа на входе в сопло $T_0 = 293$ K, центральное расположение оси плазмы — $\Delta r = 0$, расстояние оси плазмы от среза сопла $\Delta x = 1$ mm. *a* — зависимость *F* от давления для сопла № 1 при различных $r_{\rm pl}$: $I - r_{\rm pl} = 50$, 2 - 100, 3 - 200, $4 - 300 \,\mu$ m. *b*-*e* — поведение *F* для различных сопел при разных радиусах плазмы. Цифры при кривых — номера сопел в соответствии с таблицей. *b* — $r_{\rm pl} = 50$, c - 100, d - 200, $e - 300 \,\mu$ m.

возбуждаемых на струе газообразного Xe [2–4]. Для использованного в [2] цилиндрического сопла (r = 0.2 mm, l = 10 mm) было выполнено дополнительное гидродинамическое моделирование, затем по его результатам был вычислен параметр F для условий эксперимента ($P_0 = 10$ atm, $\Delta x = 0.5$ mm, $r_{\rm pl} \approx 100\,\mu$ m). В [3,4] применялось коническое сопло с размерами, близкими к размерам сопла № 2 (l = 10 mm — короче длины сопла № 2 на 3 mm), прочие условия эксперимента были теми же, что и в [2], кроме расстояния от среза сопла;

 $\Delta x = 1$ mm. Отметим, что точка возбуждения плазмы в обоих случаях находилась на расстоянии около одного выходного калибра от среза сопла. В эксперименте [2] ось плазмы пересекала ось струи: $\Delta r = 0$, а в [3,4] ось плазмы смещалась в пределах $\Delta r \approx \pm 1$ mm. Рассчитанные при проведенном в настоящей работе гидродинамическом моделировании радиальные профили плотности Хе для этих двух экспериментов показаны на рис. 9, *a*, а результаты вычислений параметра *F* — на рис. 9, *b*.

Видно, что значения плотности и ее радиальные распределения для этих двух случаев отличаются друг от друга лишь внутри приосевой области с радиусом около 300 µт. Поведение параметра наблюдаемой светимости F на качественном уровне соответствует поведению наблюдавшегося в экспериментах [2-4] коротковолнового свечения плазмы. Действительно, при центральном положении плазмы параметр *F* для сопла № 2 в 2.5 раза выше, чем для цилиндрического сопла из работы [2], хотя разница в реальной интенсивности излучения плазмы между случаем, когда в эксперименте [3,4] ось лазерного луча пересекала ось струи, и экспериментом [2], по-видимому, несколько выше (в [2] коротковолновое излучение из серединной области плазменного столба не наблюдается). При смещении оси плазмы параметр F для сопла № 2 существенно возрастает и достигает максимума примерно в той же зоне, $\Delta r = 350-550\,\mu\text{m}$,



Рис. 7. Пропускание излучения периферическим газом для двух сопел Лаваля при различном положении плазмы по отношению к оси струи. Температура газа на входе в сопло $T_0 = 293$ K, радиус плазмы. $r_{\rm pl} = 200 \,\mu$ m, расстояние оси плазмы от среза сопла $\Delta x = 1$ mm. a — зависимость пропускания при центральном расположении оси плазмы — $\Delta r = 0$. Цифры при кривых — номера сопел в соответствии с таблицей. b — зависимость пропускания от величины Δr . Кривая 1 — сопло № 1, $P_0 = 5$ atm; 2 — № 1, 10 atm; 3 — № 2, 5 atm; 4 — № 2, 10 atm.



Рис. 8. Параметр наблюдаемой светимости плазмы *F* в зависимости от смещения оси плазмы по отношению к оси струи. Радиус плазмы $r_{pl} = 200 \,\mu$ m, расстояние оси плазмы от среза сопла $\Delta x = 1$ mm. Кривые *1*, *2*, *3* — сопло № 1; *1* и *2* — температура газа на входе в сопло $T_0 = 293$ K, давление $P_0 = 5$ и 10 atm соответственно; *3* — $T_0 = 200$ K, $P_0 = 5$ atm. Кривые *4* и *5* — сопло № 2, $T_0 = 203$ K, $P_0 = 5$ и 10 atm соответственно.

где расположен максимум наблюдаемой яркости плазмы в эксперименте [3,4]. Однако в эксперименте этот рост интенсивности свечения составляет 3-4 раза, тогда как рост расчетного параметра F составляет 4 порядка величины. Более того, данные [3,4] свидетельствуют, что свечение плазмы продолжает оставаться наблюдаемым, даже когда плазма находится на противоположной от наблюдателя стороне газовой струи ($\Delta r < 0$) и полностью "закрыта" ею.

Конечно, некоторую роль могут играть температурные эффекты, не учитываемые выражением (7), но основное объяснение состоит в том, что, как показано в работах [2-4], плазменное образование имеет значительное простирание вдоль лазерного луча, 1-1.5 mm, и удаленные от фокуса его концы при любом расположении плазмы по отношению к струе находятся в области разреженного, слабо поглощающего излучение газа и остаются видимыми неколлимированным датчиком коротковолнового излучения. В настоящей работе параметр F рассчитывается лишь для одного луча наблюдения, проходящего через середину плазменного столба. Однако описанный расчетный метод может быть модифицирован — по данным гидродинамического моделирования можно осуществить расчет параметра F для других лучей наблюдения, моделируя, таким обраом, весь телесный угол собирания света датчиком для любого конкретного эксперимента.

Заключение

Рассмотренный выше материал позволяет утверждать, что разработан новый расчетный метод доопытной оп-



Рис. 9. Сравнение сопла из работы [2] — кривые 1 — и сопла № 2 из таблицы — кривые 2. Давление на входе в сопло — $P_0 = 10$ atm, температура — $T_0 = 203$ К. Радиус плазмы — $r_{\rm pl} = 100\,\mu$ m. Расстояние от среза для сопла из [2] $\Delta x = 0.5$ mm, для сопла № 2 — $\Delta x = 1$ mm. a — радиальные профили концентрации атомов Хе. b — параметр F в зависимости от смещения оси плазмы от оси струи Δr .

тимизации газоструйной мишени лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения. Расчеты в этом методе совершаются в 2 этапа. Сначала проводится гидродинамическое моделирование истекающей в вакуум струи газа, которое дает в результате поле распределения концентрации атомов газа на плоскости [r, x]. Затем в соответствии с выражением (7) вычисляется оптимизационный параметр F. Этот параметр, учитывающий как зависимость излучательной способности от концентрации атомов в области, занятой плазмой, так и поглощение света периферическим газом, моделирует наблюдаемую сторонним наблюдателем яркость свечения плазмы — последняя пропорциональна F, позволяя найти оптимальный компромисс между требованиями повышения интенсивности излучения плазмы и снижения его поглощения в окружающем газе. Методику вычисления параметра *F* можно развить и далее, моделируя телесный угол собирания света датчиком излучения или собирающей оптикой в конкретном эксперименте.

29

Предложенный метод был апробирован на результатах описанных в литературе экспериментов и показал качественное соответствие результатов расчета экспериментальным данным. Обнаруженное количественное расхождение легко объясняется именно различием между реальным телесным углом собирания света в эксперименте и принятым в настоящей работе при вычислении параметра F.

Применение описанного оптимизационного параметра к результатам гидродинамического моделирования сопел с различной геометрией при различных значениях параметров газа перед соплом позволило осуществить количественное сравнение относительной эффективности (т.е. той ее части, которая зависит от струи-мишени) различных комбинаций конфигурации сопла, режима истечения струи и геометрии эксперимента (т.е. расположения лазерного луча по отношению к струе). Было показано, что в результате подбора оптимальной ситуации можно добиться повышения выхода излучения из плазмы в несколько раз. Найденные решения предполагается реализовать в планируемых экспериментах.

Список литературы

- [1] Калмыков С.Г. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 21. С. 97.
- [2] Капралов В.Г. и др. // Квант. электрон. 2002. Т. 32. Вып. 2. С. 149.
- [3] Медников К.Н. и др. // Мат. IX Междунар. симп. Н. Новгород, 2005. Т. 2. С. 499.
- [4] Левашов В.Е. и др. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. Вып. 6. С. 549.
- [5] Бобашев С.В. и др. // Сб. тез. Междунар. форума по нанотехнологиям "RUSNANOTECH-08". М., 2008. Т. 2. С. 225.
- [6] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.