

03;07

Численное моделирование газовой струи-мишени в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения

© А.В. Гарбарук, Д.А. Демидов, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Поступило в Редакцию 18 июня 2010 г.

Выполнено численное гидродинамическое моделирование истекающей из сопла в вакуум струи Хе — мишени для создания лазерной плазмы. Рассмотрены сопла с различной конфигурацией при различных условиях перед соплом. Предложен вычисляемый по результатам моделирования критерий, описывающий наблюдаемую интенсивность свечения плазмы, который позволяет сделать объективный выбор оптимальной ситуации. Расчетные результаты сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Задача повышения выхода коротковолнового излучения из плазмы в рассматриваемом источнике предполагает увеличение плотности струи-мишени [1], что ведет, однако, к росту плотности периферического газа и тем самым к увеличению нежелательного самопоглощения излучения, продемонстрированного в экспериментах [2–4]. Также в тех же экспериментах было показано, что лазерная плазма имеет большую протяженность вдоль луча лазера, 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 струи-мишени такое, чтобы повысить плотность центральной ее части и снизить периферическую плотность.

Адиабатическое расширение газа, истекающего из сверхзвуковых сопел, формирует струю, в которой можно выделить плотный и холодный kern, 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. Нахождение таких режимов является целью математического моделирования.

Характерный размер вакуумного объема, для которого проводится моделирование, принимается равным 25 см (см., например, [5]), а длительность газового импульса — 1–2 ns. Гидродинамическое моделирование представляет собой численное решение системы стационарных уравнений Навье–Стокса для истечения осесимметричной струи сжимаемого газа (Xe) из сопла в вакуум. Оценка времени установления течения в сопле дает $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ ns, так что стационарность выглядит разумным предположением. Использовался метод конечных объемов со вторым порядком аппроксимации по пространству для конвективных и вязких слагаемых. Размер блочно-структурированной сетки составлял от 20 до 100 тысяч узлов. На выходной границе расчетной области (вход в сопло) задавались давление и температура торможения, а на выходной — заведомо низкое ($1 \cdot 10^{-4}$ Pa) статическое давление. На материальных стенках использовались условия прилипания и нулевого теплового потока. Результаты представлялись в виде двухкоординатного $[r, x]$ поля, в точках которого определены параметры потока, в частности концентрация атомов.

Недостатком модели является неучет конденсации, которая может происходить в центральной части струи с ее низкими температурами. Однако расчетные оценки [6] 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 границ зоны, внутри которой эти условия выполняются, для определения влияния граничных условий, а также для нахождения допустимых параметров вычислительных сеток была проведена серия предварительных методических расчетов. Основные расчеты проводились для 7 конфигураций сопел (см. таблицу) — одного цилиндрического и шести сопел Лавала — при давлениях на входе в сопло 1–10 atm и температурах 200 и 293 K.

Рис. 1 демонстрирует изменения формы радиального распределения плотности газа в зависимости от конфигурации сопла. Видно, что группа сопел № 1, 5 и 7 кажется наиболее соответствующей целям оптимизационной задачи — у них наименьшая ширина радиального профиля плотности.

Радиальные профили плотности, полученные при различных расстояниях от среза сопла, показывают, что плотность газа и ее профиль

Геометрические параметры сопел (r_{cr} и r_{ex} — радиусы канала сопла в критическом и выходном сечениях соответственно, l — длина канала)

Номер	r_{cr} , mm	r_{ex} , mm	l , mm
1	0.1	0.55	13
2	0.2	0.55	13
3	0.1	0.1	13
4	0.1	1.1	13
5	0.1	0.55	17
6	0.1	0.55	6
7	0.1	0.55	25

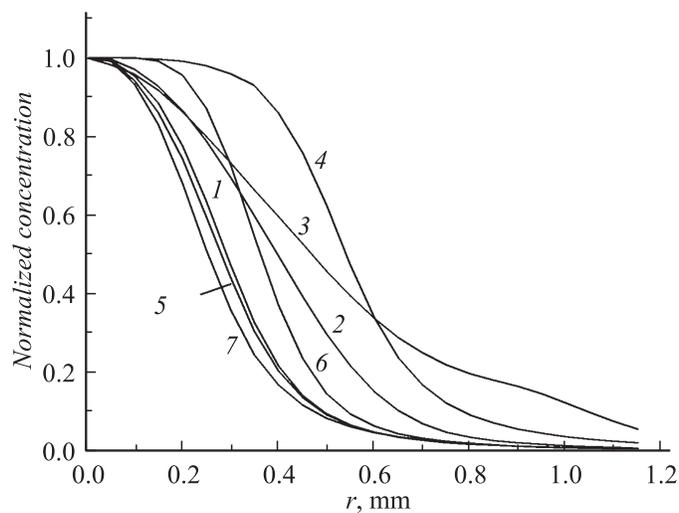


Рис. 1. Сравнение радиальных профилей концентрации для сопел с различной конфигурацией. Расстояние от среза сопла $\Delta x = 1$ mm, температура газа на входе в сопло везде $T_0 = 293$ K. Цифры при кривых — номера конфигураций в соответствии с таблицей. Давление на входе в сопло $P_0 = 5$ atm. Концентрация в центре в единицах 10^{18} cm^{-3} : 1 — 3.4, 2 — 8.2, 3 — 0.9, 4 — 1.2, 5 — 3.5, 6 — 2.5, 7 — 3.7.

относительно слабо меняются лишь на расстоянии не более одного выходного калибра от среза сопла, на ббльших расстояниях профиль расплывается и плотность газа падает. Это расстояние ($\Delta x = 1$ mm для сопла № 1), по-видимому, является оптимальным для фокусировки сюда луча лазера.

Существенные вариации формы радиального распределения в зависимости от конфигурации сопла и начальных параметров газа затрудняют сравнение сопел и режимов их работы. Чтобы сделать процесс выбора объективным и однозначным, необходимо составить некоторый оптимизационный параметр, определяющий качество всего профиля концентрации в целом и соответствующий геометрии предполагаемого плазменного эксперимента. В настоящей работе принято, что возбуждаемая лазерным излучением плазма имеет осесимметричную конфигурацию с радиусом r_{pl} , ось которой перпендикулярна к оси газовой струи, но в общем случае не обязательно пересекает ее, а ось наблюдения направлена по третьему перпендикуляру и пересекает две другие оси. Обозначим расстояние по нормали между двумя осями через Δr , и $\Delta r > 0$ означает смещение оси плазмы от оси струи в сторону наблюдения. Поскольку акты излучения происходят при парных столкновениях частиц, интенсивность свечения плазмы, прозрачной для собственного излучения (при всех рассматриваемых здесь ситуациях это справедливо, по крайней мере для континуального излучения — см. оценку в [1]), пропорциональна интегралу от квадрата концентрации атомов газа $\langle n^2 l \rangle_{pl} \equiv \int n^2 dl$, взятому вдоль диаметра плазмы, $d_{pl} = 2r_{pl}$. По пути к наблюдателю излучение проходит через неионизованный периферический газ и частично в нем поглощается. Пропускаемая периферией доля излучения — $I/I_0 = \exp\{-\sigma_{abs} \langle nl \rangle_{peri}\}$, где $\langle nl \rangle_{peri} \equiv \int n dl$ — 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 Хе). Тогда комбинированный интегральный параметр, которому будет пропорциональна наблюдаемая в планируемом эксперименте интенсивность свечения плазмы, $F = \langle n^2 l \rangle_{pl} \exp\{-\sigma_{abs} \langle nl \rangle_{peri}\}$.

Сравнение значений параметра F для различных сопел при различных предположениях о произвольно выбираемом радиусе плазмы ($r_{pl} = 50\text{--}300 \mu\text{m}$) показало, что для случая, когда ось плазмы пересекается с осью струи ($\Delta r = 0$), при всех r_{pl} оптимальными являются

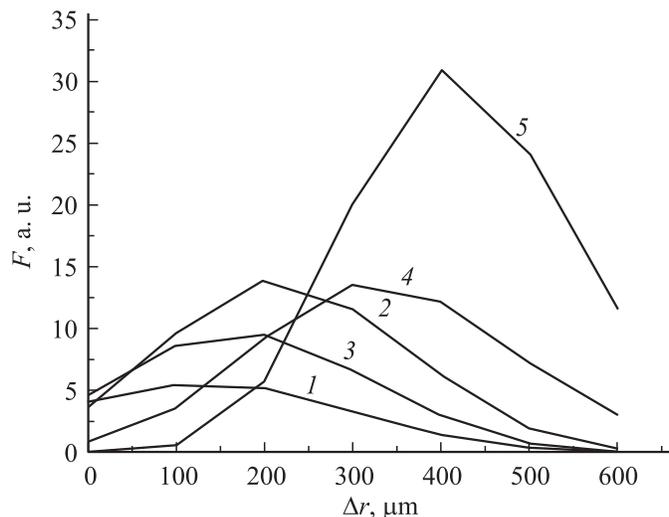


Рис. 2. Параметр наблюдаемой светимости плазмы F в функции от смещения оси плазмы по отношению к оси струи Δr для разных сопел, при различных параметрах газа на входе в сопло. Расстояние от среза сопла $\Delta x = 1$ mm, радиус плазменного образования $r_{pl} = 200 \mu\text{m}$. 1, 2 — сопло № 1; 1 и 2 — давление $P_0 = 5$ и 10 atm соответственно, начальная температура газа $T_0 = 293$ К; 3 — $T_0 = 200$ К, $P_0 = 5$ atm; 4 и 5 — сопло № 2, $P_0 = 5$ и 10 atm соответственно, $T_0 = 293$ К.

уже упоминавшиеся сопла № 1, 5 и 7, причем для каждого сопла F , как функция давления, имеет максимум, который для сопла № 1, например, лежит при $P_0 = 6 - 8$ atm. У сопла № 2, генерирующего струю с более широким профилем, но и более высокой концентрацией в центре, максимум F лежит при — $P_0 = 2$ atm, но его величина примерно в 2 раза ниже.

Характерно, что при центральном расположении плазменного образования пропускание излучения периферическим газом при оптимальных давлениях невелико — 15–35%. Рассмотрим 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.

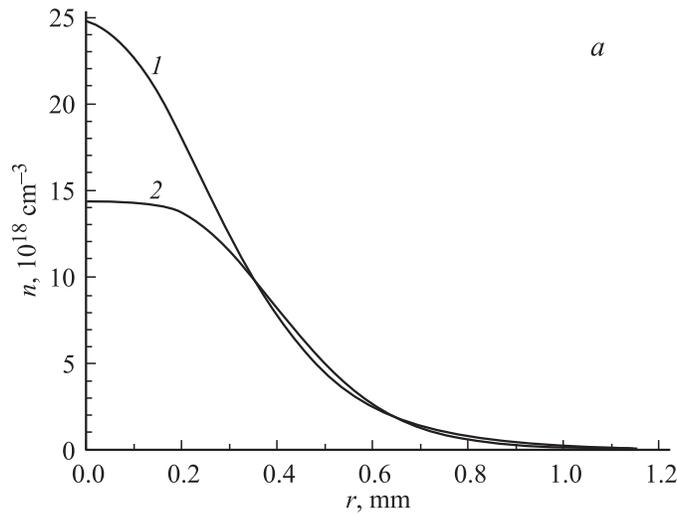


Рис. 3. Сравнение расчетных результатов для описанного в работе [2] эксперимента (кривые 1) и результатов расчета для сопла № 2 из таблицы, имитирующего эксперимент, описанный в [3,4] (кривые 2). В обоих случаях давление на входе в сопло — $P_0 = 10$ atm, температура — $T_0 = 293$ K, радиус плазмы — $r_{pl} = 100 \mu\text{m}$. Расстояние от среза сопла выбиралось в соответствии с условиями экспериментов: для кривых 1 — $\Delta x = 0.5$ mm в соответствии с [2], для кривых 2 — $\Delta x = 1$ mm в соответствии с [3,4]. *a* — радиальные профили концентрации атомов Xe. *b* — параметр F в функции от смещения оси плазмы от оси струи Δr . На врезке в увеличенном масштабе показана часть рисунка вблизи начала оси абсцисс, т.е. при малых значениях Δr , когда возбуждение плазмы происходит на оси струи.

На рис. 2 видно, что смещение оси плазмы, действительно, позволяет добиться существенного увеличения выхода излучения из плазмы для всех сопел, но оптимальным теперь оказывается сопло № 2 при более высоких давлениях. Как и следовало ожидать, в геометриях со смещенной осью плазмы в оптимальных случаях пропускание 40–70% — выше, чем в случаях с ее центральным положением.

Описанный метод расчетного анализа газовой струи-мишени позволяет провести сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными [2–4]. Для использованного в [2] цилиндрического сопла

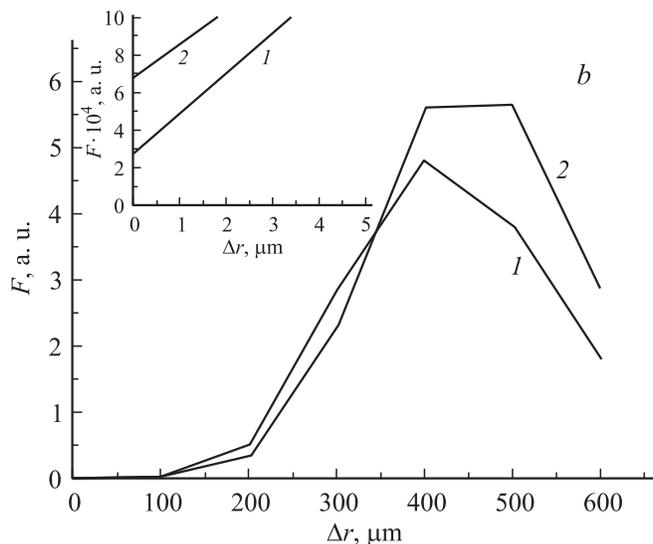


Рис. 3 (продолжение).

($r = 0.2 \text{ mm}$, $l = 10 \text{ mm}$) было выполнено дополнительное гидродинамическое моделирование, и затем по его результатам был вычислен параметр F для условий эксперимента ($P_0 = 10 \text{ atm}$, $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$, $r_{pl} \approx 100 \mu\text{m}$). В [3,4] применялось коническое сопло с размерами, близкими к размерам сопла № 2 ($l = 10 \text{ mm}$ — короче длины сопла № 2 на 3 mm); прочие условия эксперимента были теми же, кроме расстояния от среза сопла: $\Delta x = 1 \text{ mm}$. Радиальные профили плотности X_e для этих двух экспериментов показаны на рис. 3, а, а результаты вычислений параметра F — на рис. 3, б.

Распределения на рис. 3, а отличаются друг от друга лишь внутри приосевой области с радиусом около $300 \mu\text{m}$. Поведение параметра наблюдаемой светимости F на качественном уровне соответствует поведению наблюдаемого в эксперименте коротковолнового свечения плазмы. Действительно, при центральном положении плазмы F для сопла № 2 в 2.5 раза выше, чем для сопла из [2], хотя разница в реальной интенсивности излучения плазмы между этими двумя экспериментами, по-видимому, несколько выше (в [2] излучение из

серединной области плазменного столба вовсе ненаблюдаемо). При смещении оси плазмы параметр F для сопла № 2 возрастает и достигает максимума примерно в той же зоне, $\Delta r = 350\text{--}550\ \mu\text{m}$, где расположен максимум наблюдаемой яркости плазмы в [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 осаваться наблюдаемым, даже когда плазма находится на противоположной от наблюдателя стороне газовой струи и полностью „закрыта“ ею.

Очевидное объяснение состоит в том, что, как показано в [2–4], плазменное образование имеет значительное простираение 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 же 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 образом, весь телесный угол собирания света датчиком для любого конкретного эксперимента.

Авторы признательны В.Г. Капралову, обратившему их внимание на публикацию [2].

Работа была поддержана МНТЦ, проект № 3857.

Список литературы

- [1] *Калмыков С.Г.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 21. С. 97.
- [2] *Капралов В.Г.* и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В. 2. 149.
- [3] *Медников К.Н.* и др. // Материалы IX Международного симпозиума. Нижний Новгород, 2005. Т. 2. С. 499.
- [4] *Левашов В.Е.* и др. Квантовая электроника. 2006. Т. 36. В. 6. С. 549.
- [5] *Бобашев С.В.* и др. Сб. тезисов Международного форума по нанотехнологиям „RUSNANOTECH-08“. Москва. 3–5 декабря 2008. Т. 2. С. 225.
- [6] *Болдарев А.С.* и др. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. В. 7. С. 679.