

Измерение плотности ксенона в импульсной струе по поглощению монохроматического мягкого рентгеновского излучения

А.С.Болдарев, В.А.Гасилов, В.Е.Левашов, К.Н.Медников,
А.С.Пирожков, М.С.Пирожкова, Е.Н.Рагозин

Экспериментально и теоретически исследовано распределение плотности в импульсной струе газообразного ксенона при истечении его в вакуум через цилиндрическое и коническое (сверхзвуковое) сопла при различных давлениях стагнации и в разные моменты времени. Измерения проводились по поглощению монохроматического мягкого рентгеновского (МР) излучения ($\lambda = 13.6$ нм), генерируемого лазерно-плазменным источником наносекундного диапазона. Монохроматизация МР излучения и построение изображений струи «на просвет» (абсорбционных рентгенограмм) осуществлялись с помощью фокусирующих многослойных зеркал нормального падения. Проводилось численное моделирование нестационарного истечения ксенона в вакуум с учетом образования кластеров. Измеренные абсолютные значения плотности и ее распределение находятся в хорошем согласии с расчетами.

Ключевые слова: импульсная струя ксенона, лазерная плазма, мягкое рентгеновское излучение, кластеры ксенона, многослойные зеркала.

1. Введение

Использование наносекундных импульсов мягкого рентгеновского (МР) излучения, как известно, позволяет исследовать нестационарные объекты и явления по поглощению излучения в различные моменты времени. Одним из таких объектов, представляющих значительный практический интерес, является импульсная струя газа в вакууме. Так, струя частично кластеризованного ксенона рассматривается как лазерная мишень для «чистого» (безосколочного) лазерно-плазменного источника МР излучения для проекционной рентгеновской микролитографии, абсорбционной спектроскопии, рефлектометрии и т. п., почти не оказывающего вредного воздействия на окружающую оптику (см., напр., [1–3]). Взаимодействие мощного лазерного излучения с кластерами представляет значительный интерес как источник специфической высокотемпературной плазмы, высокоэнергетических частиц и фотонов и т. п. [4–6]. Говоря о других применениях импульсной струи газа, отметим сравнительно давно ведущиеся работы по созданию лазеров МР–ВУФ диапазона на переходах многозарядных Ne-, Ni- и Pd-подобных ионов, возбуждаемых излучением лазеров [7, 8], а также работы по генерации высоких гармоник лазерного излучения, спектр которых простирается в МР диапазон до ~ 10 нм и менее [9, 10]. Недавно начаты эксперименты по спектроскопическому наблюдению перезарядки многозарядных ионов лазерной плазмы на атомах-донорах в струе благородного газа [11, 12]. В связи с этим в последнее время предпринимаются усилия по экспериментальному определению характеристик и теоретическому моделированию импульсной струи (в том числе сверхзвуковой) благородного газа в вакууме (см., напр., [13–15]). При этом измерение плотности ксенона в струе проводилось интерферометрическим методом.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследовано распределение плотности в импульсной струе газообразного ксенона при истечении его в вакуум через цилиндрическое и коническое (сверхзвуковое) сопла. Нами разработана техника измерения распределения плотности в струе по ее изображениям, получаемым при просвечивании импульсом МР излучения. Эти изображения (абсорбционные рентгенограммы) формируются при помощи фокусирующей многослойной оптики, которая одновременно служит для монохроматизации излучения. При этом информация о плотности струи заключена в коэффициенте ослабления интенсивности лучей, прошедших через разные участки струи. Измерения выполнялись при различных давлениях в камере стагнации* и в разные моменты времени после начала истечения газа. Проводилось численное моделирование газодинамического течения по модели работы [16] с учетом образования кластеров, сопровождающего быстрое охлаждение газа при разлете в вакуум. Плотность определялась по абсорбционным рентгенограммам струи двумя способами. В первом случае за основу принималась форма радиального распределения плотности $N_{th}(r, z_0)$ в сечении z_0 , полученного при численном моделировании, и подбиралось значение плотности $fN_{th}(r, z_0)$, при котором расчетное поглощение наилучшим образом соответствовало абсорбционным рентгенограммам (ниже этот метод для краткости будем называть методом прямого согласования). Во втором случае радиальное распределение плотности определялось с помощью преобразования Абеля. Использование монохроматического излучения обеспечило довольно высокую точность абсолютных из-

А.С.Болдарев, В.А.Гасилов. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4а
В.Е.Левашов, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 11 марта 2004 г.

*Давлением стагнации называют давление покоящегося газа до момента открытия импульсного клапана.

мерений плотности ($\sim 10\%$), а выбор длины волны вблизи максимума полосы поглощения ксенона обусловил высокую (в сравнении с интерферометрией видимого диапазона) чувствительность метода.

2. Эксперимент

Определение профиля плотности струи газа основано на сравнении интенсивностей зондирующего монохроматического МР излучения, прошедшего через различные участки струи (рис.1):

$$I(y, \lambda_0) = I_0(\lambda_0) \exp[-\tau(y, \lambda_0)],$$

где $I_0(\lambda_0)$ – исходная интенсивность зондирующего монохроматического излучения с длиной волны λ_0 ;

$$\tau(y, \lambda_0) = 2\sigma_a \int_0^\infty N(r = (x^2 + y^2)^{1/2}) dx$$

– оптическая толщина вдоль луча, проходящего параллельно оси x на расстоянии y от оси струи (предполагается, что струя обладает осевой симметрией); N – плотность атомов; $\sigma_a = 2r_e \lambda_0 f_2$ – сечение поглощения (в расчете на один атом); r_e – классический радиус электрона; f_2 – мнимая часть атомного фактора рассеяния. Рефракция в струе несущественна и поэтому не учитывалась (см. ниже). Поглощение на данной длине волны в МР диапазоне не зависит от агрегатного состояния вещества (в данном случае от степени кластеризации ксенона), а зависит лишь от интегральной плотности вдоль траектории луча ($2 \int_0^\infty N(r) dx$) и атомного номера элемента (т.е. от f_2). В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с зарядом ядра от 1 до 92 в диапазоне энергии фотонов 30 эВ – 30 кэВ [17, 18].

Струя газа просвечивалась импульсами МР излучения из плазмы, образованной при облучении вольфрамовой мишени сфокусированными импульсами твердотельного лазера на кристаллах ортоалюмината иттрия, активированного неодимом ($\text{Nd}:\text{YAlO}_3$, $\lambda = 1.08$ мкм, $Q = 0.4$ Дж, $t = 6$ нс). Схема эксперимента по регистрации абсорбционных рентгенограмм импульсной струи представлена на рис.2. Лазерная плазма I располагалась в большинстве экспериментов на расстоянии 62 мм от оси струи. Струя газа в вакууме создавалась при помощи импульсного электромагнитного клапана высокого давления 2 , синхронизированного с лазерной вспышкой. Давление газа в области стагнации варьировалось; его верхний предел составлял 10 атм. Ось струи лежит в

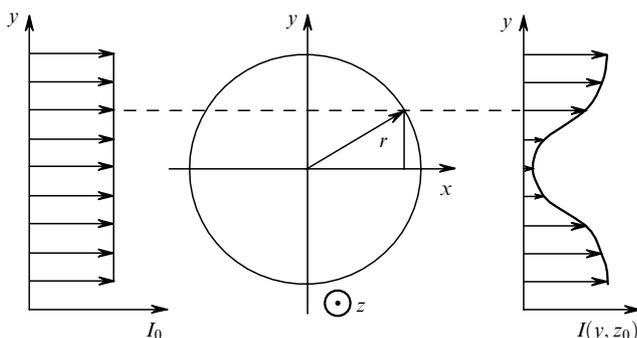


Рис.1. Схема, поясняющая метод измерения плотности по поглощению монохроматического излучения.

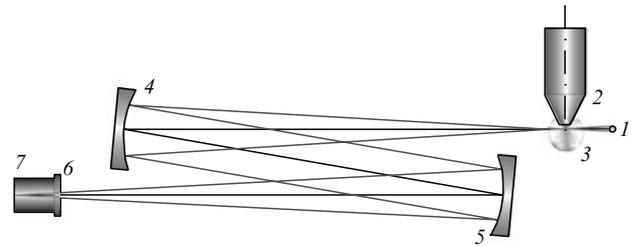


Рис.2. Схема эксперимента по регистрации абсорбционных рентгенограмм импульсной струи газа:

1 – плазма вольфрамовой лазерной мишени; 2 – импульсный газовый клапан высокого давления; 3 – поле зрения оптической системы из двух многослойных зеркал 4 и 5 (радиус кривизны 1 м, $\lambda_0 = 13.6$ нм); 7 – рентгеновская фотопленка УФ-4, закрытая от видимого и УФ света абсорбционным фильтром 6 .

плоскости чертежа. Одинаковые многослойные зеркала (МЗ) 4 и 5 (диаметр 40 мм, радиус кривизны 1 м, $\lambda_0 = 13.6$ нм) отображали плоскость, содержащую ось сопла, на рентгеновскую фотопленку УФ-4 7 , закрытую от видимого и УФ света абсорбционным фильтром 6 , изготовленным в Институте физики микроструктур РАН [19]. Фильтр 6 представлял собой многослойную структуру Nb/Si на поддерживающей сетке и обладал пропусканием 41% на длине волны 13.5 нм. Фильтр был расположен на расстоянии 60 мм от фотопленки, примерно в том месте, где находилось изображение источника, размер которого составлял ~ 100 мкм. Это позволяло избежать неоднородности освещения поля зрения из-за поддерживающей фильтр сетки с периодом 0.5 мм. Комбинация из двух МЗ и абсорбционного фильтра служила для монохроматизации регистрируемого излучения и надежного подавления фона.

Выбор длины волны зондирующего излучения 13.6 нм обусловлен тем, что она находится в области сильного поглощения Хе (рис.3), что обеспечивает достаточно высокую чувствительность метода. Если условно принять за порог регистрации оптическую толщину $\tau(y = 0, \lambda_0) = 0.25$, то пороговая «плотность столба» ксенона составит 10^{16} атом./см². Эта плотность приблизительно в 20 раз меньше, чем при интерферометрических измерениях.

Регистрация абсорбционных рентгенограмм проводилась за одну лазерную вспышку, причем использовался лазерный пучок с энергией менее 0.4 Дж, чтобы избежать переэкспонирования рентгеновской фотопленки. На рис.4 показаны примеры абсорбционных рентгено-

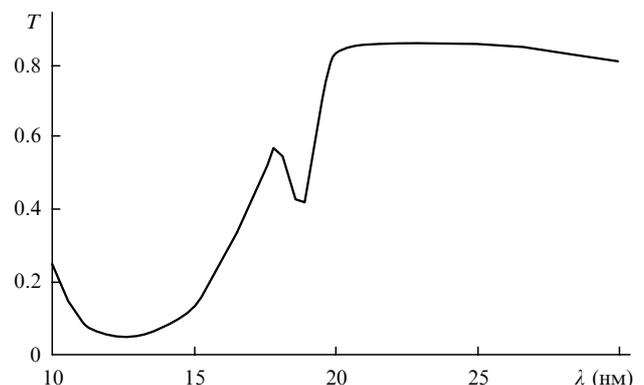


Рис.3. Коэффициент пропускания слоя ксенона с плотностью 1.1×10^{17} атом./см².

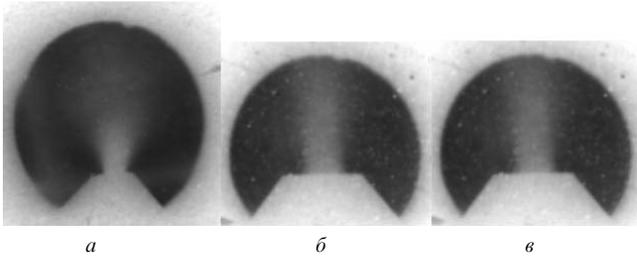


Рис.4. Примеры абсорбционных рентгенограмм ксеноновой струи, полученных при истечении газа через цилиндрическое (а) и коническое (б, в) сопла. Давление стагнации составляет 1 (а, б) и 3.7 атм (в).

грамм ксеноновой струи, полученных при истечении газа через цилиндрическое и коническое сопла при разных давлениях стагнации. Цилиндрическое сопло представляло собой канал диаметром 0.4 мм, а коническое имело выходное отверстие диаметром 1.0 мм при отношении площадей выходного и входного отверстий $S_{out}/S_{in} \approx 5$. Полагая ксенон идеальным газом и считая для простоты течение газа однородным по сечению сопла, число Маха M на выходе сопла можно оценить по формуле $S_{out}/S_{in} \approx \frac{9}{16} M^{-1} (1 + M^2/3)^2$ [20], откуда получаем $M \approx 3.8$. Численное моделирование с учетом конкретной геометрии сопла дает $M = 4.2 - 4.35$ и скорость течения 2.8×10^4 см/с. Как и следовало ожидать, абсорбционные рентгенограммы струи в случаях цилиндрического и конического сопел качественно различаются, отражая различия в характере гидродинамического течения: при коническом сопле поперечное расширение струи существенно меньше (струя как бы живет дольше). Разумеется, плотность на выходе из сопла в этом случае ниже, чем при цилиндрическом сопле и таком же давлении стагнации газа. Это иллюстрирует рис.5, где показаны распределения плотности $N_{th}(r, z_0)$ в трех сечениях ($z_0 = 0.5, 1.0$ и 1.5 мм) при истечении ксенона через коническое и цилиндрическое сопла и одинаковом давлении стагнации (3.76 атм). Видно, что при сверхзвуковом течении плотность на оси струи остается почти неизменной на расстоянии вплоть до полутора миллиметров от среза сопла.

Необходимо подчеркнуть важность «спектральной чистоты» излучения при экспериментальном определе-

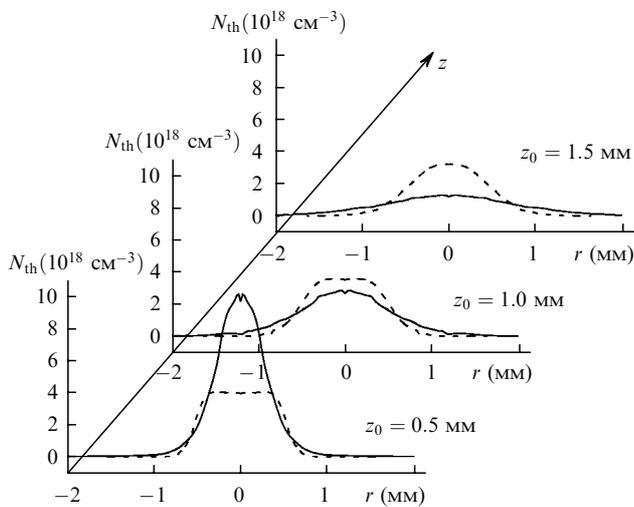


Рис.5. Расчетные распределения плотности $N_{th}(r, z_0)$ в трех сечениях ($z_0 = 0.5, 1.0$ и 1.5 мм) при истечении ксенона через коническое (штриховые кривые) и цилиндрическое (сплошные кривые) сопла при одинаковом давлении стагнации (3.76 атм).

нии плотности газа. Пусть излучение, попадающее на детектор, наряду с излучением с длиной волны λ_0 содержит фоновое излучение с интенсивностью I_b , диапазон длин волн которого находится вне полосы поглощения ксенона. Тогда кажущаяся оптическая толщина для луча, проходящего через ось струи, есть

$$\tau_{app}(y=0, \lambda_0) = \ln \frac{1 + I_b/I_0(\lambda_0)}{\exp[-\tau(y=0, \lambda_0)] + I_b/I_0(\lambda_0)}. \quad (1)$$

Возьмем для определенности $\tau(y=0, \lambda_0) = 4$ – такое значение уже позволяет измерить радиальное распределение плотностей на расстояниях до нескольких характерных радиусов от оси. Предположим, что относительная интенсивность фона составляет 1 % ($I_b/I_0(\lambda_0) = 0.01$). Тогда кажущаяся оптическая толщина для проходящего через ось струи луча $\tau_{app}(y=0, \lambda_0) = 3.57$, что означает 11 %-ное занижение плотности. Относительная интенсивность фона 10 % влечет за собой почти двукратную ошибку в измерении плотности.

В нашем эксперименте была обеспечена достаточно высокая «спектральная чистота» регистрируемого излучения. На рис.6 приведены зависимости от длины волны коэффициента отражения одного (кривая 1) и двух (кривая 2) последовательно установленных МЗ. Обращает на себя внимание относительно слабое (по сравнению с резонансным пиком отражения) крыло, простирающееся на десятки нанометров в длинноволновую область. При равномерном спектральном распределении интенсивности источника это крыло может приводить к отличию измеренной (кажущейся) плотности ксенона от истинной. На рис.7 показаны результаты расчета кажущейся оптической толщины τ_{app} в зависимости от реальной оптической толщины τ для однозеркальной (МЗ + фильтр, кривая 1) и двухзеркальной (МЗ + МЗ + фильтр, кривая 2) схем с широкополосным источником излучения. В гипотетическом случае монохроматического света $\tau_{app} \equiv \tau$ (прямая 3). Из рис.7 видно, что однозеркальная схема вносила бы заметную (20 %) погрешность уже при $\tau \sim 5$. В действительности отклонение кривых 1 и 2 от прямой 3 может быть несколько больше из-за неучтенного в расчете окна прозрачности фильтра в области 40–50 нм. Динамический диапазон рентгеновской фотоэмульсии позволяет сопоставлять интенсивности, различающиеся примерно на два порядка (это соответствует $\tau \sim 5$), то-

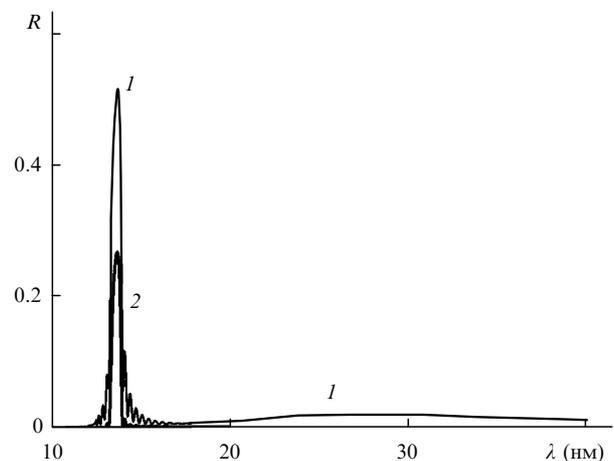


Рис.6. Коэффициент отражения одного (1) и двух (2) последовательно установленных МЗ.

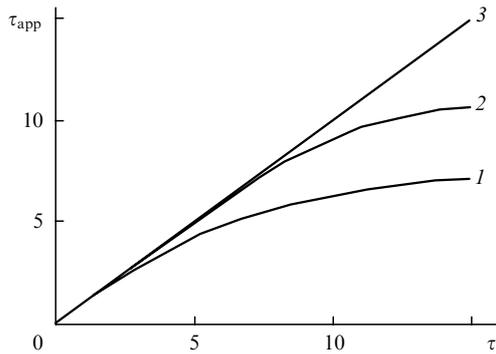


Рис. 7. Кажущаяся (т. е. измеряемая в эксперименте) оптическая толщина τ_{app} в зависимости от реальной оптической толщины τ для однозеркальной (МЗ + фильтр, 1) и двухзеркальной (МЗ + МЗ + фильтр, 2) схем с широкополосным источником излучения. Прямая $\tau_{\text{app}} = \tau$ (3) соответствует случаю идеальной монохроматизации.

гда как при использовании рентгеновских фотодиодов АХУV, диапазон линейности которых достигает восьми порядков, можно, в принципе, работать вплоть до $\tau \sim 15$.

3. Обработка рентгенограмм и результаты измерений

Преобразование Абеля дает математически строгое решение задачи восстановления осесимметричного распределения плотности по абсорбционному изображению. При практическом применении этого метода часто возникало, однако, осциллирующее вблизи оси решение, неприемлемое с физической точки зрения. Причина этого заключается в постоянной составляющей шума на периферии изображения, откуда начинается восстановление профиля плотности. Следует сказать, что немонотонный ход зависимости $N_{\text{th}}(r)$ дает и численный гидродинамический расчет. Так что для восстановления профиля требуется большое отношение сигнал/шум на периферии изображения. При достоверных расчетах можно ограничиться определением одного подгоночного коэффициента в методе прямого согласования. В данной работе преимущественно использовался именно этот метод.

Гидродинамические расчеты нестационарного истечения газа в вакуум через цилиндрическое и коническое сопла проводились при различных давлениях в области стагнации газа. Они показали, что в условиях эксперимента (комнатная температура, умеренное давление газа) доля кластеризованного вещества невелика: например, при давлении ~ 3.8 атм и коническом разлете доля атомов ксенона в кластерах равна $\sim 10^{-4}$. Благодаря этому поле концентраций газа $N_{\text{th}}(r, z)$ практически пропорционально давлению стагнации. Для нас представляют интерес параметры ксенона на расстояниях $z_0 = 0 - 1.5$ мм от среза сопла. Чисто газодинамическое время установления течения в этой области составляет менее 100 мкс, а временной интервал между началом движения плунжера до момента максимального открытия клапана – 80 мкс. Исходя из этого мы полагаем, что фактическое время установления течения также не превышает ~ 100 мкс.

Сравнение экспериментальных и расчетных профилей интенсивности показало, что экспериментальный профиль имел несколько более широкое распределение. Это заставило нас сделать предположение о существовании аппаратного рассеяния, что затем подтвердилось нали-

чием фона почернения в области геометрической тени на абсорбционных рентгенограммах. Рассеяние возникает при отражении излучения от МЗ и прохождении его через абсорбционный фильтр. Дополнительные эксперименты с иным расположением фильтра и зеркал, которые могли бы выявить относительный вклад указанных элементов в полное рассеяние, не проводились. При учете рассеяния предполагалось, что профиль распределения его интенсивности является гауссовым, а доля энергии рассеянной компоненты равна $1/3$ от полной энергии. Это соответствует рассеянию на одном зеркале метрового радиуса с шероховатостью поверхности $\sigma = 0.7$ нм и корреляционным размером шероховатости $a = 5$ мкм. При учете рассеяния в рентгенооптической системе с такими параметрами, типичными для подложек МЗ, форма расчетного профиля интенсивности $I_{\text{th}}(r, z)$ почти полностью совпадает с экспериментальным профилем $I(r, z)$. При этом абсолютные значения плотности изменялись примерно на 10 %.

Предполагалось, что струя ксенона оптически однородна и не рассеивает зондирующее излучение с длиной волны 13.6 нм. Дадим этому краткое обоснование. Речь может идти о двух эффектах. Во-первых, возможна рефракция излучения из-за градиента плотности в струе Хе. Это может иметь значение, если угол рефракции сопоставим с приемным углом рентгенооптической системы, так что часть излучения не достигает детектора и не участвует в формировании изображения струи. В нашем случае приемный угол составляет 0.08 рад. Максимальный угол рефракции при прохождении струи равен $\sim |n - 1| = \delta$, где δ – вещественная добавка к показателю преломления n . В пределах полосы отражения МЗ максимальная добавка $\delta = 1.1 \times 10^{-5}$ (при плотности атомов Хе, равной 10^{19} см $^{-3}$), поэтому в условиях эксперимента рефракция незначительна.

Во-вторых, может иметь место рассеяние на кластерах. Доля потока излучения, взаимодействующего с кластерами, составляет $\sim \pi r_{\text{cl}}^2 N_{\text{cl}} d_{0.5}$, где $r_{\text{cl}} \approx 0.05$ мкм – средний радиус кластеров ксенона (коническое сопло, давление стагнации 3.76 атм); $N_{\text{cl}} \approx 3 \times 10^7$ см $^{-3}$ – концентрация кластеров на оси струи; $d_{0.5} \approx 1$ мм – диаметр струи. Отсюда видно, что $\pi r_{\text{cl}}^2 N_{\text{cl}} d_{0.5} \approx 2.4 \times 10^{-4} \ll 1$, так что рассеянием на кластерах также можно пренебречь.

При обработке рентгенограмм методом прямого согласования бралось расчетное радиальное распределение плотности, умноженное на подгоночный коэффициент, $f N_{\text{th}}(r, z_0)$. Затем проводился подбор подгоночного коэффициента f по наилучшему соответствию расчетного и экспериментального контуров интенсивности в трех сечениях: $z_0 = 0.5, 1.0$ и 1.5 мм.

На рис. 8, а показаны экспериментальный радиальный профиль интенсивности $I(r, z_0 = 0.5$ мм) в сечении, перпендикулярном оси струи и проходящем на расстоянии 0.5 мм от среза сопла, а также его аппроксимация расчетным профилем интенсивности в данном сечении. Это основывается на гидродинамическом расчете профиля плотности $N_{\text{th}}(r, z_0 = 0.5$ мм) (рис. 8, б) при учете рассеяния. Наилучшее согласие достигается при $f \approx 0.73$. Аналогичная аппроксимация в сечениях $z_0 = 1.0$ и 1.5 мм дала $f \approx 0.77$ и 0.75 соответственно. Как отмечено выше, учет рассеяния приводит лишь к ~ 10 %-ному изменению абсолютного значения плотности на оси струи, но позволяет добиться лучшего согласования формы расчетного и экспериментального профилей интенсивности. Анало-

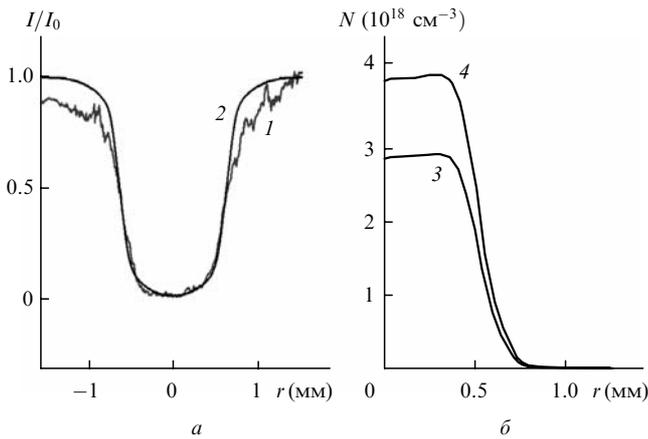


Рис.8. Экспериментальный радиальный профиль интенсивности $I(r, z_0 = 0.5 \text{ мм})$ в сечении, перпендикулярном оси струи и проходящем на расстоянии 0.5 мм от среза сопла (1), и его аппроксимация расчетным профилем интенсивности в этом сечении (2) (а), а также экспериментальный (3) и расчетный (4) профили плотности (б). Профиль плотности 3 соответствует экспериментальному профилю интенсивности 1.

гичное соотношение между экспериментальным и расчетным профилями плотности было получено при истечении ксенона через цилиндрическое сопло и давлении стагнации 1 атм: экспериментальные значения плотности в трех сечениях ($z_0 = 0.5, 1.0$ и 1.5 мм) составили около 3/4 от расчетных.

Проводилось также определение радиального распределения плотности при помощи преобразования Абеля [21] в тех случаях, когда шумы рентгеновской фотопленки позволяли это сделать. На рис.9 профиль $N_A(r, z_0 = 0.5)$, восстановленный с помощью преобразования Абеля (цилиндрическое сопло, давление стагнации ксенона 1 атм), сопоставлен с профилем $N_{th}(r, z_0 = 0.5 \text{ мм})$, полученным в результате гидродинамического расчета (верхняя кривая). Нижняя кривая – тот же теоретический профиль, умноженный на коэффициент 0.64. Это сравнение показывает, что гидродинамический расчет хорошо описывает радиальный профиль плотности. Однако абсолютные значения плотности, определенные методом прямого согласования, дали несколько более высокое значение подгоночного коэффициента – $f \approx 0.75$ (см. выше).

Как уже отмечалось, динамический диапазон рентгеновской фотопленки относительно невелик и не позволяет сопоставлять интенсивности, различающиеся более чем в 100 раз. (Это соответствует оптической толщине $\tau \sim 5$.) Несмотря на это нам удалось обработать абсорбционные рентгенограммы струи в сечениях, где максимальная оптическая толщина составляет около 20. Хотя при этом центральная (приосевая) часть изображения и перестает быть чувствительной к плотности газа, однако с ростом плотности эта область расширяется в радиаль-

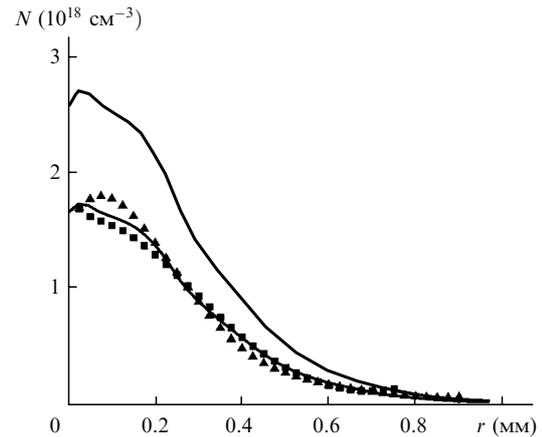


Рис.9. Радиальный профиль плотности $N_A(r, z_0 = 0.5 \text{ мм})$ (точки), восстановленный с помощью преобразования Абеля по двум частям рентгенограммы, лежащим по разные стороны от оси изображения (цилиндрическое сопло, давление стагнации ксенона 1 атм). Верхняя кривая (N_{th}) – теоретический расчет, нижняя (fN_{th}) – теоретические значения, умноженные на фактор $f = 0.64$.

ном направлении, что дает возможность методом прямого согласования достаточно точно подобрать коэффициент f по совпадению расчетного и экспериментального профилей интенсивности. Так, при давлении стагнации 3.66 атм и истечении ксенона через цилиндрическое сопло мы получили: $N(r = 0, z_0 = 0.5 \text{ мм}) = (1.06 \pm 0.1) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, или около 1.1 ± 0.1 от расчетной плотности ($\tau \approx 17$); $N(r = 0, z_0 = 1.0 \text{ мм}) = (2.4 \pm 0.25) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, или около 0.88 ± 0.1 от расчетной плотности ($\tau \approx 8$).

В табл.1 представлены теоретические (гидродинамический расчет) и экспериментальные (прямое согласование) значения плотности на оси струи в трех сечениях ($z_0 = 0.5, 1.0$ и 1.5 мм) при различных давлениях стагнации для обоих типов сопел; в скобках для удобства указан подгоночный коэффициент f . Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что расхождение между теорией и экспериментом несколько уменьшается с ростом давления стагнации. Это может объясняться тем, что большим давлениям стагнации соответствуют большие оптические толщины и большие размеры изображения, а роль шумов рентгеновской фотопленки уменьшается. Кроме того, расхождение между расчетной и экспериментальной плотностями может быть связано с отличием реальных условий для втекания газа в сопло от идеальных, задаваемых в расчетах. Так, камера стагнации в эксперименте разделена перегородками с отверстиями и содержит движущийся стержень, что трудно полностью учесть в численных расчетах. Некоторая погрешность может быть связана и с неточным знанием характеристик кривой рентгеновской фотопленки, атомных факторов рассеяния и т.п. Суммируя результаты анализа, с большой долей уверенности можно утверждать,

Табл.1. Плотность ксенона на оси среды (в см^{-3}).

Тип сопла	Давление (атм)	$z_0 = 0.5 \text{ мм}$		$z_0 = 1 \text{ мм}$		$z_0 = 1.5 \text{ мм}$	
		Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
Конус	3.76	4×10^{18}	2.9×10^{18} ($f = 0.73$)	3.55×10^{18}	2.73×10^{18} ($f = 0.77$)	3.2×10^{18}	2.4×10^{18} ($f = 0.75$)
Конус	3.36	3.57×10^{18}	2.8×10^{18} ($f = 0.78$)	3.17×10^{18}	2.56×10^{18} ($f = 0.8$)	2.87×10^{18}	2.1×10^{18} ($f = 0.73$)
Конус	1	1.03×10^{18}	6.2×10^{17} ($f = 0.6$)	9.2×10^{17}	5.5×10^{17} ($f = 0.6$)	8.3×10^{17}	4.7×10^{17} ($f = 0.57$)
Цилиндр	1	2.65×10^{18}	2.0×10^{18} ($f = 0.77$)	7.4×10^{17}	5.75×10^{17} ($f = 0.78$)	3.3×10^{17}	2.5×10^{17} ($f = 0.76$)
Цилиндр	3.66	9.7×10^{18}	1.06×10^{19} ($f = 1.1$)	2.7×10^{18}	2.4×10^{18} ($f = 0.88$)	–	–

что абсолютные значения плотности струи ксенона находятся в пределах 0.75–1.0 от расчетной плотности при истечении газа как через цилиндрическое, так и коническое сопла.

4. Заключение

Нами разработан метод измерения плотности импульсной струи газа по поглощению монохроматического излучения в МР области спектра. Импульс МР излучения генерировался при облучении вольфрамовой мишени сфокусированным пучком Nd:YAlO₃-лазера ($\lambda = 1.08$ мкм, $Q = 0.4$ Дж, $t = 6$ нс). Абсорбционные рентгенограммы импульсной струи ксенона строились при помощи фокусирующих МЗ нормального падения в сочетании с многослойным абсорбционным фильтром. Для ксенона на длине волны 13.6 нм чувствительность метода (пороговая «плотность столба») составляет около 10^{16} атом./см². Проведены газодинамические расчеты импульсной струи ксенона при истечении ее в вакуум через цилиндрическое и коническое сопла. Зарегистрированы абсорбционные рентгенограммы на стадии «установившегося» течения струи для обоих сопел при различных давлениях ксенона в камере стагнации. Обработка рентгенограмм показала, что радиальное распределение плотности на разных расстояниях от сопла соответствует расчетным распределениям, а абсолютные значения плотности находятся в пределах 0.75–1.0 от расчетных значений.

Авторы признательны Н.Н.Салашенко и В.И.Лучину за предоставление многослойного абсорбционного фильтра, Э.Я.Кононову и А.Н.Рябцеву – за содействие при обработке абсорбционных рентгенограмм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16209, 02-01-00708), Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и Программы BRNE (CRDF) 2003 (Y1-P-11-04, REC-011).

1. De Bruijn R., Bartnik A., Fledderus H.F., Fiedorowicz H., Hegeman P., Constantinescu R.C., Bijkerk F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*,

3997, 157 (2000).

2. Suzuki M., Daido H., Choi I.W., Yu W., Nagai K., Norimatsu T., Mima K., Fiedorowicz H. *Phys. Plasmas*, **10** (1), 227 (2003).
3. Stiel H., Vogt U., Ter-Avetyan S., Schnürer M., Will I., Nickles P.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4781**, 26 (2002).
4. Lezius M., Dobosz S., Normand D., Schmidt M. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (2), 261 (1998).
5. Ditmire T., Gumbrell E.T., Smith R.A., Djaoui A., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (4), 720 (1998).
6. Ditmire T., Donnelly T., Falcone R.W., Perry M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (17), 3122 (1995).
7. Fiedorowicz H., Bartnik A., Kostecki J., Szczurek M., Fill E., Li Y., Lu P., Pretzler G., Nilson J. *Proc. V Int. Conf. on X-Ray Lasers* (Lund, Sweden, 1996; Bristol: IOPP, 1996, p. 76).
8. Lu P., Kawachi T., Suzuki M., Sukegawa K., Namba S., Tanaka M., Hasegawa N., Tai R., Kishimoto M., Kado M., Nagashima K., Daido H., Kato Y., Fiedorowicz H. *AIP Conf. Proc.*, **634** (1), 241 (2002).
9. Schulze D., Sommerer G., Drescher M., Ludwig J., Kleineberg U., Nickles P.V., Heinzmann U., Sander W. *Proc. V Int. Conf. on X-Ray Lasers* (Lund, Sweden, 1996; Bristol: IOPP, 1996, p. 353).
10. Altucci C., Bruzzese R., de Lisio C., et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 289 (2000).
11. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Пресняков Л.П., Рагозин Е.Н. *Рентгеновская оптика-2003 (Материалы совещания)* (Н.Новгород, 2003, с. 333).
12. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Физика плазмы*, **30** (2), 169 (2004).
13. Malka V., Coulaud C., Geindre J.P., Lopez V., Najmudin Z., Neely D., Amiranoff F. *Rev. Sci. Instr.*, **71** (6), 2329 (2000).
14. Mori M., Shiraishi T., Takahashi E., Suzuki H., Sharmz L.B., Miura E., Kondo K. *J. Appl. Phys.*, **90** (7), 3593 (2001).
15. Dorches F., Blasco F., Caillaud T., Stevefelt J., Stenz C., Boldarev A.S., Gasilov V.A. *Phys. Rev. A*, **68**, 023201 (2003).
16. Болдарев А.С., Гасилов В.А. *Математическое моделирование*, **15** (3), 55 (2003).
17. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *At. Data Nucl. Data Tables*, **54**, 181 (1993).
18. Soufli R., Gullikson E.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 222 (1997); http://cindy.lbl.gov/optical_constants/.
19. Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салашенко Н.Н., Сулов Л.А. *Рентгеновская оптика-2003 (Материалы совещания)* (Н.Новгород, 2003, с. 226).
20. Абрамович Г.Н. *Прикладная газовая динамика* (М.: Наука, 1976, с. 150).
21. Bockasten K. *J. Opt. Soc. Am.*, **51** (9), 943 (1961).