

04

## Расчетное и экспериментальное определение длины лазерной искры в газоструйных мишенях

© А.Н. Нечай, В.Е. Гусева, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,  
607680 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: valeriegus@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 31 октября 2024 г.  
В окончательной редакции 23 января 2025 г.  
Принято к публикации 20 февраля 2025 г.

Представлены результаты исследований размеров лазерных искр, формируемых при возбуждении газоструйных мишеней на основе аргона, криптона и ксенона импульсным излучением Nd:YAG-лазера с длительностью импульса 4 ns и энергией импульса 0.8 J. Изображения лазерной плазмы были получены с помощью рентгеновского двухзеркального микроскопа на основе объектива Шварцшильда с пятикратным увеличением, работающего на длине волны 11.25 nm. Газоструйные мишени исследовались при давлении газа на входе в сопло 2–10 bar. Значения длин искр, полученные из эксперимента, сравнивались с теоретически рассчитанными значениями.

**Ключевые слова:** лазерная искра, экстремально ультрафиолетовое излучение, газоструйные мишени.

DOI: 10.61011/JTF.2025.07.60650.376-24

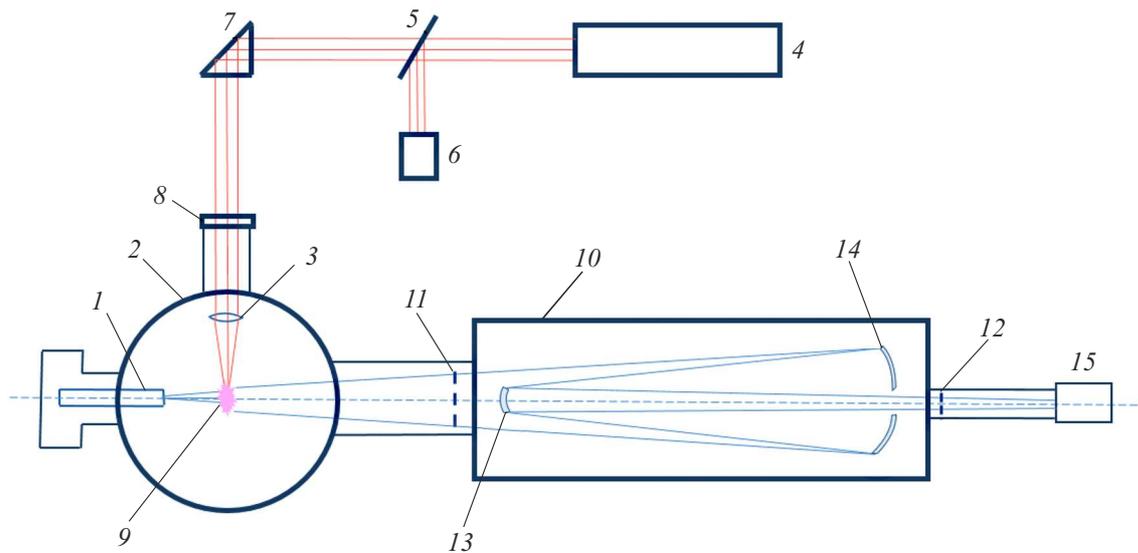
### Введение

Улучшение технологических возможностей по получению многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) с повышенным коэффициентом отражения открыло новые возможности в конструировании рентгенооптических устройств, в том числе с использованием ранее мало использовавшихся химических элементов [1]. Так, в частности, появились МРЗ на основе Mo/Be, эффективно отражающие на длинах волн в окрестностях 11 nm, что сделало возможным использование лазерно-плазменных источников (ЛПИ) излучения на данной длине волны в составе различных лабораторных рентгенооптических установок, в том числе литографических [2]. Как известно, длина волны 11.25 nm соответствует высокоинтенсивному излучению плазмы ксенона [3,4] и эквивалентна широко используемой полосе излучения вблизи 13.5 nm плазмы олова [5]. Плазма олова сильно загрязняет МРЗ при работе ЛПИ, что является существенным недостатком данной мишени [6]. При использовании ксенона возможна разработка мощного „чистого“ источника излучения, работающего на длине волны 11.25 nm, который может быть применен в промышленных целях, в частности, в нанолитографии.

Для разработки подобных мощных источников излучения для литографических применений важно провести согласование лазерной искры и собирающей оптики не только по рабочим длинам волн, но и по геометрическому размеру излучающей в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне области лазерной искры. Так, в разрабатываемой оптической схеме исследовательского стенда в качестве приемного рентгенооптического элемента используется коллектор, на поверхность которого

нанесено МРЗ. Область искры, откуда излучение захватывается коллектором, составляет  $\sim 500 \mu\text{m}$ . В качестве мишеней для ЛПИ планируется использовать сверхзвуковые струи ксенона. Возбуждение мишени планируется осуществлять импульсными лазерными системами со средней плотностью мощности в фокусе порядка  $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$  и наносекундной длительностью импульса. Работы по исследованию размеров лазерных искр на газоструйных мишенях уже проводились многими авторами [7–10]. Однако размер области лазерной искры, излучающей на перспективной длине волны 11.25 nm, ранее систематически не изучался. В том числе неизвестна и зависимость размера лазерных искр от параметров возбуждающего лазерного излучения и газовой струи-мишени.

В настоящей работе проводились исследования размеров лазерных искр, наблюдаемых на длине волны 11.25 nm и формируемых при различных параметрах газоструйных мишеней и возбуждающего лазерного излучения. Данные измерения позволили определить размеры лазерных искр, формируемых в ЛПИ, но не дали ответа на вопрос — при каких параметрах возбуждающего излучения лазера длина искры составит оптимальную величину  $500 \mu\text{m}$ . Для решения данного вопроса проводился расчет длин искр в соответствии с теорией, изложенной в [11,12]. Полученные в результате расчета значения сравнивались с наблюдаемыми экспериментально, а после верификации теории проводились оценки в широком диапазоне параметров возбуждающего лазерного излучения и газоструйной мишени. По результатам данных расчетов были выдвинуты требования к возбуждающей лазерной системе и системе



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — сверхзвуковое коническое сопло, 2 — вакуумная камера, 3 — фокусирующая линза, 4 — Nd:YAG-лазер, 5 — делительная пластина, 6 — детектор мощности ИМО-2, 7 — призма, 8 — входное окно, 9 — лазерная искра, 10 — рентгеновский микроскоп, 11, 12 — Zr/SiZr пленочные фильтры, 13 — выпуклое МРЗ, 14 — вогнутое МРЗ, 15 — матричный КМОП детектор.

формирования газовой струи для их использования в различных ЛПИ.

## 1. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Эксперимент проводился следующим образом: импульсная газоструйная мишень формировалась при истечении газа из конического сверхзвукового сопла 1 в вакуумную камеру 2. С помощью линзы 3 лазерное излучение импульсного Nd:YAG-лазера 4 фокусировалось на мишени на расстоянии от среза сопла 0.5 мм. Оптический путь лазерного излучения до мишени состоит из делительной пластины 5, отклоняющей малую часть излучения в детектор мощности ИМО-2 6, и призмы 7, направляющей излучение во входное окно 8 вакуумной камеры 2. В точке фокусировки лазерный пробой мишени приводит к образованию высокоионизированной плазмы 9. Более подробно экспериментальная установка описана в [13].

Для получения изображений лазерной искры излучение плазмы направлялось на вход двухзеркального рентгеновского микроскопа с пятикратным увеличением 10 (рис. 1), собранного по схеме Шварцшильда. ЭУФ излучение лазерной плазмы выделялось с помощью двух свободновисящих фильтров на основе Zr/SiZr 11 и 12, расположенных на входе и выходе микроскопа. Используемые в микроскопе МРЗ 13 и 14 эффективно отражают излучение на длине волны 11.25 нм, коэффициент отражения составляет ~ 67%. Построенное микроскопом изображение проецируется на приемный матричный детектор 15 марки GSENSE 2020 BSI, работающий

на КМОП технологии. Более подробно устройство и характеристики микроскопа описаны в работе [14].

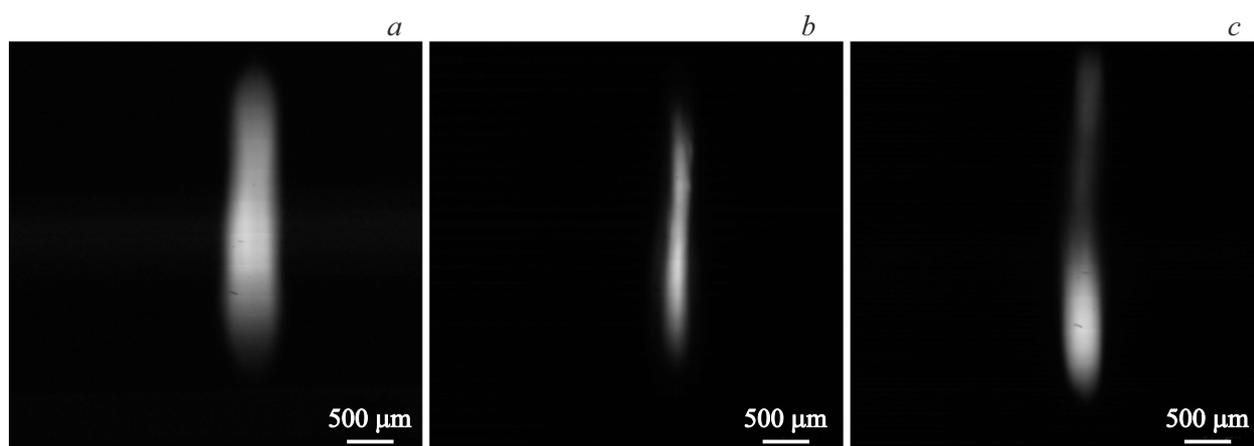
В эксперименте использовалось коническое сверхзвуковое сопло с  $d_{cr} = 500 \mu\text{m}$ , длиной  $L = 5 \text{ mm}$  и полууглом раствора  $\alpha = 4.5^\circ$ , давление на входе в сопло варьировалось в диапазоне 2–10 bar, температура составляла 300 К. В качестве мишеней исследовались аргон, криптон и ксенон. При используемых параметрах мишени концентрация частиц в зоне образования лазерной искры составляла порядка  $1.5 \cdot 10^{19} \text{ particles/cm}^3$  [15]. Вакуум в камере поддерживался на уровне  $10^{-2} \text{ Pa}$ .

Для возбуждения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , длительностью импульса  $\tau = 4 \text{ ns}$ , частотой следования импульсов 10 Hz и энергией импульса 0.8 J. Оптическая система фокусировала излучение лазера в пятно с расчетным диаметром 66  $\mu\text{m}$ . Таким образом, плотность мощности лазерного излучения в области фокуса составляла  $\sim 6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ .

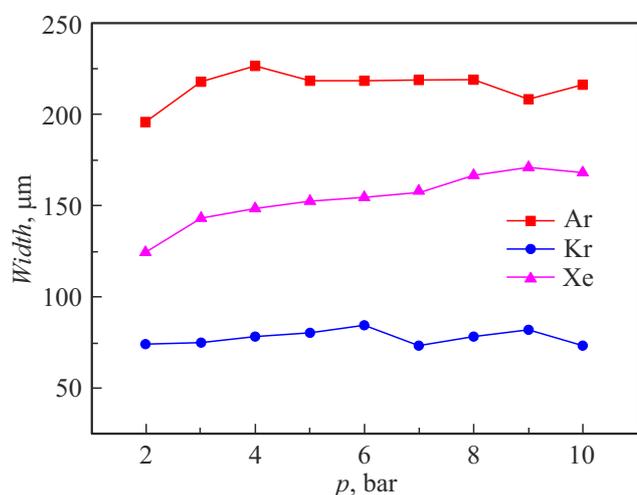
Длительность съемки рентгеновским микроскопом составляла от нескольких десятых долей секунды до единиц секунд и зависела от интенсивности излучения искры. Так, при съемке высокоинтенсивных искр криптона и ксенона удалось получить изображение искры от одного лазерного импульса. Для получения изображения искры аргона, слабо излучающей на длине волны 11.25 нм, накапливался сигнал нескольких импульсов лазера.

## 2. Результаты эксперимента

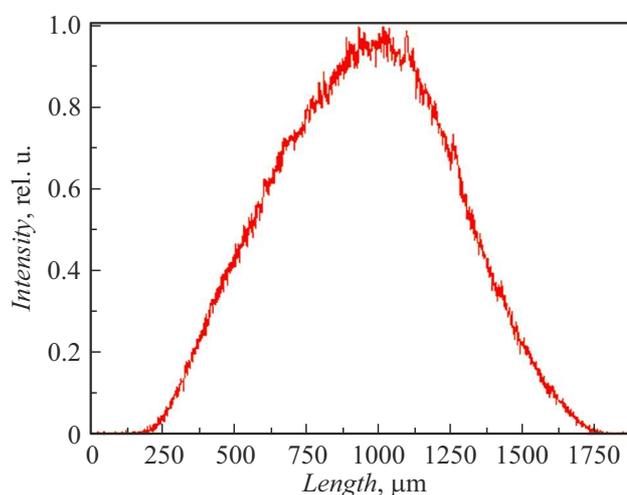
В результате проведения эксперимента получены изображения лазерных искр на длине волны 11.25 нм,



**Рис. 2.** Изображения газоструйных мишеней на основе аргона (*a*), ксенона (*b*) при давлении газа на входе в сопло 8 bar, ксенона (*c*) при давлении газа на входе в сопло 5 bar.



**Рис. 3.** Зависимость ширины искр аргона, криптона и ксенона от давления газа на входе в сопло.



**Рис. 4.** Распределение интенсивности вдоль искры аргона при давлении газа входе в сопло 5 bar.

полученных при возбуждении различных мишеней. На рис. 2 приведены изображения искры аргона (рис. 2, *a*) и криптона (рис. 2, *b*) при давлении газа на входе в сопло 8 bar и искры ксенона при давлении 5 bar (рис. 2, *c*). Лазерный луч направлен снизу–вверх. Сопло расположено слева от искры. На исследуемой длине волны излучение плазмы в основном формировалось ионами Ar VII, Kr IX, Xe XI соответственно.

На рис. 2 можно наблюдать асимметрию лазерных искр относительно оси сопла. Размеры искр определялись на полувысоте интенсивности. Соотношение длины к ширине искры аргона составляет 4, криптона — 10, ксенона — 3. Видно, что искра, сформированная на газоструйной мишени криптона, намного уже, чем искры, сформированные на газоструйных мишенях аргона и ксенона.

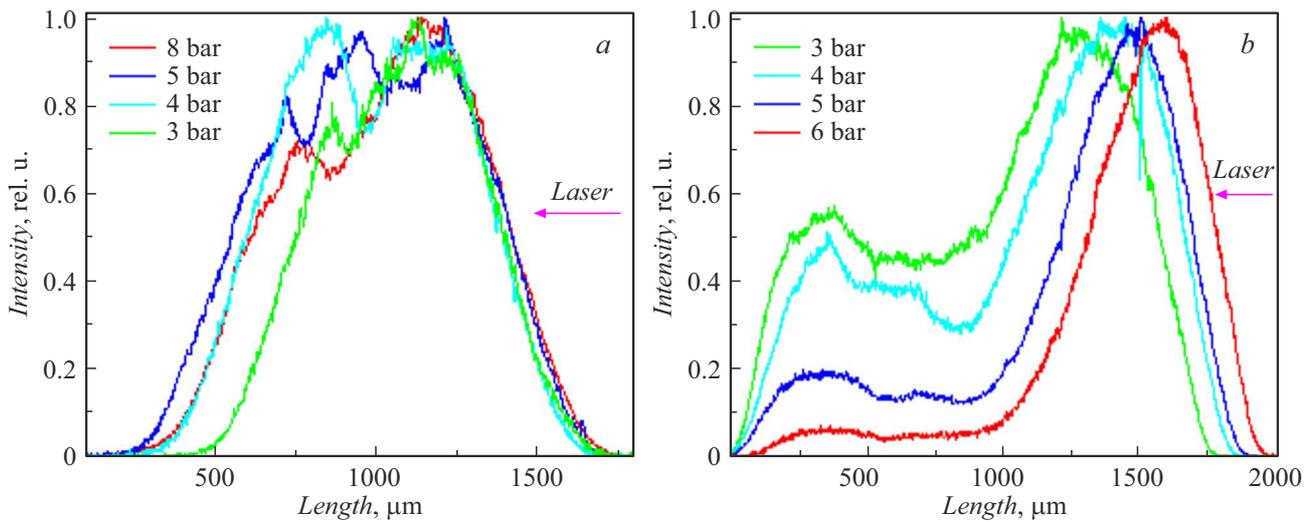
На рис. 3 приведена зависимость ширины искр от давления при возбуждении мишеней аргона, криптона

и ксенона. Погрешность определения размеров искры, обусловленная разрешением микроскопа, составляет 3 пикселя или  $3.9\ \mu\text{m}$ .

На рис. 3 видно, что ширина искр исследуемых газоструйных мишеней слабо зависит от давления газа на входе в сопло. Так, ширина искры аргона составляет  $\sim 215\ \mu\text{m}$ , криптона —  $\sim 75\ \mu\text{m}$ , ксенона —  $\sim 150\ \mu\text{m}$  при давлениях газа 2–10 bar.

Длина искры аргона при увеличении давления от 2 до 10 bar возрастает от 550 до  $1030\ \mu\text{m}$ . На рис. 4 представлено распределение интенсивности вдоль искры аргона при давлении газа на входе в сопло 5 bar. Пик интенсивности излучения приходится на центр струи. При изменении давления газа на входе в сопло вид распределения интенсивности по длине в искре аргона не меняется.

Для искр криптона и ксенона наблюдается неравномерность распределения ЭУФ излучения вдоль искры.

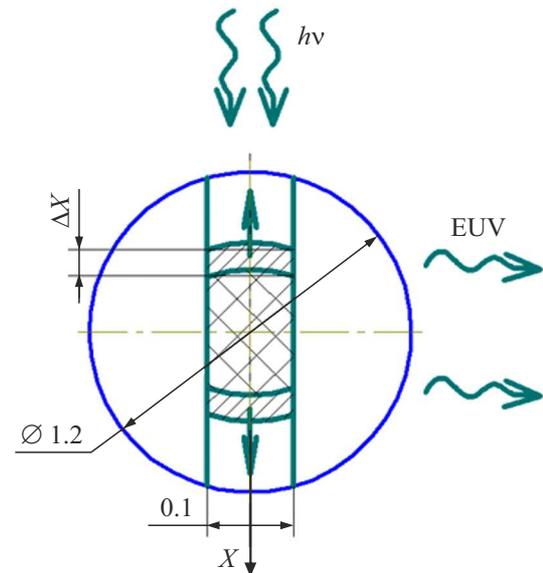


**Рис. 5.** Распределения интенсивности излучения вдоль искры криптона (а) при давлениях газа на входе в сопло 3–8 bar и ксенона (b) при давлениях газа на входе в сопло 3–6 bar.

Наиболее сильно это выражено для газоструйной мишени на основе ксенона, что можно увидеть и по изображению на рис. 2, с. На рис. 5 приведены распределения интенсивности излучения вдоль лазерных искр криптона (рис. 5, а) и ксенона (рис. 5, b) при различных давлениях газа на входе в сопло.

На рис. 5 видно, что при росте давления газа сначала падает интенсивность центральной части струи, а затем и дальней по ходу лазерного луча. Для искры ксенона эта зависимость прослеживается наиболее сильно (рис. 5, b). В конечном итоге для ксенона при давлениях выше 7 bar остается только один пик, соответствующий ближней по ходу лазерного луча части искры. Данные изменения можно связать с поглощением наблюдаемого ЭУФ излучения в газе газоструйной мишени. Для ксенона поглощение на длине волны 11.25 nm наибольшее из всех измеренных газов [16], что и приводит к наиболее ярко выраженной картине искажения распределения интенсивности вдоль искры. В случае криптона при исследуемых давлениях газа влияние самопоглощения не меняет значений длины искры, а лишь создает неравномерное распределение интенсивности вдоль нее. Таким образом, можно сделать вывод, что самопоглощение в газе газоструйной мишени криптона и ксенона меняет распределение интенсивности излучения кардинальным образом, и значительная доля ЭУФ излучения поглощается самой струей.

На рис. 6 приведена схема формирования лазерной искры в соответствии с [11,12]. На схеме приведен вид со стороны конусного сопла, формирующего газовую мишень диаметром 1.2 mm. Также представлено падающее излучение лазера  $h\nu$ , формирующее лазерную искру диаметром  $\sim 100 \mu\text{m}$  с двумя ударными волнами, направленными в разные стороны вдоль оси лазера.  $\Delta X$  обозначена глубина области проникновения лазерного излучения в мишень, которая представляет собой



**Рис. 6.** Схема формирования лазерной искры.

область наиболее плотной плазмы, перемещающейся вместе с фронтом волны лазерной детонации. Из схемы понятно, что неравномерная яркость источника обусловлена процессами поглощения ЭУФ излучения остаточным газом в периферийной части мишени.

На основании приведенной схемы можно сделать вывод, что для уменьшения поглощения излучения в газоструйной мишени в данной конфигурации необходим не круглый, а щелевой профиль сопла. Правильно подобранный щелевой профиль сопла решает сразу несколько проблем. Во-первых, большая часть газа мишени будет вовлечена в образование лазерной искры. Следовательно, уменьшится объем не ионизованного газа мишени, активно поглощающего ЭУФ излучение.

Во-вторых, это позволит согласовать лазерную искру и распределение плотности газоструйной мишени. Таким образом, данное профилирование позволит существенно уменьшить поглощение излучения и увеличить интенсивность источника излучения.

### 3. Проведение численных оценок параметров плазмы в зоне лазерной искры

Для расчетного определения длины искры использовалась модель, построенная на основе [11,12]. Основой модели служит баланс энергии, приходящей от лазерного излучения и расходуемой на нагрев плазмы и формирование детонационной и ударных волн.

В рамках данной модели считается, что потери энергии плазмой на излучение малы. Таким образом, вся поглощенная энергия лазерного излучения расходуется на ионизацию атомов газа, нагрев образовавшейся плазмы, формирование и распространение волны детонации вдоль лазерного луча и на потери энергии через боковые стенки детонационной волны.

Модель, выбранная для проведения численных оценок основных параметров плазмы в зоне лазерной искры, включает в себя следующий ряд основных допущений:

1) Считается, что все частицы в плазме как ионы, так и электроны имеют одинаковую температуру. Температура плазмы весьма высока, и строгий учет распределения частиц по энергиям мало влияет на результаты оценок. Вместе с тем учет распределений частиц по энергиям значительно усложняет расчет и лишает модель простоты.

2) Газоструйная мишень считается неограниченной с равномерным распределением плотности. Проведенные измерения и теоретические оценки [15] показывают, что ядро газового потока имеет диаметр  $\sim 1.2$  mm, а концентрация частиц от оси струи к периферии меняется на порядок. Точные расчеты концентрации частиц в подобных конденсирующихся струях являются весьма сложной задачей и нами не проводились. Тем не менее мы считаем возможным использовать данное приближение в проводимых оценках, учитывая малость диаметра фокусировки лазерного излучения.

В рамках модели предполагается, что при формировании лазерной искры газовая среда поглощает 100% падающего в нее лазерного излучения. В реальности поглощение в газовых струях составляет 20%–80% падающего лазерного излучения в зависимости от сорта газа и плотности частиц мишени. Для учета коэффициента поглощения лазерного излучения мишенью в процессе расчетов использовались значения реального поглощения различных газоструйных мишеней, измеренные авторами в [17]. Эффективная плотность мощности излучения лазера получалась при домножении расчетной плотности мощности при условии 100% поглощения

на коэффициент поглощения  $\alpha$ , определенный экспериментально.

При проведении оценок не учитывалось распределение по степеням ионизации, в расчетных формулах использовалось значение максимального заряда ионов  $Z$ , наблюдаемого спектроскопически. Малая чувствительность полученных результатов к изменению  $Z$  позволяют использовать данное приближение.

Основными в данной модели являются выражения для определения скорости распространения детонационной волны и плотности внутренней энергии плазмы [11,12]. Скорость детонационной волны определяется следующим образом:

$$D = \left( 2(\gamma^2 - 1) \frac{S_0 \delta}{\rho_0} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Плотность внутренней энергии плазмы определяется как:

$$E = \frac{2^{2/3} \gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2} (\gamma + 1)} \left( \frac{S_0 \delta}{\rho_0} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

В обеих формулах  $S_0$  — поток лазерной энергии,  $\rho_0$  — плотность газа,  $\gamma$  — показатель адиабаты для плазмы. Коэффициент  $\delta$  показывает долю поглощенной лазерной энергии, затраченную на потери через боковые поверхности детонационной волны, и в данном случае определяется как:

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{2a \cdot \Delta x}{rD}}, \quad (3)$$

где  $a$  — скорость вытекания газа через боковые стенки цилиндрической детонационной волны,  $r$  — радиус фокусного пятна,  $\Delta x$  — толщина поглощающего слоя.

Толщина поглощающего слоя определяется как длина свободного пробега кванта лазера:

$$\Delta x = l_w = \frac{T^{3/2} \cdot (h\omega)^2}{3.1 \cdot 10^{-31} \cdot Z^3 N^2 g}, \quad (4)$$

где  $T$  — температура плазмы,  $h\omega$  — энергия кванта излучения лазера,  $Z$  — средний заряд ионов плазмы,  $N$  — плотность атомов газа,  $g$  — фактор Гаунта, определяемый как

$$g = 0.55 \ln \left[ \frac{T 2.4 \cdot 10^3}{Z^4 N^{1/2}} \right].$$

Зная плотность внутренней энергии плазмы, образовавшейся в зоне лазерной искры, можно оценить температуру плазмы по следующему выражению:

$$T = \frac{E \cdot M \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} - I}{3/2(1 + Z)k}, \quad (5)$$

где  $M$  — масса атома (молекулы для молекулярных газов) газа [amu],  $k$  — постоянная Больцмана,  $Z$  — максимальный заряд ионов плазмы,  $I$  — энергия, необходимая для образования ионов с зарядом  $Z$ .

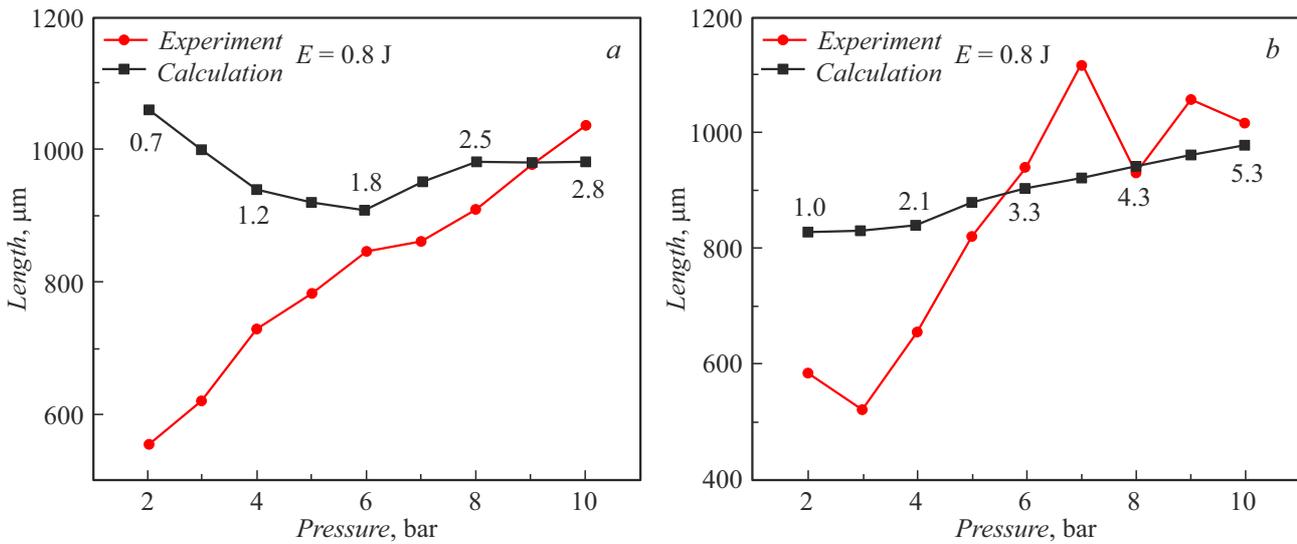


Рис. 7. Расчетные и экспериментальные длины искр аргона (а) и криптона (b) в зависимости от давления газа на входе в сопло.

В рамках используемой модели можно оценить длину излучающей области по перемещению фронта детонационной волны за время лазерного импульса. С учетом распространения фронта волны навстречу и вдоль лазерного луча получим следующую формулу для оценки:

$$L \approx 2 \cdot D \cdot \tau + \Delta x, \quad (6)$$

где  $L$  — характерный размер излучающей области в направлении вдоль лазерного луча,  $\Delta x$  — толщина поглощающего слоя.

Для проведения оценок основных параметров плазмы на основе выбранной модели необходимо установить численные значения ряда параметров, входящих в формулы, таких как: коэффициент поглощения излучения лазера газоструйной мишенью  $\alpha$ , плотность частиц газа в зоне лазерной искры  $N$ , максимальный заряд образовавшегося плазменного облака  $Z$ ,  $I$  — энергия необходимая для образования иона с зарядом  $Z$ . Эти данные были получены следующим образом:

1) коэффициент поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью при выбранных экспериментальных условиях определялся авторами экспериментально в [17];

2) плотность частиц газа в зоне лазерной искры определялась на основании гидрогазодинамических расчетов, представленных в [15];

3) эффективный средний заряд плазменного облака  $Z$  определялся на основе ранее полученных авторами эмиссионных спектров. Регистрация эмиссионных спектров осуществлялась в экспериментальных условиях, соответствующих расчетным. Полученные спектры опубликованы в более ранних работах авторов [18–20];

4) для инертных газов параметр  $I$  определялся по формуле:  $I = \sum i_n$ , где  $i_n$  — табличное значение потенциала ионизации для иона с зарядом  $n$ . Суммирование про-

водилось до максимального заряда ионов, эмиссионные линии которых наблюдаются в спектре.

Таким образом, с помощью используемой модели могут быть получены оценки температуры плазмы в зоне лазерной искры, а также размер области разряда вдоль оси лазерного луча.

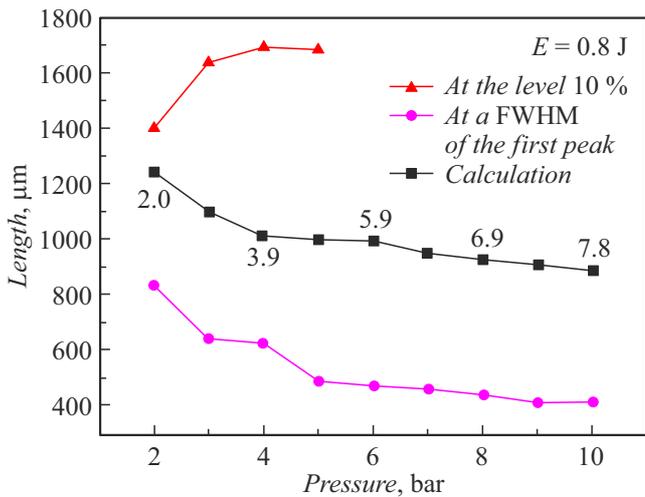
#### 4. Сравнение результатов

В настоящей работе было проведено сравнение длин лазерных искр, полученных экспериментально и с помощью расчетов. Длина искры, полученная экспериментально, снималась по профилю распределения интенсивности вдоль искры на полувысоте интенсивности. Погрешность определения размеров искры, обусловленная разрешением микроскопа, составляет 3 пикселя или  $3.9 \mu\text{m}$ .

На рис. 7 представлены расчетные и экспериментально измеренные длины искр аргона (рис. 7, а) и криптона (рис. 7, b) в зависимости от давления газа на входе в сопло. Энергия лазерного импульса при расчете и в процессе эксперимента была постоянна и составляла 0.8 J. Цифрами приведены расчетные значения температуры в  $10^6$  K, соответствующие точкам при различных давлениях газа.

Из рис. 7, а видно, что при росте давления газа экспериментально измеренная длина искры аргона растет практически линейно. Расчетная зависимость иная — при росте давления газа от 2 до 6 bar длина искры уменьшается, а затем при давлении выше 6 bar испытывает незначительный рост.

На рис. 7, b видно, что экспериментально измеренная длина искры растет при увеличении давления до 6 bar, далее рост практически прекращается. Расчетная зави-



**Рис. 8.** Расчетные и экспериментальные длины искр ксенона в зависимости от давления газа на входе в сопло.

симось демонстрирует плавный медленный рост при увеличении давления газа.

В процессе измерений ЭУФ микроскопом регистрировалось излучение на длине волны 11.25 nm, что соответствует излучению ионов Ar VII и Kr IX, энергия образования которых в температурной шкале соответствует температуре 1.7 и  $2.7 \cdot 10^6$  K соответственно. На рис. 7 видно, что наблюдается расхождение экспериментов с теорией, которое уменьшается при росте давления газа на входе в сопло. Данное явление можно объяснить тем, что при малых давлениях газа на входе в сопло образуется плазма низкой температуры с высвечиванием на длине волны 11.25 nm только центральной зоны образующейся лазерной искры. Совпадение экспериментов с теоретическими расчетами удовлетворительное при давлениях 6–10 bar для искры аргона и 4–10 bar для искры криптона. При больших плотностях мишени плазма сильнее прогревается, и ее температура становится достаточной для значительной эмиссии излучения на длине волны 11.25 nm.

Также при данном рассмотрении становится понятно, почему плазма криптона имеет большое соотношение длины к ширине — на рабочей длине волны микроскопа высвечивает только осевая часть лазерной искры.

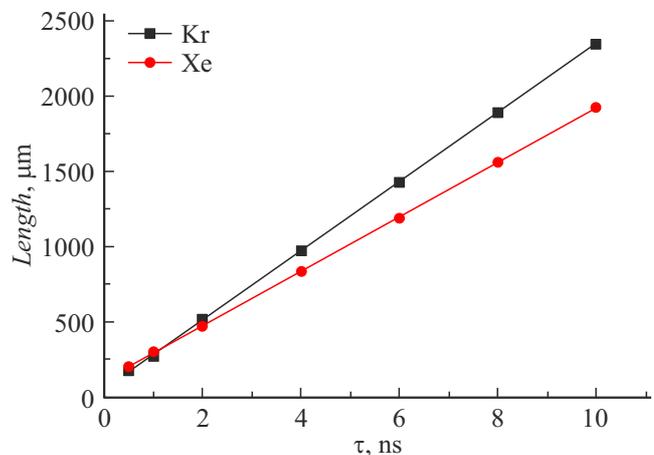
На рис. 8 представлены расчетные и экспериментально измеренные длины искр ксенона в зависимости от давления газа на входе в сопло. Из-за поглощения излучения газом газоструйной мишени (рис. 5, b) наблюдаются сильные искажения формы регистрируемой лазерной искры. Поэтому для более полного описания картины из экспериментальных данных приводится длина лазерной искры на уровне 10% от высоты пика и на полувысоте первого пика. При росте давления длина лазерной искры по уровню 10% от пика растет при давлениях до 5 bar. При давлении 6 bar наблюдаемая длина искры резко падает в результате сильного самопоглощения,

потому далее приводится только длина по первому пику. Длина лазерной искры на полувысоте первого пика уменьшается с ростом давления газа на входе в сопло. Расчетная зависимость демонстрирует плавное уменьшение длины искры при росте давления газа. Цифрами приведены расчетные значения температуры в  $10^6$  K, соответствующие точкам при различных давлениях газа. Энергия лазерного импульса в процессе эксперимента была постоянна и составляла 0.8 J.

В процессе измерений ЭУФ микроскопом регистрировалось излучение на длине волны 11.25 nm, что соответствует иону Xe XI, энергия образования которого в температурной шкале соответствует температуре  $2.7 \cdot 10^6$  K. Можно предположить, что теоретические расчеты адекватно описывают длину искры ксенона при давлении газа на входе в сопло более 4 bar и расчетной температуре  $3.9 \cdot 10^6$  K. В таком случае длина искры ксенона без учета самопоглощения будет близка к 1 mm. При проведении данных исследований чрезвычайно сильную роль играет поглощение ЭУФ излучения ксеноном в периферийных частях струи. Таким образом, для корректного сравнения экспериментов с расчетами необходимо проводить измерения на щелевых соплах, для которых самопоглощение будет снижено.

Для согласования длины лазерной искры с полем зрения коллектора необходимо чтобы размер искры составлял не более 500 μm. Уменьшение длины искры может быть достигнуто за счет уменьшения длительности лазерного импульса. Данная зависимость может быть определена на основе используемой модели. В расчетах при этом изменялась и энергия лазерного импульса таким образом, чтобы плотность мощности возбуждающего лазерного излучения оставалась неизменной. Расчетное давление газа на входе в сопло принималось в 10 bar. Результаты расчета приведены на рис. 9.

На рис. 9 видно, что длина искры линейно возрастает с увеличением длительности импульса при неизменной плотности мощности. При этом температура плазмы



**Рис. 9.** Расчетная зависимость длин искр аргона и криптона от длительности лазерного импульса.

в зоне разряда остается постоянной. Возвращаясь к формуле (6), длина искры увеличивается только за счет большего времени распространения с неизменными скоростью и начальной глубиной проникновения лазерного излучения, зависящих от плотности мощности. Для получения длины искры, требуемой для разрабатываемого лабораторного литографа, длительность возбуждающего лазерного импульса должна составлять 2 ns при сохранении плотности мощности в фокусе порядка  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>.

## Заключение

Были получены изображения лазерных искр, сформированных возбуждением газоструйных мишеней аргона, криптона и ксенона импульсным лазерным излучением, с помощью рентгеновского микроскопа с рабочей длиной волны 11.25 nm.

Были исследованы размеры искр, получаемых в лазерно-плазменных источниках излучения с газоструйными мишенями. Ширина искр составила  $\sim 215$   $\mu$ m для мишени аргона,  $\sim 75$   $\mu$ m для мишени криптона и  $\sim 150$   $\mu$ m для мишени ксенона и практически не зависит от давления газа на входе в сопло. Длина искр, измеренная на полувысоте интенсивности излучения, составила от 550 до 1030  $\mu$ m для мишени аргона, от 230 до 980  $\mu$ m для мишени криптона и от 830 до 415  $\mu$ m для мишени ксенона при давлениях газа на входе в сопло от 2 до 10 bar. Также в работе проведены теоретические оценки длин искр. Результаты эксперимента и теоретического расчета совпадают при давлениях газа на входе в сопло более 6 bar.

Установлено, что при использовании струи ксенона в качестве мишени существенно влияние самопоглощения ЭУФ излучения на распределение интенсивности вдоль оси искры. Для борьбы с этим явлением предложено использование специального щелевого профиля сопла. Данное профилирование позволит существенно уменьшить поглощение излучения в газовой струе и увеличить интенсивность источника излучения.

Проведен расчет зависимости длин искр при возбуждении мишеней криптона и ксенона от длительности лазерного импульса при сохранении плотности мощности возбуждающего лазерного излучения. Показано, что для получения длины лазерной искры, оптимальной для литографических применений, необходимо использовать лазерные системы с малой длительностью импульса  $\sim 2$  ns.

## Финансирование работы

Экспериментальная работа выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), тема ГЗ: FFUF-2025-0006. Теоретическая часть выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего

образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.A. Tatarskiy, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, Y.A. Vainer, M.V. Zorina. *Opt. Express*, **26** (26), 33718 (2018).
- [2] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *AIP Adv.*, **3** (8), (2013).
- [3] V.E. Guseva, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo. *Appl. Phys. B*, **129** (10), 155 (2023).
- [4] S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, M.E. Sasin. *J. Appl. Phys.*, **126** (10), (2019).
- [5] I. Fomenkov, D. Brandt, A. Ershov, A. Schafgans, Y. Tao, G. Vaschenko, S. Rokitski, M. Kats, M. Vargas, M. Purvis, R. Rafac, B. La Fontaine, S. De Dea, A. LaForge, J. Stewart, S. Chang, M. Graham, D. Riggs, T. Taylor, M. Abraham, D. Brown. *Adv. Opt. Technol.*, **6** (3–4), 173 (2017).
- [6] G. Niimi, Y. Ueno, K. Nishigori. In *Emerging Lithographic Technologies VII*. SPIE, **5037**, 370 (2003).
- [7] J. Holburg, M. Müller, K. Mann, S. Wieneke. *J. Vacuum Sci. Technol. A*, **37** (3), (2019).
- [8] V.E.E. Levashov, K.N. Mednikov, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin. *Quant. Electron.*, **36** (6), 549 (2006).
- [9] G.D. Kubiak, L.J. Bernardez II, K.D. Krenz. In *Emerging Lithographic Technologies II*. SPIE, **3331**, 81, (1998).
- [10] S. Kranzusch, K. Mann. *Opt. Commun.*, **200** (1–6), 223 (2001).
- [11] Б. Зельдович, Ю. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, Глав. ред. Физматлит, М., 1974)
- [12] Ю.П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов* (Наука, М., 1974)
- [13] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, (9), 83 (2019).
- [14] А.А. Перекалов, В.Е. Гусева, И.В. Малышев, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, Д.Г. Реунов, Р.М. Смертин, М.Н. Торопов, Н.Н. Тсыбин, Н.И. Чхало. *Rev. Sci. Instruments*. Принята к печати (2023).
- [15] M.A. Korepanov, M.R. Koroleva, E.A. Mitrukova. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2057** (1), 012016 (2021).
- [16] R. de Bruijn, K. Koshelev, G. Kooijman, E.S. Toma, F. Bijkerk. *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **81** (1–4), 97 (2003).
- [17] В.Е. Гусева, И.Г. Забродин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало. *ЖТФ*. **95** (7), (2025).
- [18] А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салашенко, Н. И. Чхало. *Опт. и спектр.*, **129** (2), 146 (2021).
- [19] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало. *Опт. и спектр.*, **129** (3), 266 (2021).
- [20] А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало, Н. Н. Салашенко. *Опт. и спектр.*, **129** (6), 755 (2021).