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 Мо/Ве, 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 ~ 500 μ 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 ~ 10^{12} W/cm² 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 струимишени.

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 µm. 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* — вводное окно, *9* — лазерная искра, *10* — рентгеновский микроскоп, *11*, *12* — Zr/SiZr пленочные фильтры, *13* — выпуклое MP3, *14* — вогнутое MP3, *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 mm. 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 MP3 13 и 14 эффективно отражают излучение на длине волны 11.25 nm, 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 $d_{\rm cr} = 500\,\mu{\rm m}$, длиной $L = 5\,{\rm mm}$ 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 $1.5 \cdot 10^{19}$ particles/cm³ [15]. Вакуум в камере поддерживался на уровне 10^{-2} Ра.

Для возбуждения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны $\lambda = 1064$ nm, длительностью импульса $\tau = 4$ ns, частотой следования импульсов 10 Hz и энергией импульса 0.8 J. Оптическая система фокусировала излучение лазера в пятно с расчетным диаметром 66 μ m. Таким образом, плотность мощности лазерного излучения в области фокуса составляла ~ 6 $\cdot 10^{12}$ W/cm².

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 nm, накапливался сигнал нескольких импульсов лазера.

2. Результаты эксперимента

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



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.

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



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

и ксенона. Погрешность определения размеров искры, обусловленная разрешением микроскопа, составляет 3 пикселя или 3.9 μ m.

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

Длина искры аргона при увеличении давления от 2 до 10 bar возрастает от 550 до $1030\,\mu$ 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 искр криптона (*a*) 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, c. На рис. 5 приведены распределения интенсивности излучения вдоль лазерных искр криптона (рис. 5, a) 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, lit 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 hv, формирующее лазерную искру диаметром ~ 100 μ m с двумя ударными волнами, направленными в разные стороны вдоль оси лазера. Δx 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.

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 ~ 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% попадающего 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

Журнал технической физики, 2025, том 95, вып. 7

на коэффициент поглощения α , 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:

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

Плотность внутренней энергии плазмы определяется как:

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

В обеих формулах S_0 — поток лазерной энергии, ρ_0 — плотность газа, γ — показатель адиабаты для плазмы. Коэффициент δ показывает долю поглощенной лазерной энергии, затраченную на потери через боковые поверхности детонационной волны, и в данном случае определяется как:

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

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

Толщина поглощающего слоя определяется как длина свободного пробега кванта лазера:

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

$$g = 0.55 \ln \left[\frac{T2.4 \cdot 10^3}{Z^{\frac{4}{3}} N^{\frac{1}{3}}} \right].$$

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

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

$$L \approx 2 \cdot D \cdot \tau + \Delta x, \tag{6}$$

где *L* — характерный размер излучающей области в направлении вдоль лазерного луча, Δx — 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 α , 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:

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

 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 проводилось 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 µm.

На рис. 7 представлены расчетные и экспериментально измеренные длины искр аргона (рис. 7, a) 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.

симость 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 становиться 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 10⁶ 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 $2.7 \cdot 10^6$ К. Можно предположить, что теоретические расчеты адекватно описывают длину искры ксенона при давлении газа на входе в сопло более 4 bar и расчетной температуре $3.9 \cdot 10^6$ К. 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 $500\,\mu$ m. 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 пs при сохранении плотности мощности в фокусе порядка 10^{12} W/cm².

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 ~ $215 \,\mu$ m для мишени аргона, ~ $75 \,\mu$ m для мишени криптона и ~ $150 \,\mu$ 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 ~ 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

- 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. Салащенко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, (9), 83 (2019).
- [14] A.A. Perekalov, V.E. Guseva, I.V. Malyshev, A.N. Nechay, A.E. Pestov, D.G. Reunov, R.M. Smertin, M.N. Toropov, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. 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. Салащенко, Н. И. Чхало. Опт. и спектр., **129** (2), 146 (2021).
- [19] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало. Опт. и спектр., **129** (3), 266 (2021).
- [20] А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало, Н. Н. Салащенко. Опт. и спектр., 129 (6), 755 (2021).