04

Радиальное распределение излучающих центров в лазерной плазме Ar

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

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

Поступило в Редакцию 29 мая 2025 г.
В окончательной редакции 29 мая 2025 г.
Принято к публикации 29 мая 2025 г.

Исследованы изображения искры аргона в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне, полученные с помощью микроскопа с рабочей длиной волны 11.25 nm. Газовая мишень формировалась при истечении струи газа в вакуумную камеру из конического сверхзвукового сопла при давлении газа на входе в сопло 3−10 bar. Для возбуждения использован Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1064$ nm, $\tau_{imp} = 4.2$ ns) с энергией импульса 0.4−0.8 J. Обработка изображений проведена методом обратного преобразования Абеля, обусловленным наличием осевой симметрии искры относительно оси лазерного луча. В результате были получены радиальные распределения излучающих центров в искре аргона на длине волны 11.25 nm при различных параметрах возбуждения.

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

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61224.122-25

Введение

Источники мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения в настоящее время все чаще используются для различных приложений, таких как рентгеновская микроскопия, рефлектометрия или литография. Среди источников ЭУФ излучения наибольшее внимание уделяется лазерно-плазменным источникам излучения (ЛПИ). В качестве мишеней для получения лазерной плазмы в ЛПИ могут использоваться как различные газы [1,2] и жидкости [3], так и твердотельные мишени [4–6].

Одним из перспективных источников излучения для ЭУФ литографии на длине волны 11.25 nm является ЛПИ с газоструйной мишенью на основе ксенона [7]. Лазерная плазма ксенона излучает в широкой высокоинтенсивной эмиссионной полосе в окрестности 11 nm [8,9], а современные многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) на основе многослойной системы Mo/Be позволяют эффективно использовать излучение данной полосы в различных рентгенооптических приборах, таких как рентгеновский литограф [7,10].

Помимо высокой интенсивности излучения, к источнику ЭУФ излучения для литографических применений предъявляется требование к его размеру. Характерный размер источника должен составлять порядка 500 m, что соответствует размеру области искры, откуда излучение захватывается коллектором. Таким образом, для успешной интеграции источника излучения и рентгенооптической системы необходимо знать размеры искры и распределение центров излучения в ней.

Помимо практических приложений, изучение структуры искры в газоструйных ЛПИ представляет интерес и с фундаментальной точки зрения. Несмотря на то что лазерная плазма исследуется достаточно длительное время, процессы, происходящие в лазерной искре, по-прежнему остаются недостаточно изученными. Большинство работ, связанных с изучением ЛПИ, направлены на изучение эмиссионных спектров [11,12] и повышение коэффициента конверсии лазерного излучения в коротковолновое [9]. Исследованию распределения излучающих центров в лазерных искрах в литературе уделено существенно меньшее внимание. Особо интересными являются исследования изображений лазерных искр и распределения излучающих центров в лазерных искрах, регистрируемых в ЭУФ спектральном диапазоне.

В настоящей работе исследовалось радиальное распределение центров ЭУФ излучения лазерной плазмы, образованной при возбуждении газоструйной мишени на основе аргона импульсным излучением Nd:YAG-лазера. Аргон является удобным модельным объектом для изучения распределения центров, излучающих в ЭУФ спектральном диапазоне в лазерной искре. Удобство аргона состоит в малом поглощении излучения на длине волны 11.25 nm в самой плазме аргона, что позволяет достаточно просто обрабатывать полученные изображения лазерной искры.

Изображения лазерной искры были получены с помощью ЭУФ микроскопа с пятикратным увеличением, основанного на объективе Шварцшильда. На рабочей длине волны микроскопа 11.25 nm в лазерной плазме аргона при возбуждении Nd:YAG-лазером с длительностью импульса ~ 4.2 ns и энергией ~ 0.8 J в основном

излучают ионы Ar VII. Для выяснения радиального распределения излучающих центров в области искры был использован метод обратного преобразования Абеля [13,14]. Возможность использования данного метода обусловлена осевой симметрией лазерной искры относительно оси лазерного луча.

1. Методика проведения эксперимента

Эксперимент состоял в получении изображений лазерной искры на длине волны 11.25 nm, формируемой при возбуждении газоструйной мишени аргона импульсным излучением неодимового лазера. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Оси x, y и z расположены взаимно перпендикулярно.

Эксперимент проводился следующим образом: импульсная газоструйная мишень формировалась при истечении газа из конического сверхзвукового сопла *1* в вакуумную камеру *2*. 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*. С помощью линзы *3* с фокусным расстоянием 45 mm излучение импульсного Nd:YAG-лазера *4* фокусировалось на газоструйной мишени. В точке фокусировки лазерный пробой мишени приводит к образованию высокоионизированной плазмы *9*. Более подробно экспериментальная установка описана в [15].

Для получения изображений лазерной искры излучение плазмы направлялось на вход двухзеркального рентгеновского микроскопа *10* с пятикратным увеличением (рис. 1), собранного по схеме Шварцшильда. Излучение лазерной плазмы в ЭУФ спектральном диапазоне выделялось с помощью двух свободно висящих фильтров на основе Zr/SiZr *11* и *12*, расположенных на

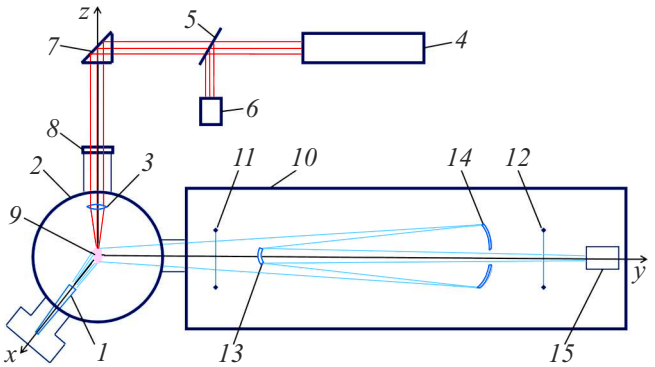

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — сверхзвуковое коническое сопло, *2* — вакуумная камера, *3* — фокусирующая линза, *4* — Nd:YAG-лазер, *5* — делительная пластина, *6* — детектор мощности ИМО-2, *7* — призма, *8* — вводное окно, *9* — лазерная искра, *10* — рентгеновский микроскоп, *11,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

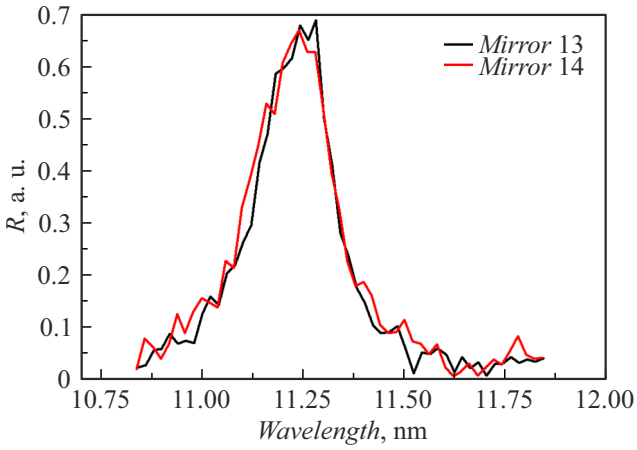

Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал M1 и M2.

входе и выходе микроскопа. Используемые в микроскопе многослойные рентгеновские зеркала *13* и *14*, расположенные на поверхности линз, реализованы на основе структур Mo/Be, отражающих излучение на длине волны 11.25 nm с пиковым коэффициентом отражения $\sim 67\,\%$. Спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал *13* и *14* представлены на рис. 2. 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 [16].

В процессе проведения эксперимента использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны $\lambda = 1064$ nm, длительностью и энергией импульса $\tau = 4.2$ ns и $E = 0.4{-}0.8$ J соответственно. Частота повторения импульсов составляла 2 Hz. Оптическая система фокусировала излучение лазера в пятно с диаметром $\sim 60\,\mu$m. Плотность мощности лазерного излучения в области фокуса составляла $\sim 6 \cdot 10^{12}$ W/cm^2. Для подачи газа использовалось сверхзвуковое коническое сопло с критическим сечением $d_{\text{cr}} = 500\,\mu$m, длиной $l = 5$ mm и полууглом раскрыва $\alpha/2 = 4.5^\circ$. Давление газа на входе в сопло варьировалось от 3 до 10 bar, температура составляла 300 K. Давление в вакуумной камере поддерживалось на уровне 10^{-2} Pa. Лазерная искра была расположена на расстоянии 0.5 mm от среза сопла.

Для получения изображения искр аргона, слабо излучающих на длине волны 11.25 nm, накапливался сигнал от нескольких импульсов лазера.

2. Полученные результаты эксперимента

Полученные с помощью ЭУФ микроскопа изображения лазерных искр аргона на длине волны 11.25 nm представлены на рис. 3. Лазерный луч на изображениях

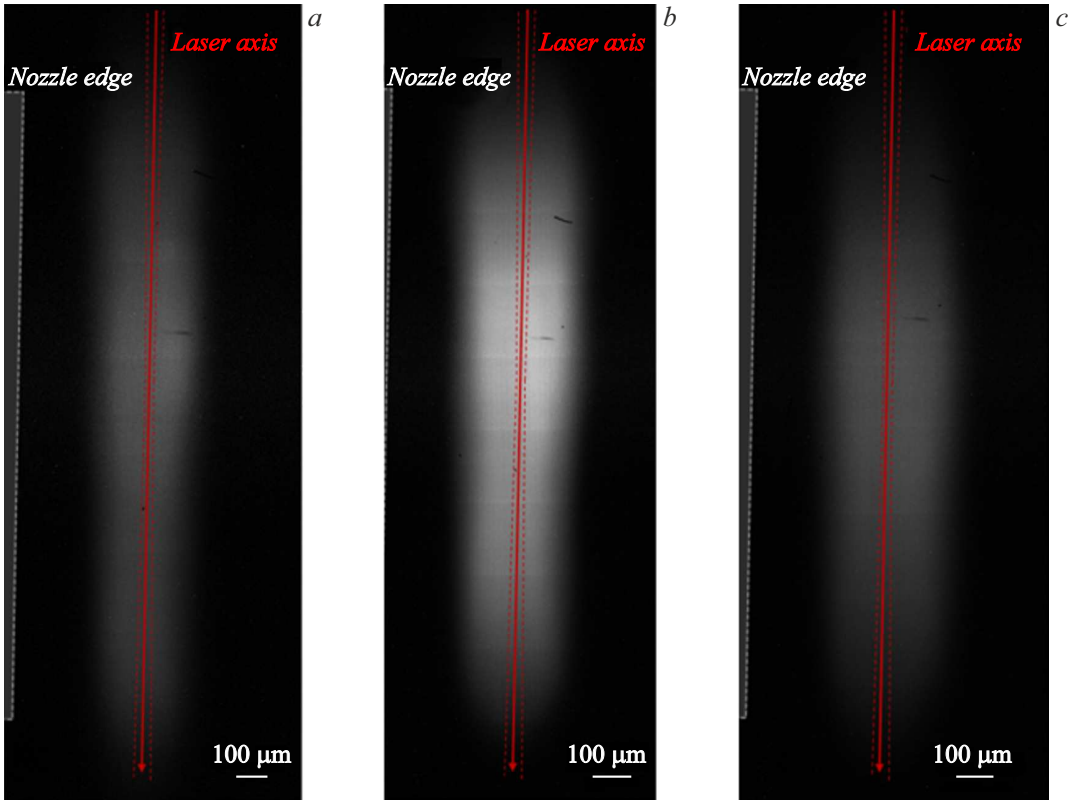

Рис. 3. Изображения лазерных искр аргона, полученные с помощью ЭУФ микроскопа на длине волны 11.25 nm: *a* — $E_{imp} = 0.4$ J, $p_{gas} = 8$ bar; *b* — $E_{imp} = 0.8$ J, $p_{gas} = 8$ bar; *c* — $E_{imp} = 0.8$ J, $p_{gas} = 4$ bar.

направлен сверху. Край сопла и ось лазера на фотографиях изображены схематично. Приведены изображения искр при следующих параметрах лазерного импульса и давления газа: $E_{imp} = 0.4$ J, $p_{gas} = 8$ bar; $E_{imp} = 0.8$ J, $p_{gas} = 8$ bar; $E_{imp} = 0.8$ J, $p_{gas} = 4$ bar.

Видно, что все искры имеют вытянутую вдоль лазерного луча форму. Длина искры аргона составляет $\sim 800\,\mu$m при различных параметрах возбуждения. Диаметр и интенсивность излучения искр не одинаковы при различных параметрах газовой струи и импульса лазера. Лазерная искра наименьшего диаметра $\sim 180\,\mu$m наблюдается при энергии лазерного импульса 0.4 J и давлении аргона 8 bar. Лазерная искра наибольшего диаметра $\sim 250\,\mu$m наблюдается при энергии импульса лазера 0.8 J и давлении аргона 4 bar.

Всего за серию экспериментов были получены изображения лазерной искры аргона при энергии возбуждающего лазерного излучения в диапазоне от 0.4 до 0.8 J при давлении газа на входе в сопло 8 bar и при давлении газа на входе в сопло в диапазоне от 3 до 10 bar при энергии лазерного импульса 0.8 J.

3. Методика обработки экспериментальных данных

Для лазерной искры существует осевая симметрия относительно оси лазерного луча. В таких случаях пространственное распределение центров излучения в искре является функцией только двух координат в цилиндрической системе $I = I(r, z)$. Пусть $P(x, z)$ это двумерная проекция $I(r, z)$ на плоскость детектора (x, z), где ось x перпендикулярна оси z. Эти две функции связаны прямым интегралом Абеля:

$$P(x, z) = 2 \int\limits_{|x|}^{\infty} \frac{rI(r, z)}{\sqrt{r^2 - x^2}}\, dr.$$

Получаемые в эксперименте изображения лазерной искры являются плоской проекцией излучения искры $P(x, z)$ на двумерной сетке 2048×2048 пикселей, где 1 пиксель = 1.3 m. Тогда радиальное распределение излучающих центров $I(r, z)$ можно получить путем вычисления обратного преобразования Абеля:

$$I(r, z) = -\frac{1}{\pi} \int\limits_{r}^{\infty} \frac{[dP(x, z)dx]}{\sqrt{x^2 - r^2}}\, dx.$$

Данный метод работает в условиях, когда можно пренебречь самопоглощением ЭУФ излучения в плазме. Экспериментально полученные данные требуют предварительного сглаживания в той степени, чтобы подавить шумы различной природы, но сохранить принципиальную физическую картину.

В настоящей работе преобразование Абеля было проведено с помощью уже готовой программы Idea и кода, написанного с использованием библиотеки функций PyAbel в Python. Несмотря на то что Idea является готовым проверенным решением, основным недостатком программы является возможность работы только с двумерными массивами данных. Таким образом, с помощью программы Idea удается исследовать лишь срезы искры в поперечном сечении, представленные в виде зависимости интенсивности от координаты по оси x с фиксированной координатой по оси z. В отличие от программы Idea, библиотека функций PyAbel на Python имеет возможность работы с трехмерными массивами данных, т.е. со всем изображением в целом, заданном как матрица значений интенсивности с координатами по осям x и z.

Для использования обратного преобразования Абеля на экспериментально полученных изображениях лазерной искры аргона выполнялась следующая процедура обработки изображений. Определялось положение оси симметрии искры и проводился поворот изображения искры таким образом, чтобы ось симметрии была вертикальна. Далее изображение, представленное матрицей значений интенсивности в каждом пикселе, построчно усреднялось по правой и левой половинам изображения относительно оси симметрии. Это необходимо для уменьшения погрешности экспериментальных данных и достижения их полной симметричности. Далее к зависимости интенсивности излучения для каждого сечения искры применялся одномерный фильтр Гаусса, чтобы сгладить высокочастотные шумы приемника излучения. Стандартное отклонение для гауссова ядра составляло 6–7 в зависимости от интенсивности изображения. Затем обратное преобразование Абеля применяется к каждому поперечному сечению искры (к каждой зависимости излучения в данном сечении). Полученная матрица преобразования для половины изображения зеркально отражается и соединяется с первой половиной. Таким образом получается распределение излучающих центров для полного изображения лазерной искры. Для полученных изображений выполняется пересчет значений координаты из пикселей в микрометры.

В настоящей работе использовался алгоритм преобразования Абеля „Direct“ из библиотеки функций PyAbel на Python. Данный метод не делает никаких предположений об исходных данных, кроме цилиндрической симметрии, и представляет собой прямое численное интегрирование функции обратного преобразования Абеля. Более подробно данный метод описан в [17]. Результат преобразования методом „Direct“ сравнивался с результатами, полученными другими методами из библиотеки функций PyAbel на Python. При использовании других методов результат обратного преобразования Абеля совпадал с выбранным методом преобразования „Direct“. Также результат преобразования, полученный для одного сечения искры в программе Idea, качественно совпадал с результатом преобразования того же сечения методом „Direct“. Выполняя прямое преобразование Абеля для обратно преобразованного изображения и сравнивая результат с исходными данными, мы подтвердили обратимость преобразования в исследуемом случае.

На практике при проведении обратного преобразования Абеля для восстановления концентрации излучающих центров в лазерной искре в ЭУФ диапазоне и, в частности, на длине волны 11.25 nm необходимо учитывать самопоглощение ЭУФ излучения в плазме, так как самопоглощение может существенно влиять на получаемые результаты. В спектре аргона вблизи исследуемой длины волны 11.2 nm нет интенсивных эмиссионных линий, соответственно с большой уверенностью можно утверждать, что самопоглощение в плазме на данной длине волны невелико, и наблюдаемая картина определяется перераспределением излучающих центров.

4. Обсуждение результатов

В результате проведения эксперимента были получены изображения лазерных искр на длине волны 11.25 nm, формируемых при возбуждении мишени из аргона, и проведена их обработка с помощью обратного преобразования Абеля. На рис. 4 представлены изображение лазерной искры аргона на длине волны 11.25 nm (рис. 4, a) и радиальное распределение излучающих центров в искре аргона (рис. 4, b), полученное с помощью преобразования Абеля, при давлении газа на входе в сопло 5 bar и энергии лазерного импульса 0.8 J. На верхних и боковых графиках у каждого рисунка приведены поперечный и продольный профили сечения искры соответственно. Сечения соответствуют линиям, указанным на изображении. Координаты указаны в микрометрах, интенсивность излучения (рис. 4, a) и концентрация излучающих центров (рис. 4, b) приведены в относительных единицах. Излучение лазера на изображениях направлено сверху вниз.

Изображение искры вытянутое, соотношение ширины к длине примерно 1 к 3. Распределение интенсивности излучения в плоскости детектора в поперечном сечении имеет форму плато. После преобразования Абеля становится видно, что распределение интенсивности по форме единого широкого пика формируется за счет двух пиков в поперечном сечении пространственного распределения концентрации излучающих центров. Восстановленная по распределению излучающих центров форма поперечного среза искры представлена на рис. 5. Форма распределения излучающих центров на длине волны 11.25 nm в лазерной искре аргона в пространстве близка к форме трубы. Сечение распределения излучающих центров излучения близко к форме кольца.

Диаметр центральной области с пониженной концентрацией излучающих центров составляет $\sim 60\,\mu$m по ширине на полувысоте, что близко к диаметру лазерного

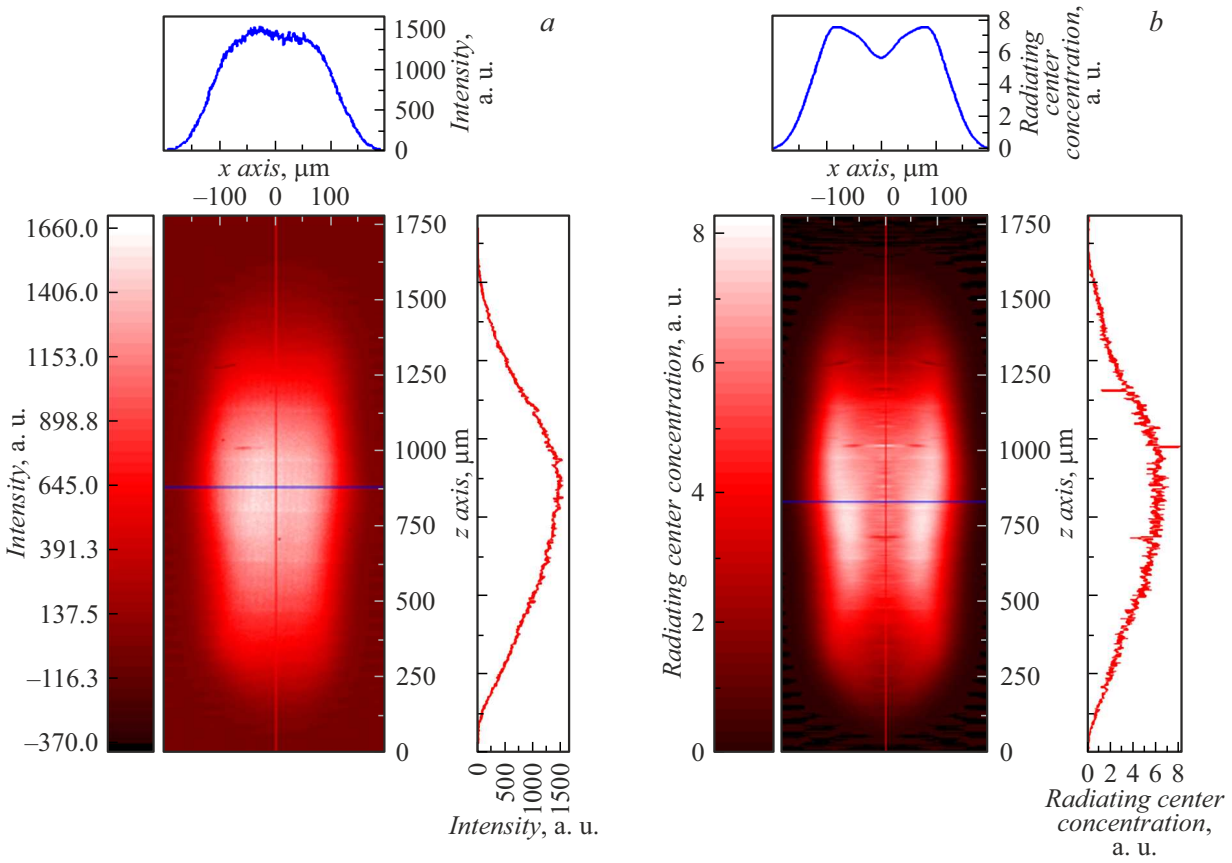

Рис. 4. Изображение искры (*a*) и радиальное распределение излучающих центров (*b*) в искрах аргона при давлении газа 5 bar и энергии лазерного импульса 0.8 J.

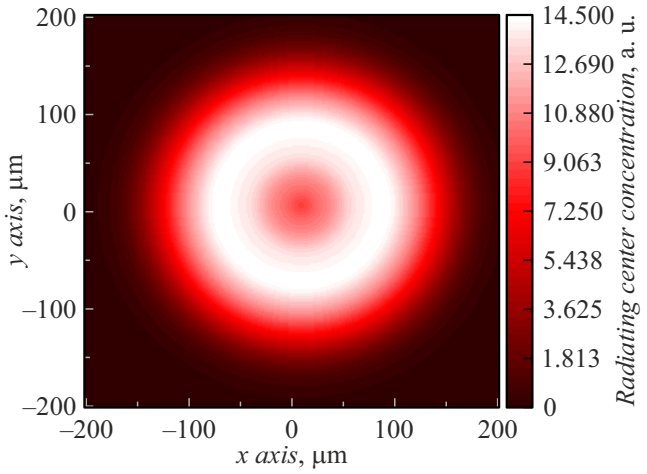

Рис. 5. Распределение излучающих центров в срезе искры аргона, восстановленное по результатам обратного преобразования Абеля.

луча в точке фокуса. Понижение концентрации излучающих центров в данной области составляет $\sim 20\,\%$. Бóльшая часть центров излучения на длине волны 11.25 nm в искрах аргона смещена ближе к краю искры. Физически такая картина соответствует перераспределению излучающих центров и, следовательно, смещению концентрации газа с осевой части искры к ее краям, вероятно, за счет формирования ударной волны.

Наблюдаемое нами изображение лазерной искры является интегральной по времени картиной, так как за время регистрации лазерная искра существенно меняет свою форму. Первоначально мы наблюдаем излучающий цилиндр, далее по оси расширяющегося излучающего цилиндра формируется расширяющаяся полость, что, возможно, соответствует формированию цилиндрической ударной волны. Наложение всех описанных изображений формирует наблюдаемое изображение и распределение излучающих центров. Таким образом, проявленное наличие даже на интегральном во времени распределении излучающих центров особенностей, соответствующих распространению ударной волны, свидетельствует о возможном влиянии ударной волны на распределение излучающих центров.

На рис. 6 приведены усредненные по времени радиальные распределения излучающих центров при давлениях аргона на входе в сопло в диапазоне 3–10 bar. Лазерный луч падает сверху. Энергия лазерного импульса — 0.8 J. Цветовые диапазоны соответствуют участкам 0 %–5 %, 5 %–50 %, 50 %–85 %, 85 %–95 % и выше 95 % от максимальной концентрации излучающих центров. Коор-

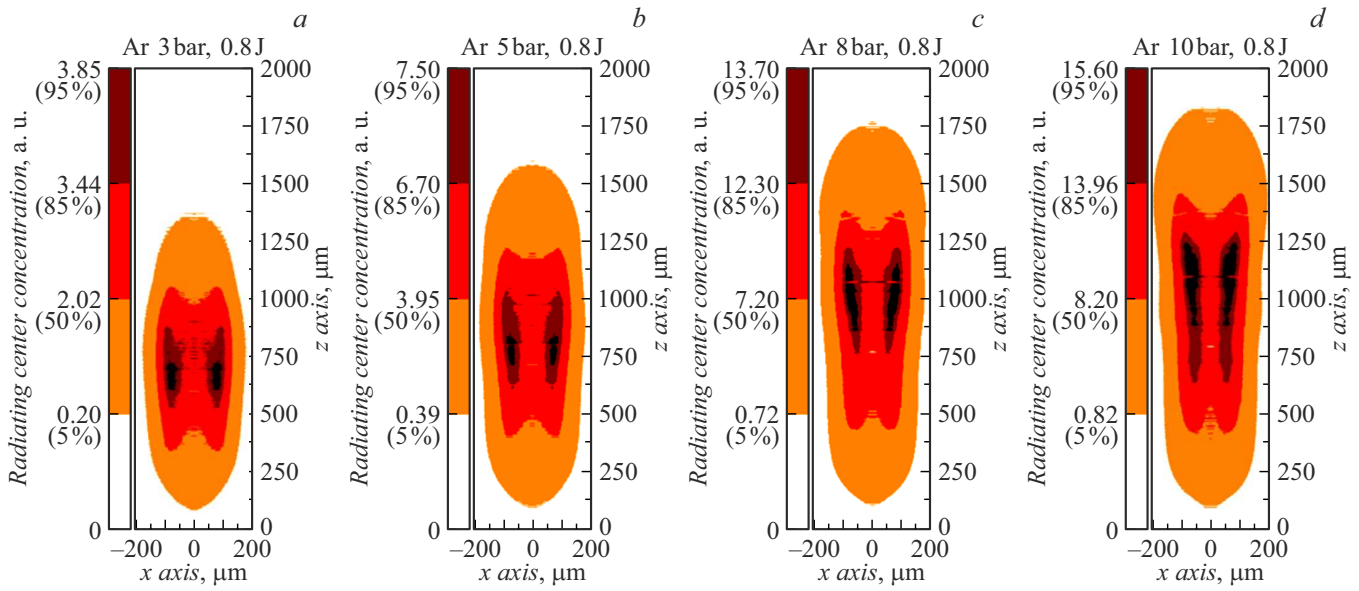

Рис. 6. Радиальные распределения излучающих центров при давлениях аргона на входе в сопло 3 (*a*), 5 (*b*), 8 (*c*) и 10 (*d*) bar.

динаты указаны в микрометрах, концентрации центров излучения — в относительных единицах.

Видно, что все искры вытянутые. При росте давления от 3 до 10 bar соотношение ширины к длине уменьшается от 1 к 2.5 до 1 к 4 за счет увеличения длины искры. Радиальное распределение излучающих центров с пониженной концентрацией в центре сохраняется для всех давлений аргона. Максимальная концентрация излучающих центров смещается вверх к лазерному лучу с увеличением давления, при этом объем искры с максимальной концентрацией излучающих центров растет. Таким образом, наблюдается вытягивание трубы из излучающих центров навстречу лазерному лучу.

На рис. 7 представлены поперечные профили радиального распределения излучающих центров искры при давлениях аргона на входе в сопло в диапазоне 3–10 bar. Энергия лазерного импульса — 0.8 J. Сечения были проведены через центральную область искры с максимальной концентрацией центров излучения для каждого давления. Концентрации излучающих центров приведены в относительных единицах, координата поперечной оси — в микрометрах.

Из рис. 7, *a* видно, что с увеличением давления значительно растет число центров излучения. При увеличении давления в два раза (от 5 до 10 bar) их концентрация растет в 2.2 раза. При этом из нормированных графиков на рис. 7, *b* видно, что ширина искры на полувысоте при увеличении давления от 3 до 10 bar существенно не изменяется и составляет $\sim 250\,\mu$m. Расстояние между пиками в первом приближении мало изменяется (сужение порядка 25 %). Диаметр центральной области с пониженной концентрацией излучающих центров меняется от 90 до $60\,\mu$m по ширине на полувысоте при увеличении давления от 3 до 10 bar.

Наблюдаемую картину можно объяснить следующим образом. Вытянутая форма икры обусловлена движением „волны лазерной детонации“ [18,19]. Нагретый до высоких температур газ в области пробоя быстро расширяется, формируя ударную волну [9,13], движущуюся как по оси лазерного луча, так и перпендикулярно к ней. Смещение концентрации излучающих центров от центра искры соответствует распространению ударной волны в направлении, перпендикулярном оси лазерного луча.

Поглощение лазерного излучения мишенью пропорционально плотности мишени. При увеличении плотности газа интенсивность излучения искры в целом растет за счет увеличения числа излучающих частиц. При этом при различных плотностях мишени количество поглощенной в газе энергии на число поглощающих частиц примерно сохраняется, и, таким образом, ширина искры и расстояние между пиками также мало изменяются. А концентрация центров излучения растет за счет поглощения большей доли энергии лазерного импульса.

На рис. 8 приведены радиальные распределения излучающих центров аргона при энергиях возбуждающего лазерного импульса 0.4–0.6 J и давлении газа 8 bar. Лазерный луч падает сверху. Цветовые диапазоны соответствуют участкам 0 %–5 %, 5 %–50 %, 50 %–85 %, 85 %–95 % и выше 95 % от максимальной концентрации излучающих центров. Координаты указаны в микрометрах, концентрации излучающих центров — в относительных единицах.

Видно, что все искры вытянутые. При росте энергии соотношение ширины к длине (FWHM) изменяется от 1/5 при $E = 0.4$ и 0.6 J до 1/3.5 при $E = 0.8$ J. Радиальное распределение излучающих центров в форме трубы сохраняется для всех энергий лазерного импульса. Максимум концентрации излучающих центров остается

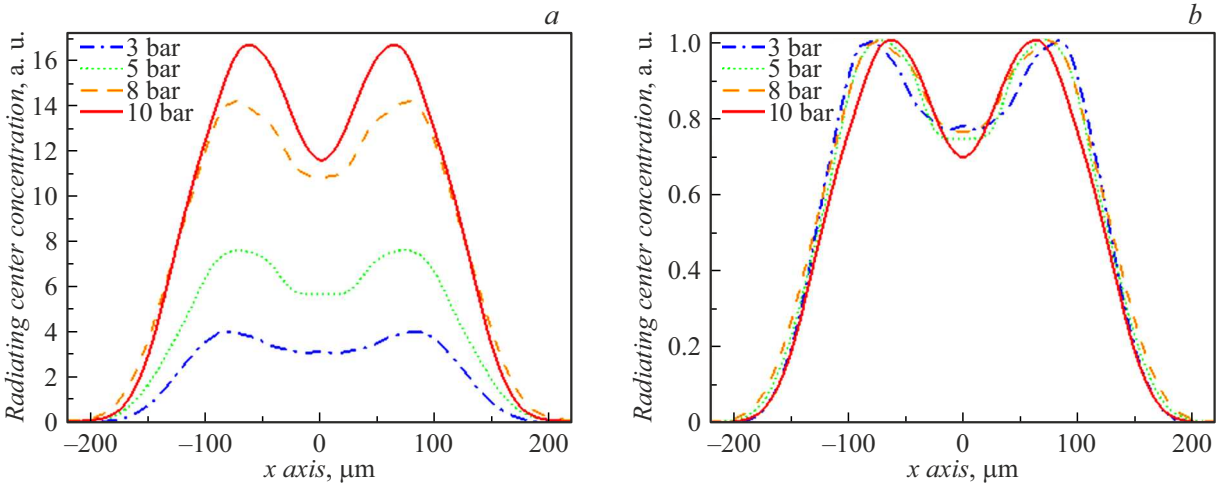

Рис. 7. Поперечные профили радиального распределения излучающих центров искры при различных давлениях без нормировки (*a*) и нормированные на единицу (*b*).

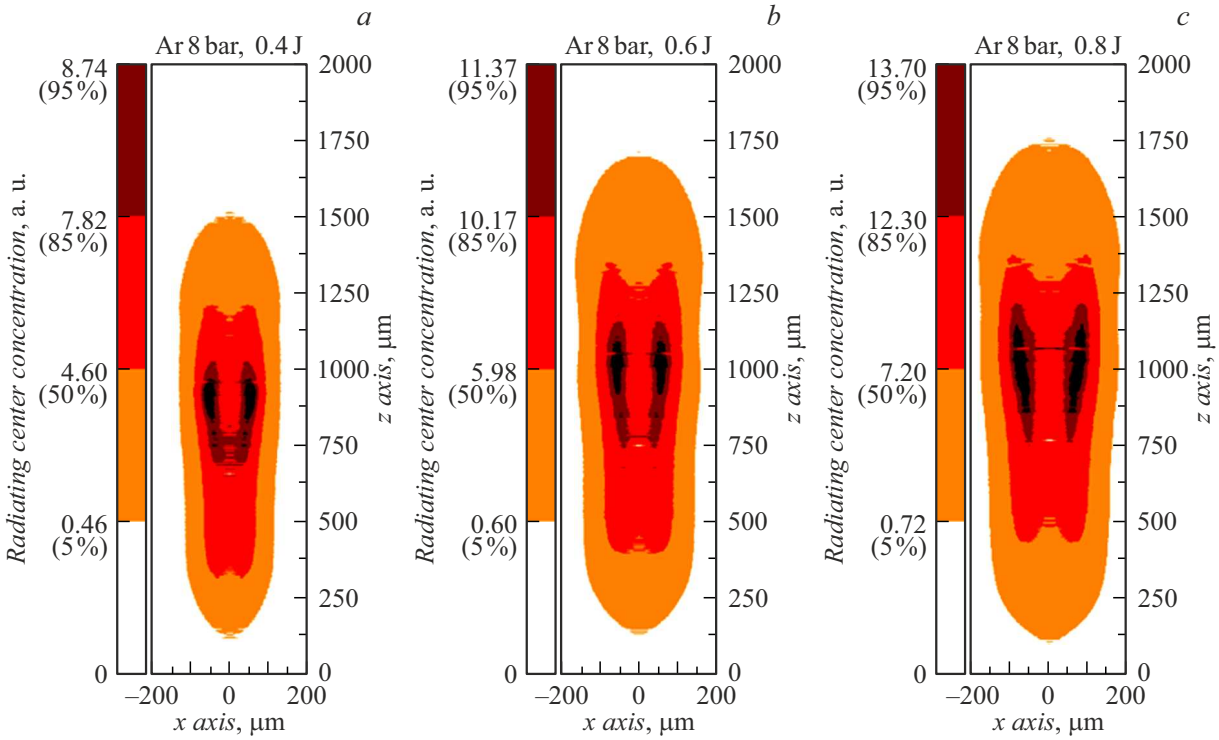

Рис. 8. Радиальные распределения излучающих центров в искре аргона при энергиях лазерного импульса 0.4 (*a*), 0.6 (*b*) и 0.8 J (*c*).

в положении немного выше геометрического центра искры, при этом объем искры с максимальной концентрацией излучающих центров при увеличении энергии вытягивается навстречу лазерному лучу.

На рис. 9 представлены поперечные профили радиального распределения излучающих центров искры аргона при возбуждении лазерными импульсами с энергиями от 0.4 до 0.8 J. Давление газа на входе в сопло — 8 bar. Сечения были проведены через центральную область искры с максимальной концентрацией центров излучения для каждого значения энергии. Концентрация излучающих центров приведена в относительных единицах, координата поперечной оси — в микрометрах.

Из рис. 8, *a* видно, что при увеличении энергии возбуждения растет как концентрация центров излучения, так и ширина искры. При увеличении энергии в два раза (от 0.4 до 0.8 J) концентрация возрастает в 1.5 раза. Ширина искры при энергиях 0.4, 0.6 и 0.8 J составляет 180, 190 и 250 μm соответственно. Расстояние между пиками также мало изменяется (расширение порядка

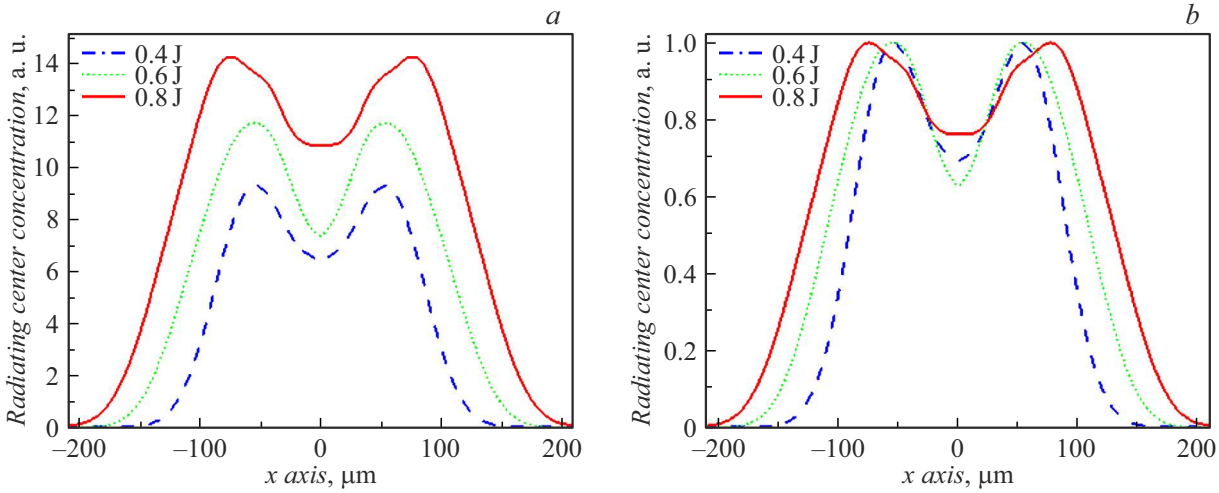

Рис. 9. Поперечные профили радиального распределения излучающих центров искры при различных энергиях лазера без нормировки (a) и нормированные на единицу (b).

25 %). Диаметр центральной области с пониженной концентрацией излучающих центров не меняется при увеличении энергии импульса лазера и составляет $\sim 60\,\mu$m.

При увеличении энергии лазерного импульса растет диаметр искры и масса вовлеченного газа. Наблюдается рост числа излучающих частиц и соответствующее этому увеличение их концентрации. При этом соотношение энергии к числу поглощающих частиц E/n не сохраняется. Количество энергии, приходящееся на количество атомов в объеме искры, растет, что, вероятно, формирует детонационную волну большей интенсивности и температуры, что соответствует увеличению диаметра искры.

Выводы

С помощью обратного преобразования Абеля была проведена обработка изображений лазерной искры аргона на длине волны 11.25 nm. Таким образом было получено радиальное распределение излучающих центров в искре аргона при различных условиях возбуждения. По результатам проведенной работы можно сделать следующие выводы:

1. Лазерная искра аргона имеет вытянутую вдоль оси лазерного луча форму при исследованных параметрах возбуждения — давление от 3 до 10 bar, энергия лазерного импульса от 0.4 до 0.8 J. Распределение излучающих центров в искре аргона имеет форму трубы, что, возможно, обусловлено движением ударной волны из области пробоя. Форма трубы для центров излучения в искре аргона сохраняется при всех исследованных параметрах возбуждения.

2. При увеличении плотности струи за счет изменения давления газа поглощение лазерного излучения растет пропорционально числу поглощающих частиц. Диаметр искры остается постоянным, а концентрация излучающих центров растет вследствие увеличения их количества.

3. При увеличении энергии лазерного импульса увеличивается энерговклад в зоне поглощения лазерного излучения, что приводит к увеличению диаметра искры и увеличению объема вовлекаемого в процесс газа.

Финансирование работы

Теоретическая часть работы выполнена в рамках государственного задания FFUF-2024-0022. Проведение эксперимента выполнено при поддержке гранта РНФ 21-72-30029-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.Г. Капралов, Р. Корде, В.Е. Левашов, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин. Квантовая электроника, **32** (2), 149 (2002).

[2] А.С. Болдарев, В.А. Гасилов, В.Е. Левашов, К.Н. Медников, А.С. Пирожков, М.С. Пирожкова, Е.Н. Рагозин. Квантовая электроника, **34** (7), 679 (2004).

[3] Д.Б. Абраменко, П.С. Анциферов, Д.И. Астахов, А.Ю. Виноходцев, И.Ю. Вичев, Р.Р. Гаязов, А.С. Грушин, Л.А. Дорохин, В.В. Иванов, Д.А. Ким, К.Н. Кошелев, П.В. Крайнов, М.С. Кривокорытов, В.М. Кривцун, Б.В. Лакатош, А.А. Лаш, В.В. Медведев, А.Н. Рябцев, Ю.В. Сидельников, Е.П. Снегирев, А.Д. Соломянная, М.В. Спиридонов, И.П. Цыгвинцев, О.Ф. Якушев, А.А. Якушкин. УФН, **189** (3), 323 (2019).

[4] Е.А. Вишняков, К.Н. Медников, А.А. Перцов, Е.Н. Рагозин, А.А. Рева, А.С. Ульянов, С.В. Шестов. Квантовая электроника, **39** (5), 474 (2009).

[5] И.Л. Бейгман, Е.А. Вишняков, М.С. Лугинин, Е.Н. Рагозин, И.Ю. Толстихина. Квантовая электроника, **40** (6), 545 (2010).
[6] А.О. Колесников, Е.А. Вишняков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин. Квантовая электроника, **50** (10), 967 (2020).
[7] N.I. Chkhalo, K.V. Durov, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko. J.Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, **17** (1), 226 (2023).
[8] V.E. Guseva, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo. Appl. Phys. B, **129**, 155 (2023).
[9] S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, M.E. Sasin. J. Appl. Phys., **126** (10), 103301 (2019).
[10] 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).
[11] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, J. Kostecki, J. Krzywiński, J. Mikołajczyk, R. Rakowski, A. Szczurek, M. Szczurek. J. Alloys Compounds, **401** (1-2), 99 (2005).
[12] A.V. Vodop'yanov, S.A. Garakhin, I.G. Zabrodin, S.Yu. Zuev, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, A.A. Perekalov, R.S. Pleshkov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.M. Smertin, B.A. Ulasevich, N.I. Chkhalo. Quant. Electron., **51** (8), 700 (2021).
[13] Н.Ю. Бакаев, Н.Г. Басов, В.П. Варава, А.И. Веретенников, А.А. Галичий, Е.И. Ершов, М.П. Калашников, Ю.А. Михайлов, А.В. Роде, Г.В. Склизков, Р.П. Тарасов, С.И. Федотов. Квантовая электроника, **9** (9), 1750 (1982).
[14] K. Bockasten. JOSA, **51** (9), 943 (1961).
[15] 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).
[16] 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. Scientific Instruments. (2023).
[17] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V.A. Mandelshtam, H. Reisler. Rev. Scientific Instruments, **73** (7), 2634 (2002).
[18] Б. Зельдович, Ю. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1974)
[19] Ю.П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов* (Наука, М., 1974)