

## Измерение геометрических параметров мощного ИК лазерного луча в прифокальной области для применений в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения

© А.В. Белашов<sup>1</sup>, П.С. Буторин<sup>1</sup>, Ю.М. Задиранов<sup>1</sup>, С.Г. Калмыков<sup>1</sup>, В.А. Максимов<sup>1</sup>,  
М.Э. Сасин<sup>1</sup>, П.Ю. Сердобинцев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: sergei.kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 07.02.2020 г.

В окончательной редакции 03.04.2020 г.

Принята к публикации 15.04.2020 г.

Измерения геометрических параметров мощного ИК лазерного луча были выполнены тремя методами. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. При фокусировке лазерного луча с длиной волны  $1.064\ \mu\text{m}$  специально сконструированным безаберрационным объективом удастся получить фокальное пятно с диаметром около  $40\ \mu\text{m}$ , при этом длина „перетяжки“ составляет  $230\text{--}280\ \mu\text{m}$ . Измеренные параметры дают представление о размерах лазерной плазмы, создаваемой этим лучом на газовой Хе-микроструе.

**Ключевые слова:** лазерная плазма, лазер, фокус, каустическая поверхность, перетяжка, абляция.

DOI: 10.21883/OS.2020.08.49737.37-20

### Введение

Настоящая работа предпринята для нужд литографии в нанометровом диапазоне длин волн (диапазон EUV — Extreme UltraViolet) с лазерной Хе-плазмой в качестве источника рабочего излучения. Идея такого источника, в котором лазерная плазма возбуждается на газоструйной мишени, была впервые предложена и осуществлена еще в 1990-х гг. [1–2]. После примерно десяти лет попыток оптимизировать такой источник для использования в литографии с рабочей длиной волны  $\lambda = 13.5\ \text{nm}$  (из-за недостаточно высокой мощности его излучения) выбор материала мишени был изменен в пользу микрошариков из металлического олова [3,4]. Предложение [5] о разработке варианта литографии на длине волны  $\lambda = 11.2\ \text{nm}$  с Ве-содержащими интерференционными зеркалами [6,7] инициировало новую волну интереса к источнику с лазерной Хе-плазмой, поскольку интенсивность его излучения на „новой“ длине волны ожидается примерно на порядок более высокой, чем на  $\lambda = 13.5\ \text{nm}$ . Первые экспериментальные исследования такого источника с  $\lambda = 11.2\ \text{nm}$  были опубликованы в [8–11].

Разработка оптической системы литографа, исследование ряда физических аспектов источника требуют знания геометрических размеров излучающей в EUV диапазоне плазмы. Поскольку радиационные потери энергии, доминирующие в энергобалансе плазмы многоэлектронных атомов, характеризуются временами удержания

энергии, которые существенно короче и длительности лазерного импульса, и характерных времен диффузии, и гидродинамических процессов [10], размеры горячего ядра плазмы должны совпадать с размерами облучаемой лазером зоны, т.е. внешней каустической поверхности луча в области фокуса („перетяжки“). То есть измерение геометрии лазерного луча в районе фокуса является косвенным методом определения размеров горячего, EUV-излучающего ядра плазмы, чем и объясняется мотивация настоящей работы.

Описываются измерения диаметра внешней каустической поверхности лазерного луча на расстояниях  $\pm 1\ \text{mm}$  от фокальной плоскости тремя различными методами. Одним из них является исследование структуры лазерного луча с помощью фоточувствительной ПЗС-матрицы (Прибор с Зарядовой Связью). Этот метод является наиболее прямым и объективным способом измерения распределения интенсивности в сечении луча. Он позволяет определить размеры области в перпендикулярной оси луча плоскости, в пределах которой распространяется заданная доля полной энергии, однако при этом трудно судить о размерах той области, где плотность энергии достаточна для эффективного взаимодействия с веществом, генерации и дальнейшего нагрева плазмы. Поэтому измерения методом ПЗС-матрицы были дополнены измерениями с использованием абляционного взрыва на поверхности твердых тел — диэлектрика (стекла) и металла (тонкий слой напыленного Ta).

Отметим, что в научной литературе существует лишь немного публикаций, посвященных измерениям структуры и качества лазерного луча (см., например, [12] — эксимерный XeCl-лазер, [13] — эксимерный KrF-лазер, [14] — технологические волноводные и волоконные лазеры).

## Экспериментальная установка

Генератором излучения являлся многомодовый Nd:YAG-лазер ( $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ) с энергией импульса  $E_{\text{las}} = 1-1.4 \text{ J}$  и длительностью  $\tau_{\text{las}} \approx 10 \text{ ns}$ . На выходе из лазера диаметр луча составлял  $\varnothing_{\text{las}} = 8-10 \text{ mm}$ , паспортная расходимость  $\theta_{\text{las}} = 1.5 \text{ mrad}$ , что на порядок превышает дифракционную расходимость  $\theta_{\text{dif}} = (4/\pi)\lambda/\varnothing_{\text{las}}$ . После прохождения телескопа-расширителя диаметр луча увеличивался до  $\varnothing_{\text{expand}} = 26-29 \text{ mm}$ , вызывая соответствующее уменьшение расходимости:  $\theta_{\text{expand}} = 0.5 \text{ mrad}$ . Расширенный луч подводился к установленному внутри вакуумной камеры объективу, который обычно в наших опытах с плазмой фокусирует луч на Хе струю-мишень, истекающую из сопла Лаваля ([15], а также [8,10]). В описываемых измерениях на генераторе струи вместо сопла устанавливались измерительные элементы так, чтобы их чувствительная поверхность была перпендикулярна оси луча. С помощью позиционеров генератора струи эти элементы могли перемещаться относительно фокуса по всем 3-м координатам как поперек луча, так и вдоль него (вдоль оси  $Y$ ) с точностью до  $5 \mu\text{m}$ . Измерения производились в открытой камере при атмосферном давлении.

При фокусном расстоянии объектива  $f_{\text{lens}} = 82 \text{ mm}$  ожидаемый диаметр перетяжки  $\varnothing_{\text{waist,calc}} \approx \theta_{\text{expand}} f_{\text{lens}} = 41 \mu\text{m}$ , а ее длина  $l_{\text{waist,calc}} = 240 \mu\text{m}$ . Однако за многолетнюю эксплуатацию объектив не раз подвергался разборке/сборке, а лазер — переюстировке, поэтому только эксперимент мог дать достоверную информацию.

## Измерения „методом абляционных кратеров“

В первой попытке измерений был применен „метод абляционных кратеров“ на гладкой поверхности тонких стеклянных пластинок, однажды уже использовавшийся авторами в экспериментах с эксимерным KrF-лазером [13]. Выбор стекла в качестве материала, на поверхности которого возбуждается абляционный взрыв, обусловлен его низкой теплопроводностью, позволяющей минимизировать уширение теплового пятна. Энергия лазерного импульса в этих измерениях была снижена на полтора порядка (до  $\approx 40 \text{ mJ}$ ) с помощью поглощающих фильтров. Несмотря на это, когда фокус оказывался в глубине стеклянной пластины-мишени (с толщиной в этих опытах  $0.5 \text{ mm}$ ) абляционный взрыв

приводил к полному разрушению пластины. В результате измерения этим методом не удалось провести во всем диапазоне перемещения мишени вдоль оси  $Y$ . Размеры абляционных кратеров затем измерялись с помощью микропрофилометра, их средний радиус отождествлялся с эффективным радиусом луча. Результаты представлены на рис. 1, *a* (кривая 1). Наименьший диаметр фокального пятна, измеренный таким способом, составляет  $\varnothing_{\text{waist}} \approx 47 \mu\text{m}$  и находится приблизительно в  $60 \mu\text{m}$  от точки фокуса.

## „Метод диафрагм“

Второй метод можно назвать „методом диафрагм“. Пусть луч падает на малое круглое отверстие-диафрагму с радиусом  $R_{\text{diafr}}$  в непрозрачном слое. Если радиальное распределение плотности мощности излучения по сечению луча аппроксимировать функцией Гаусса

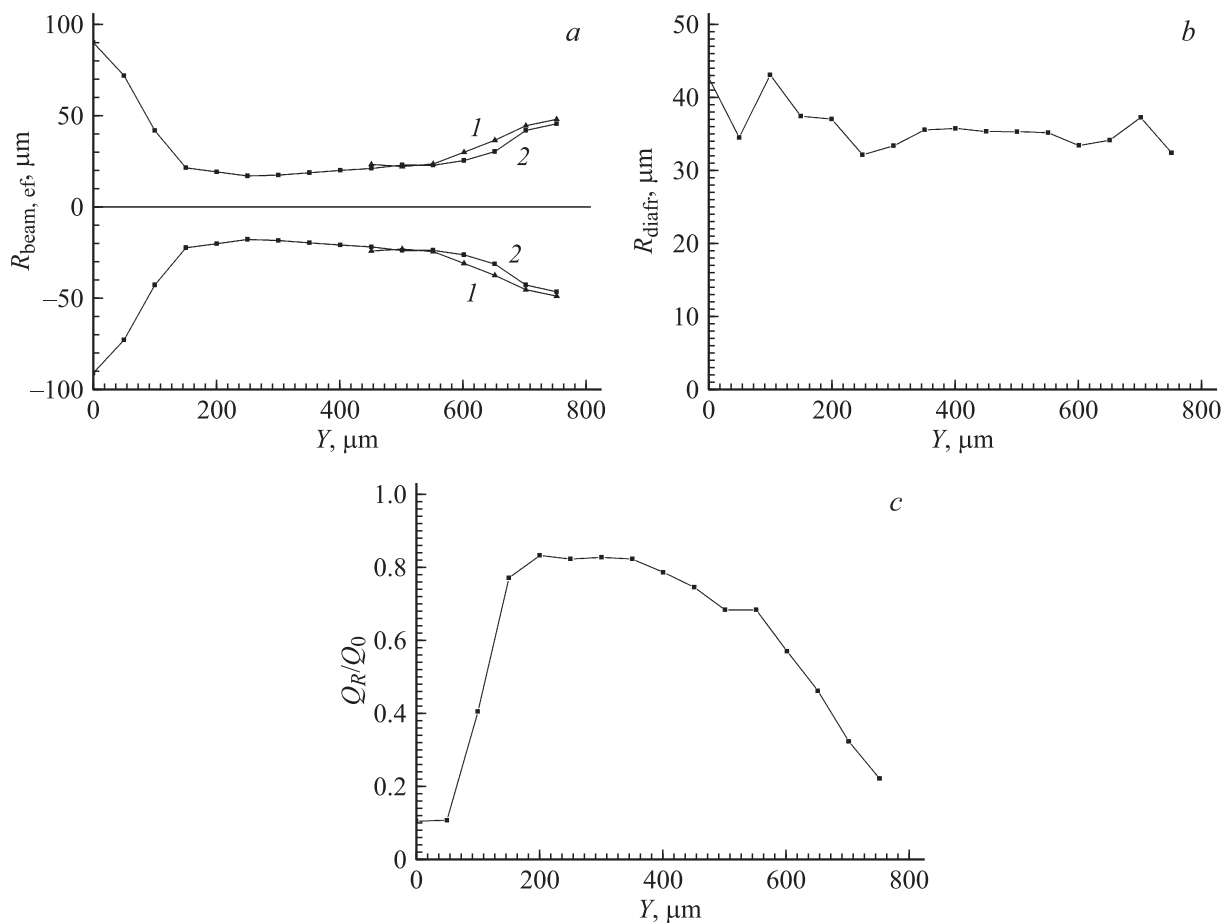
$$W(r) = A \exp\{-[r/(\sigma\sqrt{2})]^2\},$$

то прошедшая через это отверстие доля полной мощности

$$Q_R/Q_0 = 1 - \exp\{-[R_{\text{diafr}}/(\sigma\sqrt{2})]^2\}.$$

То есть измерив радиус диафрагмы и прошедшую сквозь нее энергию, можно определить величину параметра  $\sigma$ , отождествляемого в этом методе с эффективным радиусом луча. Внутри окружности с этим радиусом распространяется  $\approx 40\%$  полной мощности гауссова пучка.

В этом эксперименте в качестве мишени были использованы стеклянные пластинки с напыленным на их поверхность тонким ( $100-120 \text{ nm}$ ) слоем металла (Ta). Такая, установленная перпендикулярно к лучу пластинка перемещается вдоль его оси ( $Y$ ) от точки к точке, в каждой из которых нетронутый в предыдущих измерениях напыленный слой подвергается воздействию лазерных импульсов с частотой следования  $10 \text{ Hz}$ . Первые импульсы серии там, где импульсная плотность мощности достаточна для абляции, испаряют металл с поверхности стекла и, тем самым, формируют диафрагму. Когда процесс формирования завершается и величина проходящей сквозь диафрагму энергии импульса устанавливается на постоянном уровне, ее измеряют с помощью системы, собирающей прошедшее через диафрагму излучение. По окончании опыта с помощью микроскопа измеряются усредненные диаметры диафрагм. Затем по вышеприведенной формуле вычисляется эффективный радиус луча. Средние радиусы прожженных лучом отверстий-диафрагм в слое Ta и прошедшие сквозь них доли полной энергии луча приводятся на рис. 1, *b* и 1, *c* соответственно. Значения эффективного радиуса луча показаны на рис. 1, *a* (кривая 2) как функции от положения мишени на оси  $Y$ . В этих опытах с помощью набора фильтров энергия импульса была ослаблена на 4 порядка — до  $0.1 \text{ mJ}$ , а толщина стекла была выбрана равной  $150 \mu\text{m}$  так, чтобы при абляционном



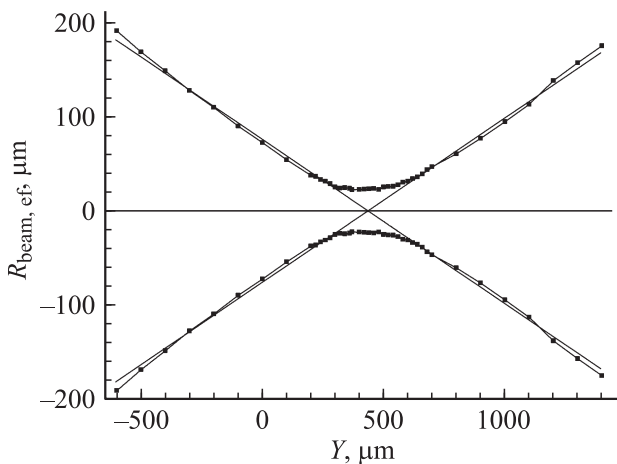
**Рис. 1.** Результаты измерения диаметра лазерного луча методом кратеров на стекле и методом диафрагм, образованных лучом лазера в металлической пленке. *a* — эффективный радиус лазерного луча, определенный методом кратеров (1) и методом диафрагм (2), *b* — средний радиус отверстия-диафрагмы, образованного лучом лазера, *c* — доля прошедшей через диафрагму энергии лазерного луча. Направление от лазера совпадает с направлением увеличения координаты  $Y$ .

взрыве пластинка пробивалась насквозь и продукты взрыва свободно выходили в открытое пространство, не приводя к разрушению всей пластины. В результате удалось выполнить измерения во всем диапазоне перемещения мишени. В этих опытах наименьшее значение эффективного диаметра фокального пятна составляло  $\varnothing_{\text{waist}} \approx 38 \mu\text{m}$ , а длина „перетяжки“ —  $l_{\text{waist}} \approx 280 \mu\text{m}$ .

### Измерения с помощью фоточувствительного ПЗС-датчика

Накопленный в вышеописанных экспериментах опыт позволил выполнить измерения с помощью ПЗС-датчика — измерителя параметров лазерного луча Beam profiler BC 106-M фирмы Thorlabs Inc. (USA). Этот прибор имеет пространственное разрешение (размер пикселя ПЗС-матрицы)  $6 \mu\text{m}$  и допускает измерения диаметра луча от  $30 \mu\text{m}$  и более. Измеряемый диапазон мощностей приходящего на матрицу излучения — от  $50 \text{ fW}$  до  $1 \text{ W}$  с 12-битной оцифровкой. Применение этого прибора в случае маломощных непрерывных лазе-

ров или расфокусированных лучей не порождает особых трудностей, но в нашем эксперименте при интенсивности лазерного излучения в фокусе более  $4 \text{ TW/cm}^2$  нужно обеспечить подавление энергии импульса на 9–10 порядков, чтобы не уничтожить находящийся в луче измерительный элемент — ПЗС-матрицу. В качестве ослабителя в этом эксперименте использовалось поставленное под углом к оси луча интерференционное зеркало для  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ , отводившее более 99% энергии луча в поглотитель. Прошедшая доля энергии, дополнительно ослабленная набором поглощающих фильтров, использовалась в измерениях. Суммарное ослабление луча составляло 9 порядков, и при этом попадающая на ПЗС-матрицу импульсная мощность была  $\approx 60 \text{ mW}$ . Как и прежде, датчик перемещался вдоль луча лазера по отношению к неподвижному фокусу. Чтобы устранить возможное влияние изменяющегося от импульса к импульсу распределения энергии в луче на результаты эксперимента, в каждой точке измерений на оси  $Y$  производилось усреднение по 10–20 импульсам. Встроенное в прибор программное обеспечение аппроксимировало



**Рис. 2.** Результаты измерения диаметра лазерного луча с помощью ПЗС-датчика. Сплошные прямые линии, пересекающиеся на оси абсцисс в точке  $Y = 435 \mu\text{m}$ , — границы луча в приближении геометрической оптики, угол между ними равен апертурному углу луча,  $\theta_{\text{lens}} = 0.34 \text{ rad}$ . Направление от лазера — в сторону увеличения  $Y$ .

распределение плотности мощности в сечении луча функцией Гаусса и определяло ее эффективный радиус  $\sigma$ . Результаты измерений представлены на рис. 2. Диаметр „перетяжки“ составляет  $\varnothing_{\text{waist}} = 2\sigma = 45\text{--}46 \mu\text{m}$ , ее длина  $l_{\text{waist}} = 230\text{--}250 \mu\text{m}$ . Контуры луча вне пределов „перетяжки“ хорошо согласуются с контурами, определяемыми геометрической оптикой в соответствии с углом сходимости/расходимости луча.

## Обсуждение результатов измерений и выводы

Несмотря на существенное несовершенство измерений, сделанных „методом кратеров“, результаты, полученные всеми тремя способами, —  $\varnothing_{\text{waist}} = 38\text{--}46 \mu\text{m}$  и  $l_{\text{waist}} = 230\text{--}280 \mu\text{m}$  — находятся в удовлетворительном согласии друг с другом, отличаясь не более чем на 20% друг от друга по обоим параметрам, при этом измеренная величина  $\varnothing_{\text{waist}}$  соответствует ожидаемой  $\varnothing_{\text{waist,calc}} \approx 41 \mu\text{m}$ .

На рис. 1 и 2 обращает на себя внимание некоторая несимметрия геометрии перетяжки (и прошедшей через диафрагму доли энергии) по отношению к точке фокуса. Ее причиной может быть небольшая остаточная сферическая aberrация в оптической системе расширитель–объектив.

Пример использования полученных результатов можно увидеть в работе [16]. В ней, как было написано во Введении, размеры горячего EUV-излучающего ядра плазмы отождествляются с измеренными в настоящем исследовании размерами „перетяжки“ и применяются далее для определения характерного времени жизни

вещества в плазменном образовании, обусловленного гидродинамическим разлетом за время импульса.

В заключение отметим методическое значение представляемой работы. Конечно, измерение структуры лазерного луча ПЗС-анализатором является наиболее объективным, информативным и точным способом. Однако из-за своей высокой чувствительности этот метод требует снижения мощности исследуемого луча на много порядков, к тому же в лабораториях, не специализирующихся на лазерных измерениях, такой анализатор редко встречается. Выполненные здесь исследования показывают, что в случае необходимости простые и дешевые косвенные методы „абляционных кратеров на поверхности стекла“ и „диафрагм“ с удовлетворительной точностью позволяют измерить диаметр фокального пятна в лазерных лучах с весьма высокой интенсивностью. Однако измерение распределения мощности по сечению луча с помощью этих методов остается недоступным.

## Финансирование работы

Настоящая работа выполнена в соответствии с Госзаданием ФТИ (№ 0040-2019-0001) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований — Проект 18-08-00716.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Fiedorowicz H., Bartnik A., Patron Z., Parys P. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 22. P. 2778.
- [2] Fiedorowicz H., Bartnik A., Patron Z., Parys P. // Laser Part. Beams. 1994. V. 12. N 3. P. 471.
- [3] Bakshi V. // EUV Lithography. / Ed. by Bakshi V. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2007. Ch. 3.
- [4] Banine V., Moors R. // Proc. 2011 Int. Workshop on EUV and SXR Sources, Nov. 7–10, 2011, Dublin, Ireland, 2011. S8. <https://www.euvlitho.com/2011/S8.pdf>
- [5] Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // AIP Advances. 2013. V. 3. N 8. P. 082130.
- [6] Bogachev S., Chkhalo N., Kuzin S., Pariev D., Polkovnikov V., Salashchenko N., Shestov S., Zuev S. // Appl. Opt. 2016. V. 55. N 9. P. 2126.
- [7] Chkhalo N., Gusev S., Nechay A., Pariev D., Polkovnikov V., Salashchenko N., Schäfers F., Sertsu M., Sokolov A., Svechnikov M., Tatarsky D. // Opt. Lett. 2017. V. 42. N 24. P. 5070.
- [8] Буторин П.С., Задиранов Ю.М., Зуев С.Ю., Калмыков С.Г., Полковников В.Н., Сасин М.Э., Чхало Н.И. // ЖТФ. 2018. Т. 88. В. 10. С. 1554.
- [9] Chkhalo N., Garakhin S., Lopatin A., Nechay A., Pestov A., Polkovnikov V., Salashchenko N., Tsybin N., Zuev S. // AIP Advances. 2018. V. 8. N 10. P. 105003.
- [10] Буторин П.С., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 23. С. 111.

- [11] *Kalmykov S.G., Butorin P.S., Sasin M.E.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. N 10. P. 103301.
- [12] *Осипов В.В., Орлов А.Н., Каширин В.И., Соломонов В.И., Кортаев А.В.* // Квант. электроника. 1999. Т. 28. В. 2. С. 157.
- [13] *Задиранов Ю.М., Калмыков С.Г., Сасин М.Э., Сердобинцев П.Ю.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 12. С. 72.
- [14] *Григорьянц А.В., Васильцов В.В.* // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия „Машиностроение“. 2012. С. 5.
- [15] *Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.
- [16] *Butorin P.S., Kalmykov S.G., Maximov V.A., Sasin M.E.* // Proc. 2019 Source Workshop, Nov. 4–6, 2019. Amsterdam, 2019. S26.  
<https://www.euvlitho.com/2019/S26.pdf>