

УДК 533.9.082.5

## МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА, ОБРАЗОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СРЕДЕ АРГОНА ПРИ РАЗЛИЧНОМ ДАВЛЕНИИ

© 2022 г. Д. А. Кочуев<sup>1</sup> \*, А. А. Вознесенская<sup>1</sup>, А. Ф. Галкин<sup>1</sup>, Д. Г. Чкалова<sup>1</sup>, К. С. Хорьков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Владимирский государственный университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых”, Владимир, Россия

\*E-mail: [\\_b\\_@mail.ru](mailto:_b_@mail.ru)

Поступила в редакцию 17.01.2022 г.

После доработки 07.02.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Выполнена оценка эффективности применения методов диагностики лазерно-индуцированной плазмы, образованной в среде аргона. Рассмотрены методы диагностики плазмы, позволяющие оценить пространственные характеристики области оптического пробоя и значения температуры. Проанализированы причины погрешности результатов измерений и применимость методов измерений.

DOI: 10.31857/S0367676522060163

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействия лазерно-индуцированной плазмы с материалами и средами, методов измерения и регистрации данных процессов является перспективным направлением исследований. Лазерное излучение позволяет осуществлять обработку материалов с производительностью и качеством, недоступным для других методов физического воздействия. Круг решаемых задач при помощи лазерной обработки достаточно широк. Из основных стоит отметить прецизионные методы обработки поверхности, где тепловое воздействие на обрабатываемую поверхность недопустимо (коррекция фотошаблонов, обработка тонких пленок) [1–3]. Распространено применение короткоимпульсных систем в задачах функционализации поверхностей, создание химически устойчивых, антифрикционных поверхностных структур [4–6]. В операциях высокопроизводительной лазерной перфорации [7, 8] совокупный тепловой вклад может приводить к искажению геометрии, обрабатываемой поверхности, и нарушению свойств обрабатываемого материала. В связи с появлением мощных технологических лазерных систем, частоты генерации которых составляют десятки кГц и более, обладающих фемто- и субпикосекундными длительностями импульсов, проблема взаимодействия лазерного излучения со средой обретает свою актуальность. Плотность мощности таких лазерных систем в

области каустики во много раз превышает лучевую стойкость сред (кристаллы, стекла, жидкости, газы). Взаимодействие мощных лазерных импульсов фемто- и субпикосекундной длительности вызывает формирование оптического пробоя среды и развитие лазерно-индуцированного плазменного канала (ЛИПК). Развитие лазерно-индуцированной плазмы в области каустики может быть использовано для изменения пространственного распределения энергии лазерного луча, также комбинированного воздействия лазерного луча и электрической дуги для разделения, диспергирования материалов [9–11].

В момент передачи энергии фотонов в электронную систему материала наблюдается отрыв электронной температуры (десятки сотен эВ) от практически холодной ионной составляющей (десятые доли эВ) [12, 13]. В процессе релаксации системы характерно выравнивание температуры. При лазерной обработке короткими импульсами наблюдается нагрев обрабатываемой поверхности, что вызвано интенсивным плазмообразованием. Данный эффект особенно выражен при абляционной многоимпульсной обработке поверхностей материалов, которая вызвана воздействием плазмы на обрабатываемую поверхность. Лазерное излучение значительно поглощается плазмой, в том числе рассеивается, что приводит к снижению интенсивности абляционного действия, развитию термического воздействия плазменным факелом.

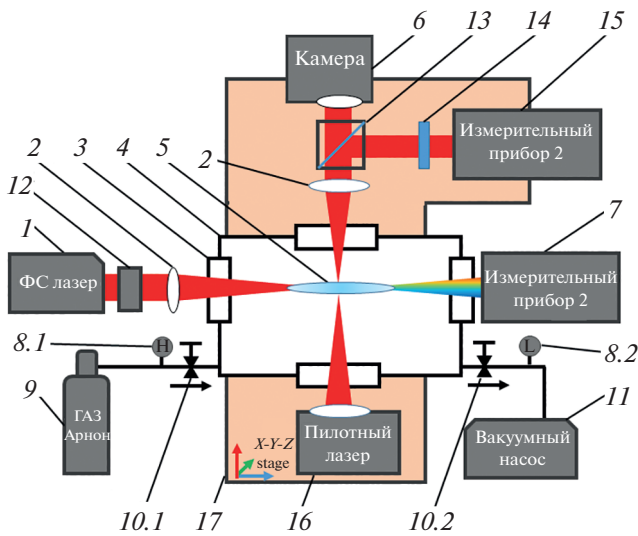


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для измерения параметров ЛИПК в среде аргона при давлении 1–25 бар.

Для оценок и измерений параметров плазмы, таких как концентрация электронов, проводимость, тепловое воздействие, удобно использовать некоторые упрощения, позволяющие делать оценки исследуемой плазмы с достаточно высокой точностью [14].

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

Для исследования параметров ЛИПК была собрана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Лазерное излучение из источника (1) со следующими параметрами: диаметр пучка 5 мм, длина волны 1030 нм, частота следования импульсов 10 кГц, энергия в импульсе до 150 мкДж, длительностью импульса 280 фс, с помощью системы зеркал направлялось в фокусирующий объектив (2) с фокальным отрезком 100 мм, через вводное окно (3) во внутренний объем изолированного сосуда (4). Внутренний объем изолированного сосуда заполнялся аргоном 99.998 чистоты из сосуда (9), предварительно атмосферный воздух откачивался турбомолекулярным вакуумным насосом (11). На проходящем излучении располагался измеритель мощности лазерного излучения (7), с помощью которого осуществлялось измерение проходящего через ЛИПК излучения при давлении от 1 до 24 бар. Пространственные характеристики регистрируемого ЛИПК фиксировались с помощью CCD-камеры (6). Измерение температуры осуществлялось двумя методами, с использованием яркостного пирометра и методом оценки относительной интенсивности спектральных линий.

Измерение температуры с использованием яркостного пирометра заключалось в измерении яркостной температуры ( $T_y$ ), степени черноты ( $\alpha$ ) ЛИПК. Измерения выполнялись при каждом шаге изменения величины давления. Измеренные значения пересчитывались в истинную температуру [15]:

$$T_{\text{ист}} = \frac{T_y C_2}{C_2 + \lambda T_y \ln \alpha}, \quad (1)$$

где  $\lambda = 652$  нм – калиброванная длина волны микропирометра,  $C_2$  – член, равный произведению 0.014388 и второй постоянной Планка (К),  $\alpha$  – в общем виде степень черноты исследуемого объекта или спектральный коэффициент поглощения.

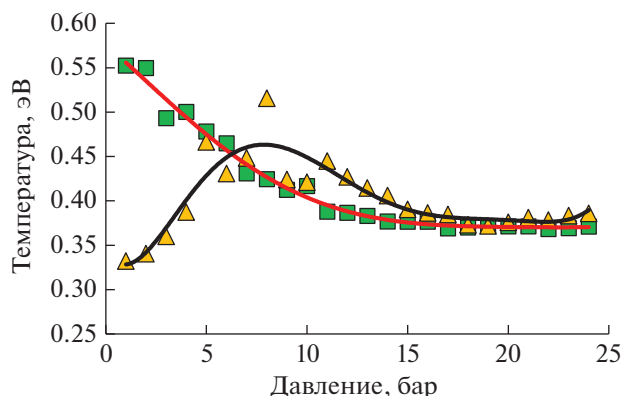
Измерение температуры ЛИПК методом оценки относительной интенсивности спектральных линий (ООИСЛ) происходило в соответствии с соотношением, полученным на основании уравнения Саха [16]:

$$T_e = \frac{-\Delta E}{\left( \ln \left( \frac{I_2}{I_1} \right) - \ln \left( \frac{g_2 f_2}{g_1 f_1} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3 \right) \right) k}, \quad (2)$$

где  $T_e$  – температура электронного газа,  $k$  – приведенная постоянная Больцмана, равная  $8.6 \cdot 10^{-5}$  эВ/град,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длина волны пары спектральных линии (нм),  $I_1$ ,  $I_2$  – относительная интенсивность регистрируемых спектральных линий,  $\Delta E$  – разность перехода энергетический уровней,  $\Delta E = E_{ev2} - E_{ev1}$ ,  $E_{ev}$  – энергия перехода уровня (эВ) соответствующих спектральных линий,  $\lg(gf)$  – логарифм произведения статистического веса на силу осциллятора.

Оценка электронной температуры с использованием выражения (2) возможна только при выполнении условия локального термодинамического равновесия (ЛТР), а повышение точности достигается при использовании большого числа линий и нахождения “среднего” значения. В процессе выполнения расчетов были использованы 3264 комбинации пар спектральных линий, из которых были отобраны 648 пар линий с помощью следующих критериев отбора:

- 1) положительное значение разности энергии переходов использованы пары линий, расположенные на расстоянии не менее 100 нм;
- 2) положительное значение логарифма произведения статистического веса на силу осцилляторов, иначе выражение не имеет физического смысла;
- 3) полученное значение электронной температуры должно быть положительное, иначе выражение не имеет физического смысла;
- 4) необходимо выполнение условие  $\Delta E \geq KT_e$ .



**Рис. 2.** Сравнение результатов измерения температуры ЛИПК методом яркостной пирометрии (отмечено зелеными квадратами) и оценки относительной интенсивности спектральных линий (отмечено желтыми треугольниками).

Значения температуры ЛИПК от давления, полученные методом ООИСЛ и измерением яркостной температуры представлены в графическом виде на рис. 2, результаты измерения электронной температуры представлены в [17] и хорошо согласуются с [18].

Излучение однородной плазмы подчиняется закону Кирхгофа, распределения атомов, ионов и электронов по скоростям — распределению Максвелла, заселенность возбужденных энергетических уровней — закону Больцмана, диссоциация и ионизация определяется законом действующих масс. Эти соотношения соответствуют одному и тому же значению температуры. Интенсивность излучения однородной равновесной плазмы в линейном и непрерывном спектрах однозначно определяется ее химическим составом, давлением, атомными константами и равновесной температурой [19–21]. Если термодинамическое равновесие выполняется в определенной области объема, то это называется ЛТР. При формировании ЛТР для лазерно-индуцированной плазмы, определяющими являются следующие процессы: время теплообмена электронной и ионной компонент, время амбиполярной диффузии и время тройной рекомбинации.

Состояние плазмы оценивается с использованием полученных экспериментальных данных и данных из литературных источников. Величина электронной температуры является важной характеристикой плазмообразования, в оценках будем использовать данные  $T_e$ , близкий к 0.5 эВ. Пространственные характеристики исследуемой плазмы, меняющиеся в зависимости от давления, представлены на рис. 3 [17].

При оценке времени амбиполярной диффузии плазмы важным слагаемым является размер исследуемой плазмы. Данные о геометрических ха-



**Рис. 3.** Зависимость положения и яркости свечения ЛИП от давления аргона в рабочем сосуде, направление распространения ЛИ сверху вниз.  $F$  — фокальная плоскость,  $b_1$  — передняя граница ЛИПК,  $b_2$  — задняя граница ЛИПК [22].

рактеристиках лазерно-индуцированной плазмы (ЛИП) получены на основании микрофотографий ЛИП, полученных в среде аргона при давлении 1–24 бар, что показано на рис. 3. Направление распространения ЛИ — с верхней стороны к нижней,  $F$  — фокальная плоскость фокусирующей линзы,  $b_1$  — передняя граница ЛИПК,  $b_2$  — задняя граница ЛИПК.

Время теплообмена электронов и атомов аргона в плазме, образующейся при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с аргоном, обозначается как  $\tau_{ea}$ , что выражается соотношением [22]:

$$\tau_{ea} = (\delta v_{ea})^{-1}, \tag{3}$$

где  $\delta$  — член столкновения, выраженный как  $2m_e/m_a$ ,  $\tau_{ea}$  — время теплопередачи,  $v_{ea}$  — частота столкновения электронов и атомов аргона, выражается как  $v_{ea} = n_a \langle v_e \rangle S_{ea}$ , где  $n_a$  — концентрация атомов,  $\langle v_e \rangle$  — средняя скорость электрона,  $S_{ea}$  — эффективное сечение столкновений электрона с атомами аргона, используемое согласно значениям, приведенным в [14]. В условиях пробоя газа использовалось значение энергии электронов выше энергии ионизации (16 эВ). Концентрация атомов аргона менялась в зависимости от давления, а значения температуры ЛИПК использовались в соответствии с данными, приведенными в [21], и имеют порядок 5000 К. Средняя скорость электрона определялась как:

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \tag{4}$$

Одним из основных процессов, определяющих время жизни плазменного канала, является амбиполярная диффузия. Характерное время ам-

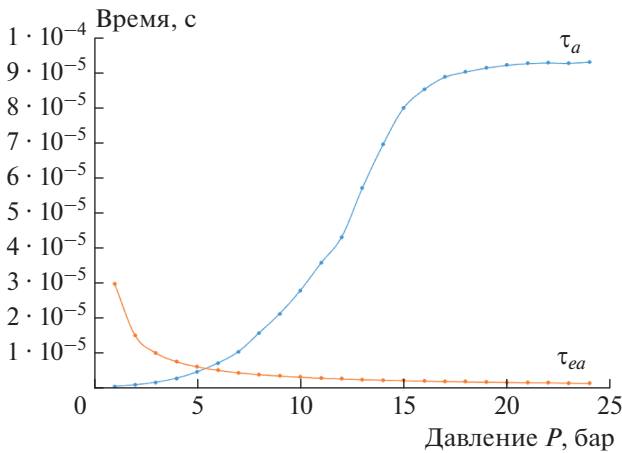


Рис. 4. Зависимость времени амбиполярной диффузии ( $\tau_a$ ) и времени теплообмена ( $\tau_{ea}$ ) от давления.

биполярной диффузии определяется из соотношения:

$$\tau = \frac{L^2}{D_a}, \quad (5)$$

где  $L$  — характерный размер плазмы, диаметр плазменного канала в нашем случае (оцениваемое плазменное образование имеет протяженность значительно большую, чем диаметр, поэтому в качестве характерного размера плазмы необходимо использовать диаметр),  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии, выражается как  $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$  выраженный согласно [23], значения размера исследуемой плазмы использованы на основании данных, представленных на рис. 3, значения  $T_e$  и давления аналогичны предыдущим оценкам.  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов,  $T_i$  — температура ионов,  $T_g$  — температура газа. В случае состояния ЛТЕ  $T_e/T_i$  принимается равной 1, так как  $T_e \approx T_i \approx T_g$  соответственно  $T_i$  — температуру ионов считаем равной температуре газа  $T_g$ .  $T_e$  будет использоваться на основании литературных данных для момента передачи энергии фотона электронной подсистеме и для момента формирования ЛТР. Для расчета коэффициента диффузии ионов воспользуемся соотношением [24]:

$$D_i = \frac{\mu_i T_g}{1.16 \cdot 10^4}, \quad (6)$$

где  $\mu_i$  — подвижность ионов,  $T_g$  — температура газа, определяемая на основании данных, представленных на рис. 2 (см. [21]).

$$\mu = \mu_0 \frac{760 T_g}{P 273}, \quad (7)$$

где  $\mu_0$  — подвижность ионов вещества при нормальных условиях,  $P$  — давление в рабочем сосуде (диапазон давлений от 1 до 24 бар, значения в

представленном отношении используются в мм рт. ст.). Считаем  $T_e \sim T_i \sim T_g \sim 5 \cdot 10^3$  К, значения температуры, соответствующие значениям давления. На рис. 4 представлена зависимость времени амбиполярной диффузии  $\tau_a$  и время теплообмена в образованной плазме  $\tau_{ea}$ .

Время амбиполярной диффузии (время жизни плазмы) для описанных условий превышает время теплообмена электронов с тяжелыми частицами (в основном атомами, поскольку ионизация плазмы мала) в исследуемой плазме, что соответствует условиям ЛТР. На основании приведенных оценок установлено, что плазма, полученная в результате взаимодействия ЛИ с энергией 150 мкДж в импульсе, длительностью импульса 280 фс и частотой следования импульсов 10 кГц с аргоном, находящимся в изолированном сосуде при давлении от 1 до 24 бар имеет ЛТР при значениях больше 5 бар. На рис. 3 также показано значительное увеличение протяженности, яркости свечения ЛИПК в этом диапазоне давлений. Следовательно, можно использовать уравнение Саха для расчета концентрации электронов и проводимости образующегося плазменного канала. Установлено, что время жизни плазмы меньше времени межимпульсного интервала, поэтому условия для формирования ЛИПК создаются при каждом лазерном импульсе, эффект суперпозиции не должен влиять на исследуемое плазмообразование. Расхождение результатов измерения метода ООИСЛ и измерения яркостной температуры при давлениях до 6–8 бар объясняются малой плотностью ЛИПК, что также можно наблюдать на рис. 3. Использование метода яркостной пирометрии уместнее при измерении температуры объектов, обладающих высокой плотностью. Для метода ООИСЛ наблюдается рост значений температуры при повышении давления до значения 8–10 бар, далее происходит спад до значений порядка 4500 К (см. рис. 2). Ошибка в измерении может возникнуть в случае дрейфа ЛИПК. Дрейф ЛИПК вызван конкуренцией филаментов в области каустики в процессе проведения измерений с длительной экспозицией. Также возможно в случае, если фотон испытывает многократное поглощение другими атомами. Возбужденное состояние атома, поглотившего фотон, может разрушаться без излучения и из плазмы выйдет меньше фотонов, чем было испущено. Поглощение излучения зависит от количества атомов в нижнем состоянии и силы осциллятора, что более вероятно для сильных линий согласно [25].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных измерений ЛИПК можно сделать вывод, что работы, направленные на повышение чистоты обработки поверхности уместно приводить при небольшом давлении,

снижение плотности среды способствует уменьшению времени жизни плазмы. Снижение плотности среды также приводит к увеличению скорости разлета продуктов абляции, как следствие снижается концентрация вещества над областью обработки. При методах комбинированного воздействия, напротив, обработка при повышенном давлении благоприятнее, так как увеличивается стабильность плазменного канала, в том числе возрастает его протяженность. Данные особенно позволяют использовать лазерно-индуцированный плазменный канал как инструмент локализации электрического дугового разряда на обрабатываемой поверхности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chkalov R.V., Kochuev D.A., Khorkov K.S. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1164. No. 1. Art. No. 012018.
2. Chkalov R.V., Khorkov K.S., Kochuev D.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1109. No. 1. Art. No. 012029.
3. Chkalov R.V., Khorkov K.S., Kochuev D.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1331. No. 1. Art. No. 012011.
4. Hashida M., Nishii T., Miyasaka Y. et al. // Appl. Phys. A. 2016. V. 122. No. 4. P. 1.
5. Bonse J., Koter R., Hartelt M. et al. // Appl. Phys. A. 2014. V. 117. No. 1. P. 103.
6. Kochuev D.A., Voznesenskaya A.A., Galkin A.F. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2077. No. 1. Art. No. 012009.
7. Kononenko T.V., Freitag C., Sovyk D.N. et al. // Opt. Lasers Engin. 2018. V. 103. P. 65.
8. Weber R., Graf T., Freitag C. et al. // Opt. Expr. 2017. V. 25. No. 4. P. 3966.
9. Ivashchenko A.V., Kochuev D.A., Chkalov R.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1164. No. 1. Art. No. 012021.
10. Kochuev D.A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 220. Art. No. 03019.
11. Ivashchenko A., Kochuev D., Chkalov R. // Mater. Today Proc. 2019. V. 11. P. 465.
12. Величко В.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П. // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 10. С. 889.
13. Коробкин В.В., Марин М.Ю., Пильский В.И. Физические свойства и закономерности развития сплошных протяженных лазерных искр. М.: ИВТ АН СССР, 1985. 179 с.
14. Горбунов Н.А., Мельников А.С. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 4. С. 14.
15. Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1983. 928 с.
16. Грим Г., Абрамов В.А., Иванов А.А. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 452 с.
17. Кочуев Д.А., Галкин А.Ф., Вознесенская А.А. и др. // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2020. Т. 47. № 1. С. 37; Kochuev D.A., Galkin A.F., Voznesenskaya A.A. et al. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2020. V. 47. No. 1. P. 37.
18. <http://physics.nist.gov/asd>.
19. Эдельс Х. Оптическая пирометрия плазмы. М.: ИЛ, 1960. С. 51.
20. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 254 с.
21. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971. 552 с.
22. Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А. // ЖТФ 1978. Т. 48. № 11. С. 2343.
23. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
24. McDaniel E.W. Collision phenomena in ionized gases. New York: Wiley, 1964. P. 775.
25. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. Долгопрудный: ИД Интеллект, 2008. 280 с.

## Methods for measuring parameters of a laser-induced plasma channel formed by femtosecond laser radiation in argon medium at different pressure

D. A. Kochuev<sup>a, \*</sup>, A. A. Voznesenskaya<sup>a</sup>, A. F. Galkin<sup>a</sup>, D. G. Chkalova<sup>a</sup>, K. S. Khorkov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Vladimir State University, Vladimir, 600000 Russia

\*e-mail: b\_@mail.ru

We studied the effectiveness of the application of diagnostic methods for laser-induced plasma formed in an argon atmosphere. Methods for plasma diagnostics which make it possible to estimate the spatial characteristics of the optical breakdown region and the temperature are considered. The reasons for the error in the measurement results and the applicability of measurement methods are analyzed.