04

Поглощение энергии лазерного излучения в лазерно-плазменном источнике излучения с газоструйными мишенями

© В.Е. Гусева, И.Г. Забродин, 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 16 июня 2024 г.
В окончательной редакции 25 февраля 2025 г.
Принято к публикации 27 февраля 2025 г.

Проведены измерения поглощения излучения Nd : YAG-лазеров с длительностью импульса 3.8 – 12.5 ns, энергией импульса 0.2 – 0.8 J при лазерном пробое газовых струй, формируемых при истечении газа через сверхзвуковое коническое сопло с критическим сечением 500 μm, длиной 5 mm и углом раскрыва 9°. Исследованы интегральные и временные зависимости поглощения лазерного излучения плазмой, формируемой на мишенях из молекулярных (CO_2, CHF_3, CF_4, N_2) и инертных (Ar, Kr, Xe) газов от их давления на входе в сопло и энергии лазерного импульса. Для различных газовых мишеней доля поглощаемой лазерной энергии составила от 25 % до 85 %.

Ключевые слова: газоструйная мишень, лазерный импульс, сопло, истечение газа, поглощение излучения.

DOI: 10.61011/JTF.2025.07.60649.192-24

Введение

В связи с последними достижениями в области разработки зеркал мягкого рентгеновского диапазона, обладающих высокими коэффициентами отражения на длинах волн в окрестности 11 nm [1–3], появилась возможность изготовления нанолитографа, использующего лазерно-плазменный источник (ЛПИ) экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с газоструйной мишенью на основе ксенона. Несмотря на то что пиковому положению полосы излучения, формируемой ионами Xe IX – XIII, соответствует длина волны 10.8 nm, в [2] было показано, что производительность литографа, работающего на длине волны 11.2 nm, может быть весьма высока за счет использования Mo/Be многослойных рентгеновских зеркал.

За последние 25 лет было проведено большое количество исследований, посвященных различным аспектам формирования ЭУФ излучения на различных газоструйных мишенях [4–10]. Во многих работах повышенное внимание уделяется измерению интенсивности ЭУФ излучения и конверсионной эффективности ЛПИ [2,11], а также различным аспектам оптимизации ЛПИ [12]. Вместе с тем для успешной разработки и оптимизации мощного лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения с газоструйной мишенью необходимы экспериментально определенные параметры процессов, происходящих в лазерной искре, таких, как поглощение лазерного излучения при различных условиях эксперимента. При этом важны как интегральные характеристики поглощения, позволяющие построить энергетический баланс плазмы, так и временные зависимости поглощения, по которым можно определить время формирования лазерной искры. Данному вопросу в литературе уделено существенно меньшее внимание [13–16]. Среди работ, посвященных измерению доли лазерной энергии, поглощаемой газоструйными мишенями, стоит отметить [14]. В указанной работе исследовалось поглощение лазерной энергии в плазме, создаваемой на сверхзвуковых газоструйных мишенях, и было продемонстрировано эффективное поглощение в плазме из инертных газов [17].

Настоящая работа посвящена изучению поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью, формируемой при сверхзвуковом истечении газа в вакуум. Исследования проводились с помощью двух экспериментальных методик. Первая методика состояла в измерении интегральной энергии лазерного излучения до и после газоструйной мишени с помощью калориметров. Таким образом, была измерена доля поглощенной плазмой энергии лазерного излучения в зависимости от давления газа-мишени на входе в сопло и энергии лазерного импульса. По второй методике были исследованы осциллограммы лазерных импульсов до и после взаимодействия с газоструйной мишенью с помощью $p-i-n$-диодов и осциллографа с высоким временным разрешением. Для формирования газоструйных мишеней были использованы молекулярные (N_2, CO_2, CHF_3) и инертные (Ar, Kr и Xe) газы.

1. Методика эксперимента

Для формирования плазмы в газоструйных мишенях при проведении экспериментов использовались два импульсных Nd : YAG-лазера с рабочей длиной волны 1.064 μm, энергией импульса до 0.8 J с различной длительностью импульса. Диаметр фокусного пятна состав-

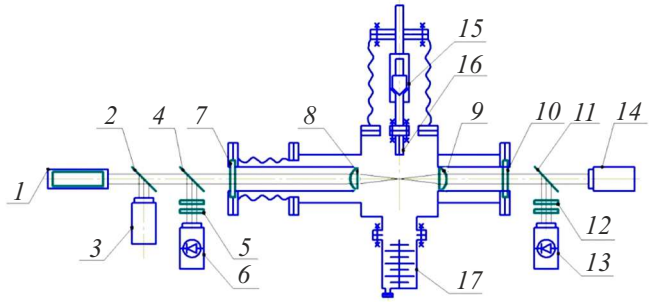

Рис. 1. Схематическое изображение установки: *1* — лазер; *2, 4, 11* — делительные пластины; *3, 14* — калориметры ИМО-2; *5, 12* — фильтры; *6, 13* — $p-i-n$-диоды; *7* — входное окно; *8* — фокусирующая линза; *9* — собирающая линза; *10* — выходное окно; *15* — импульсный клапан; *16* — сопло; *17* — турбомолекулярный насос.

лял $\sim 60\,\mu$m, плотность мощности в фокусном пятне составляла порядка 10^{12} W/cm^2. Работа проводилась на установке, описанной в [18], специально доработанной для проведения данных экспериментов. Схема исследовательской установки представлена на рис. 1.

Излучение лазера *1* направлялось на первую делительную платину *2*, откуда малая часть излучения отклонялась и попадала на калориметр ИМО-2 *3*, измеряющий энергию падающего лазерного излучения. После первой делительной пластины лазерное излучение направлялось на вторую делительную пластину *4*, от которой малая часть излучения отклонялась и через фильтры *5* направлялась на $p-i-n$-диод (LSIP D-A40) *6*, регистрирующий осциллограмму лазерного импульса. Далее излучение лазера направлялось в объем вакуумной камеры через входное окно *7*, затем фокусировалось линзой *8* (фокусное расстояние 45 mm) на газоструйную мишень, формируемую с помощью сверхзвукового конического сопла *16*, на расстоянии около 0.5 mm от среза сопла. Время открытия сопла регулировалось импульсным клапаном *15*. Откачка вакуумной камеры производилась с помощью турбомолекулярного насоса *17*. Сфокусированное лазерное излучение вызывало пробой в струе газа. Прошедшее область пробоя в газе излучение лазера собиралось линзой *9* и через выходное окно *10* направлялось на третью делительную пластину *11*. Малая часть излучения, отразившаяся от пластины, через фильтры *12* направлялась на $p-i-n$-диод *13*, регистрировавший осциллограмму лазерного импульса, прошедшего область пробоя. Большая часть излучения лазера, прошедшая делительную пластину *11*, направлялась на второй калориметр ИМО-2 *14*, регистрировавший энергию проходящего лазерного излучения.

Исследуемые газы подавались в камеру через коническое сверхзвуковое сопло с импульсным клапаном на основе форсунки Bosch 0280158017. Диаметр критического сечения сопла составлял $d_{\text{cr}} = 500\,\mu$m, длина сопла $L = 5$ mm, угол раскрыва $\alpha = 9^\circ$. Для инертных газов концентрации частиц в зоне образования лазерной искры составляли: для давления 10 bar — порядка $1.3 \cdot 10^{19}$ particles/cm^3, а для давления 20 bar — порядка $2.7 \cdot 10^{19}$ particles/cm^3 [19]. Откачка камеры осуществлялась турбомолекулярным насосом с производительностью 1000 l/s.

Энергия лазерного излучения определялась с помощью калориметров ИМО-2. Относительная погрешность измерения интегрального поглощения составила $\sim 4\,\%$. Осциллограммы лазерных импульсов регистрировались с помощью $p-i-n$-фотодиодов (LSIP D-A40). Сигнал с $p-i-n$-фотодиодов направлялся на усилители с полосой пропускания 1 MHz–3 GHz и далее регистрировался осциллографом RIGOL MSO8204 с полосой пропускания 2 GHz. Перед фотодиодами устанавливались оптические фильтры, уменьшавшие поток излучения во избежание перегрузки фотодиодов и искажения формы регистрируемых импульсов. В связи с различным оптическим путем до $p-i-n$-диодов и различной длиной присоединительных кабелей к осциллографу, наблюдалась существенная разница во времени поступления на вход осциллографа сигналов от разных $p-i-n$-фотодиодов. При построении рис. 2, *a-e* осциллограммы этих импульсов сдвигались в соответствии с расчетным временем задержки, для точного совмещения передних фронтов импульсов вносились корректировки вручную. Сдвиг импульсов при ручной корректировке составлял менее 1 ns. Данная схема позволяла проводить измерения с временным разрешением не хуже 0.5 ns.

Для юстировки положения сопла относительно области фокусировки лазерного излучения к установке дополнительно подключался брэгговский зеркальный спектрометр, подробно описанный в [20]. Спектры исследуемых газов измерялись авторами ранее в работах [21–23]. Юстировка проводилась таким образом, чтобы получить максимальный сигнал для полосы (11.2 ± 0.2) nm в ЭУФ диапазоне. Данная юстировка соответствует расположению лазерной искры по оси сопла для всех инертных газов кроме ксенона, для которого максимум интенсивности ЭУФ сигнала соответствует сдвижке искры относительно оси сопла [24].

Всего были проведены две серии измерений. В первой серии измерялась доля поглощенной энергии лазерного излучения при формировании искры на различных газоструйных мишенях в зависимости от давления газа на входе в сопло и энергии падающего лазерного излучения. Использовался лазер с длительностью импульса 7.8 ns, энергией импульса 0.8 J. Доля поглощенной в плазме энергии лазера α определялась как

$$\alpha = \frac{E_0 - E_{tr}}{E_0} = 1 - \frac{E_{tr}}{E_0},$$

где E_0 — энергия падающего лазерного излучения, E_{tr} — энергия прошедшего лазерного излучения. Здесь и далее падающий лазерный импульс — это импульс излучения лазера до взаимодействия с мишенью. Прошедший лазерный импульс — это импульс излучения лазера,

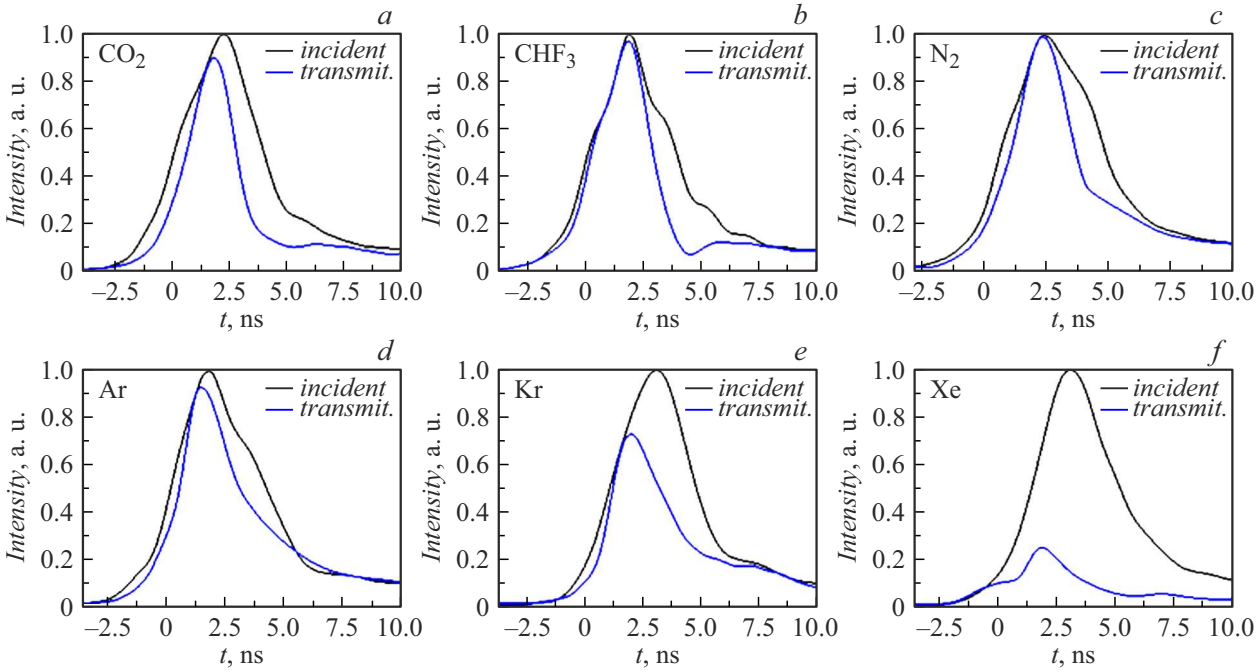

Рис. 2. Осциллограммы падающего и прошедшего область пробоя лазерного импульса для мишеней из CO_2 (*a*), CHF_3 (*b*), N_2 (*c*), Ar (*d*), Kr (*e*), Xe (*f*).

зарегистрированный после взаимодействия с мишенью и выхода из вакуумной камеры.

При взаимодействии лазерного излучения с плазмой наблюдаются все три процесса — поглощение, отражение и преломление лазерного излучения. С учетом того что само образование лазерной плазмы связано в первую очередь с процессом поглощения лазерного излучения, процессы отражения и преломления лазерного излучения являются вторичными по отношению к процессу поглощения лазерного излучения. Ранее уже изучалось отражение и преломление лазерных пучков при формировании лазерной искры при использовании похожих лазерных систем, например, в работе [25]. В настоящей работе отраженное излучение оценивалось как $\sim 7\,\%$ от падающего излучения, преломление определено малым. Таким образом, в работе [25] показано, что 90 % лазерного излучения, взаимодействовавшего с лазерной искрой, поглотилось в ней. В настоящей работе считается, что лазерное излучение либо поглощается плазмой, либо проходит через него, а процессы отражения и рассеяния незначительны. Связанная с этим погрешность существенно снижает ценность проведенного исследования, но представленные результаты тем не менее представляют интерес для рассмотрения процессов, происходящих в лазерных искрах.

Во второй серии экспериментов проводились сравнения осциллограмм падающего и прошедшего область пробоя лазерных импульсов в зависимости от давления газов на входе в сопло. При проведении второй серии экспериментов использовался лазер с паспортной длительностью импульса 4.2 ns и энергией импульса 0.8 J.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены результаты измерений доли энергии лазерного излучения, поглощенной лазерной плазмой. Исследования проводились для газоструйных мишеней Ar, Kr, CO_2, N_2, CHF_3 и CF_4. Энергия возбуждающего лазерного импульса в данных экспериментах составляла 0.8 J, длительность импульса — 7.8 ns.

Видно, что для молекулярных и инертных газов наблюдаются различные зависимости доли поглощенной энергии от давления газа. У аргона и криптона наблю-

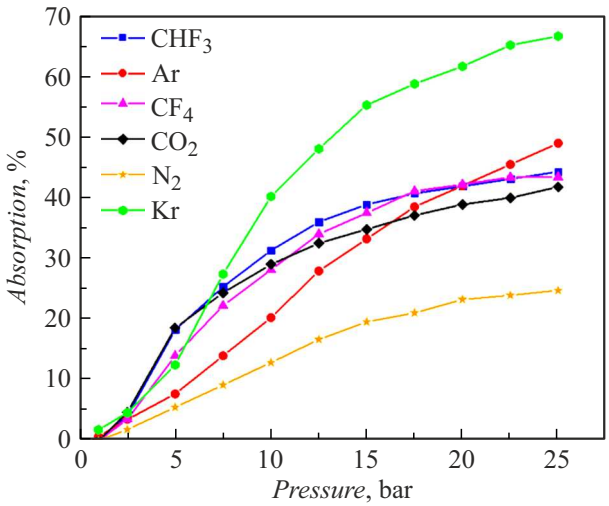

Рис. 3. Доля энергии лазерного излучения, поглощенная в лазерной искре, в зависимости от давления газа.

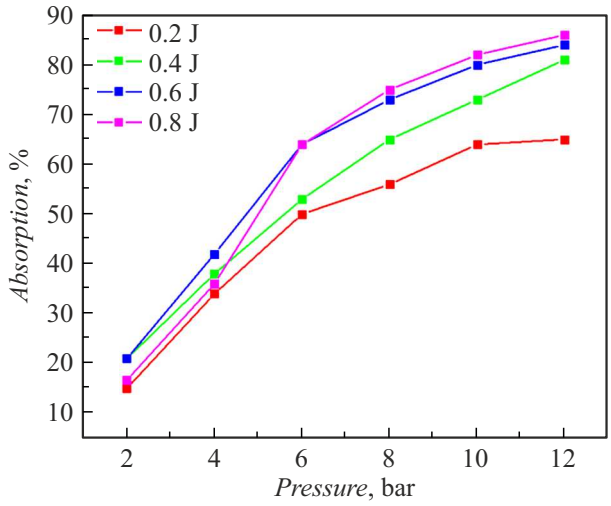

Рис. 4. Доля энергии лазерного излучения, поглощенная в плазме из ксенона, в зависимости от давления газа и энергии лазерного импульса.

дается плавный рост доли поглощаемой энергии вплоть до давления 25 bar, доля поглощаемой лазерной энергии при давлении 25 bar достигает 67 % для мишени из криптона и 50 % для мишени из аргона. Для молекулярных газов с увеличением давления газов на входе в сопло рост поглощения более резкий, с тенденцией выхода на насыщение при давлении газа на входе в сопло в 20–25 bar, при этом доля поглощаемой лазерной энергии достигает ~ 43 % для мишеней из углекислоты и фреонов. Отличия наблюдаются для мишени из азота, величина доли поглощаемой энергии для которого существенно меньше (при давлении 25 bar достигает 25 %), чем у углекислоты и фреонов при аналогичном виде зависимости.

Результаты измерения доли поглощенной энергии лазерного излучения плазмой на основе ксенона приведены на рис. 4. Эксперименты проводились при различных давлениях газа на входе в сопло (2–12 bar) и энергиях лазерного импульса 0.2–0.8 J. Максимальное значение давления газа на входе в сопло, при котором проведены исследования, обусловлено уровнем остаточного давления в вакуумной камере установки. Для используемой нами откачной системы при давлении ксенона на входе в сопло 12 bar остаточное давление в камере составляло ~ 1 Pa, что приводит к сильному поглощению ЭУФ излучения остаточным ксеноном и значительному снижению регистрируемого ЭУФ сигнала. Таким образом, дальнейшее увеличение давления газа на входе в сопло при используемой системе откачки вакуумной камеры не имеет смысла.

При выбранном способе регулировки энергии лазерного импульса ширина импульса на полувысоте увеличивается при уменьшении его энергии. Так, при энергии лазерного импульса 0.8 J ширина импульса на полувысоте составляла 7.8 ns, при 0.6 J — 8.9 ns, при 0.4 J — 10.0 ns, а при 0.2 J — 12.5 ns.

Измеренные ширины на полувысоте падающих и прошедших сквозь различные мишени лазерных импульсов

Газ	CO_2	CHF_3	N_2	Ar	Kr	Xe
τ_{incid}^{FWHM}	3.9	3.8	4.1	4	3.8	3.8
τ_{trans}^{FWHM}	2.4	2.7	2.7	2.9	2.9	2.5
$\tau_{trans}^{FWHM} / \tau_{incid}^{FWHM}$	0.61	0.71	0.66	0.72	0.76	0.66

Видно, что для ксенона (рис. 4) вид зависимости доли поглощенной энергии от давления газа при любых энергиях лазерного импульса аналогичен виду зависимости для других исследованных инертных газов (рис. 3). Доля поглощаемой энергии лазерного излучения мишенью ксенона достигает достаточно больших величин (~ 80 % при давлении 10–12 bar) и относительно слабо зависит от энергии лазерного импульса.

На рис. 2 показаны осциллограммы падающего и прошедшего область пробоя лазерных импульсов для исследованных газоструйных мишеней. В данной серии экспериментов использовался Nd : YAG-лазер с паспортной длительностью импульса 4.2 ns, энергия импульсов составляла 0.8 J. Давление газов на входе в сопло составляло 8 bar. Приведенные осциллограммы импульсов приведены как результат усреднения нескольких импульсов.

Измерения проводились для газоструйных мишеней CO_2 (рис. 2, *a*), CHF_3 (рис. 2, *b*), N_2 (рис. 2, *c*), Ar (рис. 2, *d*), Kr (рис. 2, *e*) и Xe (рис. 2, *f*). Интенсивности нормированы таким образом, что площади под кривыми пропорциональны энергиям падающего и прошедшего лазерных импульсов, измеренных в предыдущей серии экспериментов. Из осциллограмм, представленных на рис. 2, видно, что прошедший импульс по форме похож на падающий, при этом наблюдается сужение прошедшего импульса по сравнению с падающим.

Ширина на полувысоте падающего и прошедшего лазерных импульсов несколько менялась в ходе эксперимента. Полученные значения FWHM-импульсов приведены в таблице.

Как видно из таблицы, ширина на полувысоте (FWHM) падающего импульса лазера менялась от 3.8 до 4.1 ns. FWHM проходящего лазерного импульса при формировании плазмы в мишенях из различных газов составляет от 2.4 до 2.9 ns. При этом отношение ширины на полувысоте прошедшего импульса к ширине на полувысоте падающего импульса меняется в пределах 61 %–76 %. Для различных газоструйных мишеней FWHM-импульса, прошедшего через лазерную искру, примерно постоянно, что свидетельствует о схожем механизме пробоя в различных газоструйных мишенях. Разброс наблюдаемых ширин на полувысоте импульсов

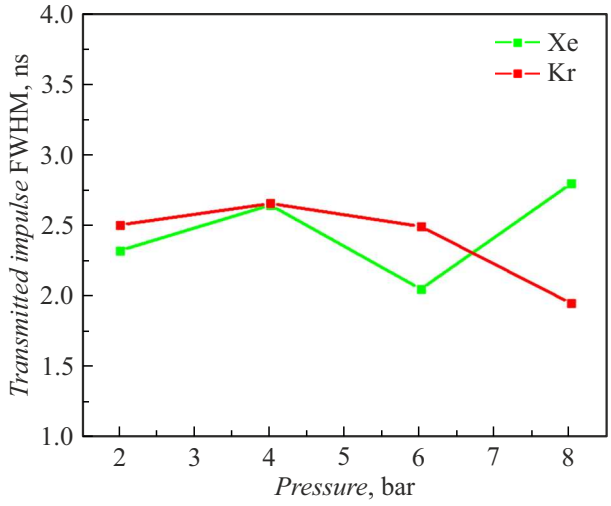

Рис. 5. Зависимости FWHM прошедшего область пробоя лазерного импульса для мишеней на основе ксенона и криптона от давления газа на входе в сопло.

связан в первую очередь с довольно высокой погрешностью измерений.

Время, прошедшее от начала взаимодействия газоструйной мишени с лазерным излучением до образования поглощающей плазмы, можно оценить по ширине на полувысоте прошедшего лазерного импульса. Первоначально газоструйная мишень практически прозрачна, лазерное излучение проходит сквозь газовую мишень без существенного поглощения [25]. Далее плазма, образуемая веществом газоструйной мишени, становится фактически непрозрачной для лазерного излучения, практически вся энергия лазера поглощается плазмой. Поглощаемая энергия лазерного излучения расходуется на прогрев образовавшейся лазерной плазмы, распространение ударных волн в газоструйной мишени и излучение лазерной плазмы [25,26].

Отдельно исследовалось FWHM лазерного импульса, прошедшего область лазерной искры, для мишеней на основе ксенона и криптона при различных давлениях газов на входе в сопло. Полученные зависимости представлены на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что время образования пробоя в ксеноне и криптоне, которое соответствует ширине на полувысоте проходящего область искры импульса лазера, практически не зависит от давления газа на входе в сопло. Принимая во внимание погрешности проводимых измерений, можно сделать вывод, что время образования поглощающей плазмы для криптона и ксенона при различных давлениях газов на входе в сопло практически постоянно и составляет ~ 2.5 ns.

Выводы

В работе приведены экспериментальные зависимости доли поглощаемой энергии лазерного излучения различными газоструйными мишенями из молекулярных CO_2, CHF_3, CF_4, N_2 и инертных газов Ar, Kr, Xe при их истечении из конического сверхзвукового сопла с критическим сечением $d_{cr} = 500\,\mu$m, длиной $L = 5$ mm и углом раскрыва $\alpha = 9^\circ$. Давление газов на входе в сопло составляло от 2 до 25 bar. Возбуждение проводилось лазерами Nd:YAG с различной энергией и длительностью импульса.

Установлено, что доля поглощенной энергии лазерного излучения для инертных газов Ar и Kr составляет 50 %–60 %, для углекислоты и фреонов — порядка 40 %, для азота — примерно 25 % при давлении газов на входе в сопло 25 bar и плотности мощности лазерного излучения в фокусном пятне порядка 10^{12} W/cm^2. Для ксенона поглощение лазерного излучения составляет 80 % при давлении на входе в сопло порядка 12 bar.

При исследовании осциллограмм лазерных импульсов, падающих и прошедших через область лазерной искры, удалось оценить время формирования поглощающей плазмы в газоструйных мишенях из криптона и ксенона, составившее ~ 2.5 ns при давлениях газов на входе в сопло ~ 8 bar и возбуждении лазерными импульсами длительностью в несколько наносекунд с плотностью мощности в фокусном пятне порядка 10^{12} W/cm^2.

Из проведенной работы можно сделать вывод о том, что для дальнейшего увеличения интенсивности ЭУФ излучения и увеличения коэффициента конверсии лазерного излучения в ЭУФ излучение в ЛПИ источниках необходимы работы в следующих направлениях:

1) исследование механизмов пробоя в струйных мишенях для уменьшения времени формирования поглощающей плазмы;

2) оптимизация формы лазерного импульса возбуждающего излучения;

3) оптимизация параметров газоструйной мишени.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-62-00068. Система для регистрации временных характеристик лазерных импульсов была сделана в рамках государственного задания FFUF-2024-0022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] R.M. Smertin, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, S.A. Garakhin, S.Yu. Zuev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, P.A. Yunin. Opt. Express, **30** (26), 46749 (2022). DOI: 10.1364/OE.475079

[2] N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, A.Y. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, S.Y. Zuev. AIP Advances, **8** (10), 105003 (2018). DOI: 10.1063/1.5048288

[3] Е.А. Вишняков, Д.Л. Воронов, Э.М. Гулликсон, В.В. Кондратенко, И.А. Копылец, М.С. Лугинин, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин. Квант. электрон., **43** (7), 666 (2013).
[4] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, Yo. Kato, M. Suzuki, M. Matsumura, J. Tajima, T. Nakayama, T. Wilhein. Opt. Commun., **163** (1-3), 103 (1999).
[5] S. Kranzusch, K. Mann. Opt. Commun., **200** (1-6), 223 (2001).
[6] A. Bartnik. Opto-Electronics Rev., **23** (2), 172 (2015).
[7] F. Gilleron, M. Poirier, T. Blenski, M. Schmidt, T. Ceccotti. J. Appl. Phys., **94** (3), 2086 (2003).
[8] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, J. Kostecki, J. Krzywi.ski, J. Miko.ajczyk, R. Rakowski, A. Szczurek, M. Szczurek. J. Alloys Compounds, **401** (1-2), 99 (2005).
[9] S. Kranzusch, K. Mann. Opt. Commun., **200** (1-6), 223 (2001).
[10] A. Arikkatt, P.W. Wachulak, H. Fiedorowicz, A.S. Bartnik, J.L. Czwartos. Metrology and Measurement Systems, **27** (4), 701 (2020).
[11] S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, M.E. Sasin. J. Appl. Phys., **126** (10), 103301 (2019).
[12] V.E. Levashov, K.N. Mednikov, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin. Quant. Electron., **36** (6), 549 (2006).
[13] M. Suzuki, H. Daido, I.W. Choi, W. Yu, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Mima, H. Fiedorowicz. Phys. Plasmas, **10** (1), 227 (2003).
[14] P.S. Butorin, S.G. Kalmykov, V.A. Maximov, M.E. Sasin. J. Phys.: Conf. Ser., **1697** (1), 012237 (2020).
[15] S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, M.E. Sasin, V.S. Zakharov. J. Phys. D: Appl. Phys., **55** (10), 105203 (2022).
[16] Ю.П. Райзер. УФН, **87** (9), 29 (1965).
[17] Д.А. Борисевичус, В.В. Забродский, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян. Письма в ЖТФ, **43** (1), 53 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.44089.16254
[18] 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).
[19] M.A. Korepanov, M.R. Koroleva, E.A. Mitrukova. J. Phys.: Conf. Ser., **2057** (1), 012016 (2021).
[20] А.В. Водопьянов, С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало. Квант. электрон., **51** (8), 700 (2021).
[21] V.E. Guseva, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo. Appl. Phys. B, **129** (10), 155 (2023).
[22] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало. Опт. и спектр., **129** (3), 266 (2021).
[23] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало. Опт. и спектр., **129** (2), 146 (2021).
[24] П.С. Буторин, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин. Письма в ЖТФ, **44** (23), 111 (2018).
[25] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987), с. 511.
[26] Б. Зельдович, Ю. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Рипол Классик, 2013)