

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ВЕЩЕСТВОМ****Порог лазерного повреждения оптики мощных лазерных систем и эффекты инкубации**

С.Фурмо, Ж.К.Киффер

*Представлен метод измерения порога лазерно-индуцированного повреждения (LIDT), в котором используется негауссов лазерный пучок миллиметрового диаметра. Это позволяет с помощью одного измерения получать данные как для большого числа точек, так и для большого диапазона плотностей потока энергии. Метод применялся in situ внутри вакуумной камеры для взаимодействия лазерного излучения с веществом, используемой для экспериментов с лазерной системой высокой (100 ТВт) мощности. С помощью данной лазерной системы при частоте следования импульсов 2.5 Гц наблюдался хорошо известный эффект инкубации, когда порог лазерного повреждения оптики снижается с ростом числа лазерных выстрелов. Эффект инкубации исследован при длительности лазерного импульса 22 фс и номинальной частоте следования импульсов 2.5 Гц на нескольких оптических элементах, таких как диэлектрические зеркала и золотые решетки, при количестве лазерных выстрелов до  $9 \times 10^3$ .*

**Ключевые слова:** лазерное повреждение оптики, мощные лазерные системы, эффект инкубации, флюенс.

**1. Введение**

Мощные лазерные системы с ультракороткими импульсами широко используются для изучения лазерного ускорения электронов и ионов [1, 2], лазерно-индуцированной генерации рентгеновского и гамма-излучения [3], а также получения горячего вещества высокой плотности [4]. Появление коммерчески доступных лазерных систем с мощностью в диапазоне 100 ТВт – 10 ПВт и длительностью импульса около 20 – 50 фс открыло путь таким приложениям, как рентгеновская и гамма-визуализация [5], протонная и рентгеновская флуоресценция для характеризации материалов [6]. В ходе академических исследований такие лазерные системы обычно работают в режиме одиночных лазерных вспышек, что позволяет полностью охарактеризовать процессы взаимодействия лазерного излучения с веществом. В приложениях, требующих большого количества импульсов для повышения отношения сигнал/шум в течение разумного времени либо для получения заданной дозы излучения или частиц, лазерная система должна использоваться с номинальной пиковой мощностью и заданной частотой следования импульсов (ЧСИ) – обычно 1 – 10 Гц для систем с высокой энергией импульса. Это делает актуальным вопрос о стойкости и конструктивной готовности лазерной системы к безопасной работе в этом режиме. Обычно рабочий поток энергии на оптических элементах следует выбирать ниже порога повреждения, имея запас прочности на случай возникновения избыточной интенсивности

при доставке пучка и манипулировании им. Наиболее критическая часть оптической системы приходится на стадию после компрессии, когда диаметр оптических элементов велик (10 см и более), а длительность фемтосекундного импульса мала. Разработчики систем хотели бы использовать оптику как можно меньшего диаметра, чтобы снизить стоимость и занимаемое пространство, сохраняя при этом плотность потока энергии (флюенс) в безопасном для оптики диапазоне. Одним из ключевых компонентов, в котором должен быть достигнут компромисс между размером оптики и падающей плотностью потока энергии, является последняя решетка сжатия в конфигурации двухпроходного компрессора, поскольку на ней создается самая высокая интенсивность.

Когда лазерный свет падает на вещество, фотоны поглощаются, и выше некоторого порогового флюенса вещество начинает ионизироваться. Далее электроны возбуждаются ударной ионизацией, что приводит к лавинообразному эффекту, пока образовавшаяся плазма свободных электронов не достигнет критической плотности, при которой энергия лазера сильно поглощается. Эта критическая концентрация электронов связана с порогом лазерно-индуцированного повреждения (LIDT) ультракороткими импульсами длительностью менее 10 пс. В металлах линейное поглощение материала достаточно велико, чтобы вызвать возмущение, приводящее к лавинообразному процессу [7]. В прозрачных материалах необходимо учитывать такие фотоионизационные процессы нелинейного поглощения, как многофотонная или туннельная ионизация. Затем происходит теплопередача, вызывающая плавление или фазовый переход внутри вещества [8]. При большей длительности лазерного импульса его энергия поглощается электронами и передается решетке. Повреждение связано с передаваемым количеством теплоты, когда оно достаточно велико для плавления, кипения или растрескивания материала.

В диэлектриках под действием длинного лазерного импульса основным источником электронов являются

\* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

S.Fourmaux, J.C.Kieffer. Institut National de la Recherche Scientifique – Énergie, Matériaux et Télécommunications (INRS-EMT), Université du Québec, 1650 Lionel Boulet, Varennes J3X 1S2, Québec, Canada; e-mail: fourmaux@emt.inrs.ca

фоновые электроны примесей и дефектов материала, поэтому порог лазерного разрушения в этом случае связан с оптическим качеством поверхности. При коротком лазерном импульсе – длительностью менее 10 пс – в диэлектриках число электронов, образующихся в результате фотоионизации, выше, чем число фоновых электронов, и порог лазерного повреждения зависит от самого материала. Поэтому в этом случае говорят о детерминированном процессе повреждения. Более того, при коротких лазерных импульсах энергия лазера вносится в вещество еще до того, как произойдет передача теплоты решетке [9, 10]. Взаимодействие указанных процессов может быть сложным, и на протяжении многих лет они были предметом многочисленных исследований в силу их важности для разработки мощных лазеров и приложений, связанных с лазерной обработкой материалов.

Для измерения LIDT используется несколько методов. В статистическом подходе (S-on-1) при постепенном увеличении плотности потока энергии лазерного излучения определяют, происходит ли какое-либо повреждение после определенного количества лазерных выстрелов в одно и то же место. Обычно лазерный пучок фокусируется на тестируемой оптике до диаметра в нескольких десятках микрометров. Используют несколько лазерных выстрелов с одинаковым флюенсом на «свежем» участке вдали от места предыдущих выстрелов, что позволяет построить график вероятности повреждения в зависимости от флюенса [11]. В методе регрессии диаметра измеряется площадь повреждения материала [12], а в методе объемной регрессии – объем удаленного материала в зависимости от флюенса [13]. Было показано, что методы, использующие большую площадь измерения, такие как метод растрового сканирования, более чувствительны к наличию покрытия более слабых областей, поскольку, очевидно, область сканирования больше [14]. В работе Велпула и др. сообщалось о снижении порога лазерного повреждения на 33% по сравнению со стандартным методом S-on-1. Помимо этих основных методов, было предложено множество их вариаций. Например, метод одиночного выстрела, основанный на использовании гауссова пучка, также позволяет коррелировать распределение плотности энергии с морфологией повреждения [15]. Используемые различные методы могут сочетаться с технологиями исследования *in situ* (время пролета, светорассеяние, измерение излучения плазмы) или *ex situ*, где исследование ранее нанесенных повреждений может быть выполнено с помощью оптической микроскопии, атомно-силовой микроскопии, сканирующей туннельной микроскопии или механической профилометрии. Большое количество измерений, описанных в литературе, связано с большим количеством пороговых значений лазерного повреждения. Некоторые измерения более чувствительны к LIDT, другие – к порогу лазерной абляции. Например, статистический метод в сочетании с наблюдением за повреждениями *ex situ* более чувствителен к LIDT [16].

Лазерные системы с высокой пиковой мощностью (100 ТВт и более) работают в вакууме на стадии от сжатия импульса до окончательного использования на мишени, чтобы избежать искажения пучка при его распространении. Для этого достаточно иметь первичный вакуум, однако чтобы снизить органическое загрязнение на оптических поверхностях в лазерных системах высокой мощности с большой ЧСИ, часто используется вторичный вакуум без масляных загрязнений. Порог лазерного

повреждения может изменяться с давлением в зависимости от материала. Процесс изготовления оптического материала и нанесения покрытия влияет на его пористость и способность улавливать водяной пар или органические загрязнения. Таким образом, предпочтительнее определять лазерное повреждение *in situ* при рабочем давлении и с теми же газовыми загрязнениями. Например, Нгуен с соавторами исследовали LIDT в пленках диоксида гафния и объемном плавленом кварце [17]. Они сообщили о снижении LIDT на порядок для пленки диоксида гафния при многократном импульсном облучении и давлении ниже 0.1 Тор. Такое поведение не наблюдалось в объемном диоксиде кремния и было связано с недостатком кислорода в пленках.

Хорошо известно, что LIDT изменяется в зависимости от числа лазерных выстрелов, сделанных в одно и то же место на поверхности материала [18]. Этот эффект, называемый инкубацией, представляется универсальным и наблюдается в диэлектриках, металлах, полупроводниках и полимерах. В оптических компонентах этот эффект присутствует в объемных и многослойных материалах. Впервые инкубация была обнаружена при использовании лазерной системы с низкой ЧСИ в области 10 Гц [18 – 20]. В более общем плане эффект инкубации наблюдается в системах с более высокой ЧСИ – от сотен Гц до нескольких МГц [20 – 26]. Величина LIDT  $\phi_N$  после  $N$  выстрелов лазером в одно и то же место уменьшается по мере увеличения  $N$ , достигая постоянного значения  $\phi_\infty$  после некоторого большого количества выстрелов. Инкубацию LIDT можно описать следующим простым законом:

$$\phi_N = \phi_\infty + (\phi_1 - \phi_\infty) N^{S-1}, \quad (1)$$

где  $\phi_1$  – величина LIDT, измеренная для одного лазерного выстрела, а  $S$  – так называемый коэффициент инкубации [23]. Число лазерных выстрелов, необходимое для приближения к  $\phi_\infty$  в пределах 10%, обычно составляет около 10000 [24]. Параметры  $\phi_\infty$  и  $S$  изменяются в зависимости от материала. Величина  $\phi_\infty$  зависит от длительности и частоты следования лазерных импульсов. Так, для образца из нержавеющей стали при длительности импульсов 650 фс и ЧСИ 100 кГц измеренное значение  $\phi_\infty$  составляет около 38% от  $\phi_1$  [23]. Коэффициент инкубации при использовании коротких импульсов обычно составляет около 0.8 – 0.9 для металлических и диэлектрических образцов (в разных работах определения коэффициента инкубации не всегда совпадают) [20, 25]. Было высказано предположение, что такое поведение возникает из-за индуцированного в материале теплового напряжения или из-за шероховатости поверхности материала.

В настоящей работе представлен метод измерения LIDT с использованием негауссова лазерного пучка миллиметрового диаметра. Это позволяет проводить выборку как большого числа точек, так и большого диапазона значений флюенса из одного акта измерения. Подробно описана реализация данного метода внутри вакуумной камеры, используемой для взаимодействия лазерного излучения с веществом, в экспериментах с лазерной системой высокой мощности класса 100 ТВт. Таким образом, использовались тот же вакуум и то же органическое загрязнение, как и при стандартных экспериментальных условиях. Эффект инкубации исследовался при длительности лазерного импульса 22 фс и номинальной ЧСИ 2.5 Гц на нескольких оптических элементах, таких как ди-

электрические зеркала и золотые решетки для сжатия импульсов. Как и ожидалось, порог лазерного повреждения оптики понижается с увеличением числа лазерных выстрелов.

## 2. Экспериментальная установка и метод измерения LIDT

Измерения выполнялись на установке Advanced Laser Light Source (ALLS) в INRS-EMT с использованием мощного Ti:сапфирового лазера. Эта лазерная система, расположенная в зоне радиационной защиты, способна доставить на мишень 175 ТВт мощности (3.8 Дж, 22 фс при ЧСИ 2.5 Гц). Однако в описываемых сериях экспериментов для измерения LIDT нами не используется последний каскад усиления, что позволяет получить максимальную энергию 100 мДж на тестируемой оптике при длительности лазерного импульса 22 фс. При этом уровне энергии стабильность от импульса к импульсу, измеренная для 1000 лазерных выстрелов, составляет 2% от среднеквадратического значения. Примем это значение в качестве оценки нестабильности импульсов, вносящей свой вклад в общую ошибку при определении LIDT.

Схема эксперимента приведена на рис.1,а. Лазерный импульс вводится в вакуумную камеру, где он фокусируется с помощью внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 1.5 м. Экспериментальное давление в камере составляет  $8.5 \times 10^{-5}$  Тор. После фокальной плоскости лазерный импульс направляется в систему формирования изображения для измерения с помощью CCD-камеры пространственного распределения энергии перед фокусом параболического зеркала (примерно за 15 см до фокуса) в месте нахождения тестируемой оптики, где диаметр лазерного пятна близок к 10 мм. Система визуального контроля служит для отображения положения тестируемой оптики и обеспечения того, чтобы она была правильно установлена и отъюстирована в том месте лазерного пучка, где визуализируется его структура.

Поперечное сечение лазерного пучка в месте нахождения тестируемой оптики показано на рис.1,б; размер зрачка равен  $7.5 \times 9.2$  мм. Большая площадь измерения позволяет учесть дефекты покрытия и загрязнения, которые можно было бы опустить при измерении на малой площади, поскольку такой учет требует большого числа

точек. Поле имеет прямоугольный поперечный профиль. Размер каждого пикселя в плоскости тестируемой оптики составляет 8.2 мкм, поток энергии лазерного пучка регистрируется 920000 пикселей, каждый из которых соответствует локальному флюенсу. На рис.1,в показано распределение локальной плотности энергии для каждого положения пикселя по горизонтали и вертикали. Соответствующая гистограмма флюенса  $H(f)$  приведена на рис.2 как функция флюенса лазера  $f$ , определенного для каждого пикселя в месте расположения тестируемой оптики. Флюенс определяется по величине полной энергии падающего излучения лазера и размеру пикселя в плоскости тестируемой оптики. При расчете мы полагаем, что угол падения пучка равен  $51^\circ$ , т.е. точно такой же, как у решеток, используемых нами в компрессоре импульсов. По правой вертикальной оси на рис.2 отложена величина  $A(f)$  – кумулятивный процент пикселей в ближнем поле лазера с флюенсом  $f$ , определяемый выражением  $A(f) = 100 \sum_{i=0}^f H(i) / \sum_{i=0}^{f_{max}} H(i)$  (здесь  $f_{max}$  – максимальный флюенс, полученный на гистограмме). Средний флюенс  $\sum_{i=0}^{f_{max}} iH(i) / \sum_{i=0}^{f_{max}} H(i)$  составляет 42 мДж/см<sup>2</sup>, а  $f$  изменяется от нескольких мДж/см<sup>2</sup> до 280 мДж/см<sup>2</sup>.

Используемое нами преимущество большого диапазона значений флюенса, измеренных в поперечном сечении лазерного импульса, позволяет избежать сканирования энергии и повторных измерений для определения LIDT. Для каждого одиночного лазерного выстрела можно в принципе отобразить полную картину повреждения образца и соотнести каждое локальное повреждение с флюенсом, зная распределение последнего. Однако на практике это сложно и требует много времени для точного совмещения распределения поля лазера с отпечатком лазерного импульса на оптике. Контроль соответствия изображения в ближнем поле отпечатку повреждения на тестовой оптике затруднен из-за использования разных систем визуализации со своим собственным увеличением в каждом случае.

Нами избран другой подход: внутри лазерного отпечатка на тестируемой оптике несложно определить, какой процент от общей площади или общего числа пикселей был поврежден. Вполне разумно предположить, что повреждение вызвано излучением с наибольшим флюенсом, присутствующим в поле пучка лазера. Таким образом, процент поврежденной площади на тестируемой

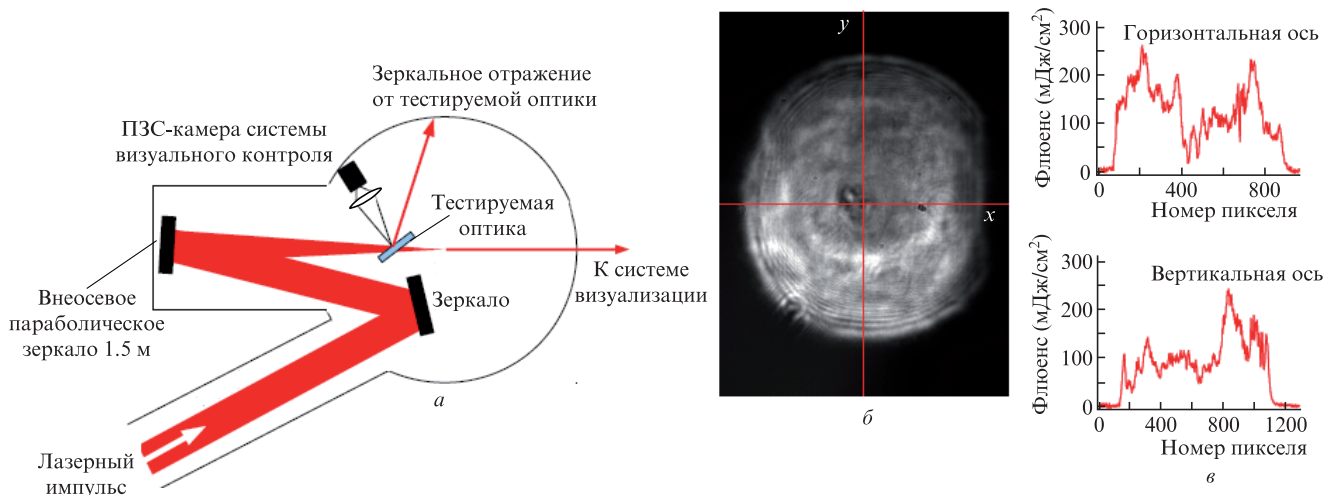


Рис.1. Схема эксперимента (а), поперечное сечение лазерного импульса (область размером  $7.5 \times 9.2$  мм), используемого для измерений LIDT(б), и плотность энергии как функция положения пикселя по горизонтали и вертикали, показанных на рис.1,б красными линиями (в).

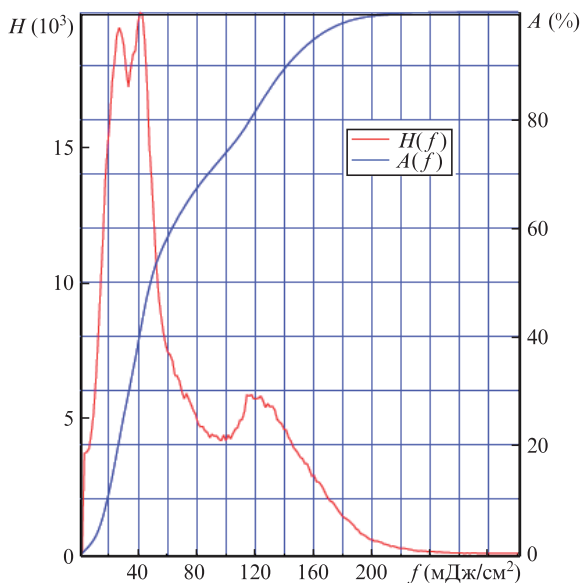


Рис.2. Гистограмма флюенса лазерного импульса в ближней зоне  $H(f)$ , где  $f$  – флюенс лазерного импульса в месте расположения тестируемой оптики (левая ось), а также кумулятивное число событий  $A(f)$  (правая ось). Величина  $A(f)$  эквивалентна процентной доле поврежденной площади в зависимости от флюенса.

оптике соответствует проценту числа пикселей с наибольшим флюенсом на изображении профиля лазерного пучка. Предполагая, что эта гипотеза верна, мы можем напрямую выразить  $A(f)$  через поврежденную площадь. Например, если предположить, что повреждено 50% лазерного отпечатка, то, как видно из рис.2, это соответствует LIDT 47 МДж/см<sup>2</sup>.

Одним из преимуществ данного метода является то, что многие значения флюенса достигаются всего за один выстрел. Распределение поля лазера измеряется внутри эллипса с типичным размером 1054 × 1113 пикселей (соответственно по вертикальной и горизонтальной оси), что

дает 921352 различных точки измерения флюенса. Для измерения поврежденной области поверхность тестируемой оптики может быть отснята под другим углом и на разных длинах волн, чтобы увеличить рассеяние света и увидеть более мелкие повреждения. Мы решили отобразить поврежденную область, непосредственно визуализируя поверхность тестовой оптики при освещении ее коллимированным светом волоконного лазера с длиной волны 800 нм под номинальным рабочим углом оптики. Затем поверхность отображается с помощью объектива с фокусным расстоянием 25 мм в направлении зеркального отражения падающего света. В типичном случае в данной системе формирования изображения поврежденная поверхность соответствует лазерному отпечатку внутри эллипса размером 900 × 700 пикселей ( $y \times x$ ) или 494801 пикселю измерения.

Первый пример измерений представлен на рис.3,  $a - в$  для многослойного диэлектрического покрытия, нанесенного на стеклянную подложку, после накопленного воздействия 1, 10 и 100 лазерных выстрелов соответственно. Диэлектрическое зеркало с высоким коэффициентом отражения, предназначенное для работы в полосе 750 – 850 нм в р-поляризации, было изготовлено компанией Altechna. Угол падения составил 20.55°. В этом случае повреждение изначально связано с удалением некоторых диэлектрических слоев. После одного лазерного выстрела отчетливо видны только линии, соответствующие краям областей, где были удалены диэлектрические слои, поскольку изменение отражательной способности ограничено. После 10 лазерных выстрелов уменьшение отражательной способности также может быть связано с частичным удалением диэлектрических слоев. После 100 лазерных выстрелов наблюдается полная потеря отражательной способности, что говорит о полном удалении диэлектрического покрытия. Второй пример измерений показан на рис.4,  $a - в$  для золотой решетки (золото непосредственно наносится на стеклянную подложку) после накопленного воздействия соответственно 100, 1000 и

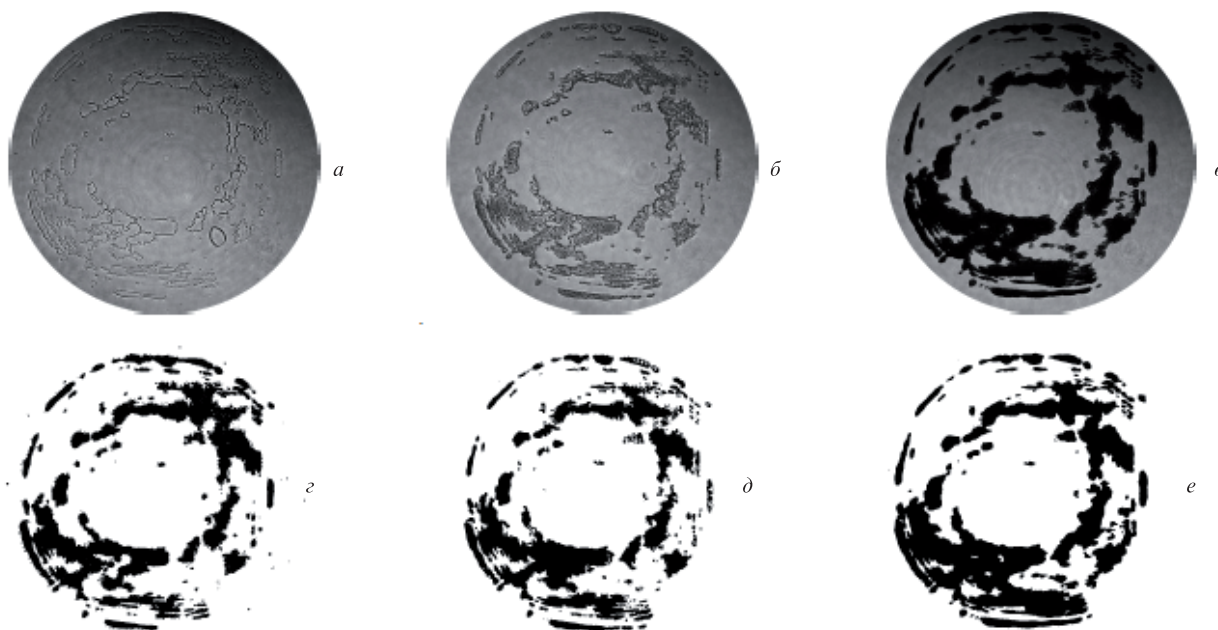


Рис.3. Тестируемое высокоотражающее зеркало с диэлектрическим покрытием после воздействия одного ( $a, d$ ), 10 ( $b, e$ ) и 100 ( $c, f$ ) лазерных импульсов: необработанные изображения следов воздействия после визуализации образца светом с длиной волны 800 нм ( $a - в$ ) и изображения поврежденных областей (показаны черным цветом) после последующей обработки образца ( $d - e$ ). Для наглядности показана только анализируемая часть, соответствующая падающему лазерному пучку.

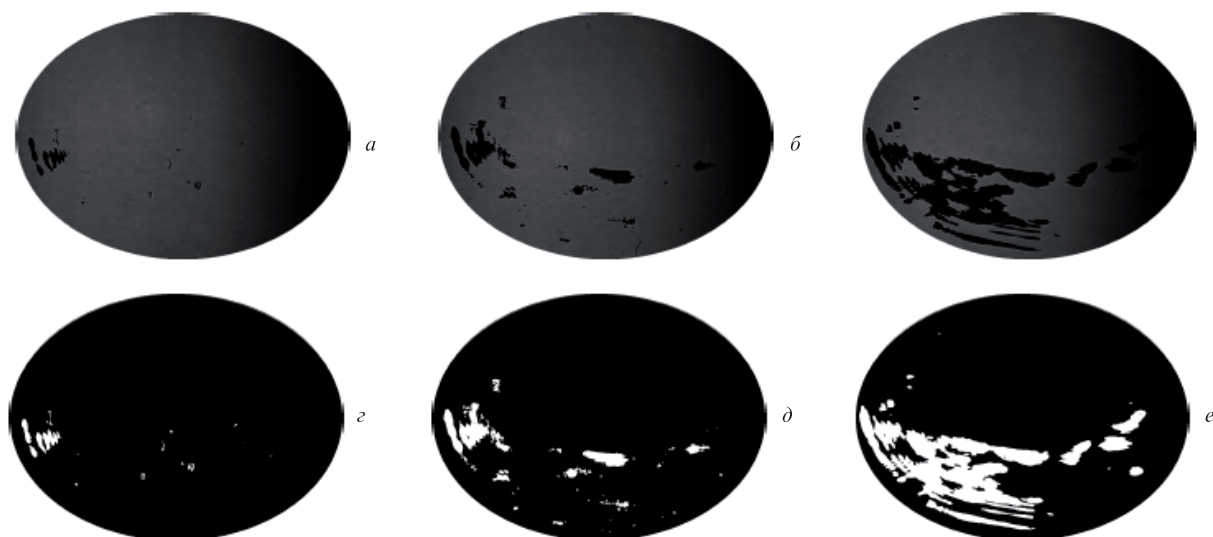


Рис.4. Тестируемая золотая решетка после воздействия 100 (*a, z*), 1000 (*б, d*) и 9000 (*в, e*) лазерных импульсов: необработанные изображения следов воздействия импульсов после визуализации образца светом с длиной волны 800 нм (*a – в*) и изображения поврежденных участков (показаны белым цветом) после последующей обработки образца (*z – e*). Для наглядности показана только анализируемая часть, соответствующая входящему лазерному пучку.

9000 лазерных импульсов, падающих на тестируемую оптику с частотой следования 2.5 Гц. Решетка компрессора импульсов, 1480 штрих/мм, разработанная для длины волны 800 нм в р-поляризации, была изготовлена компанией Plymouth Grating Laboratory (PGL). Угол падения составлял  $51.2^\circ$ , угол дифракции –  $27.3^\circ$ . В этом случае повреждение, очевидно, связано с потерей отражательной способности из-за удаления слоя золота.

Для нахождения площади поврежденного участка необходимо определить его края и интегрировать соответствующую поверхность, чтобы иметь возможность подсчитать любые пиксели даже с небольшими отклонениями отражательной способности, которые могут возникнуть, например, на участках диэлектрического покрытия, где падающий лазерный импульс может удалить лишь небольшое число слоев. Для каждого изображения тестируемой оптики систематически следуем одной и той же процедуре: 1) поскольку освещение изображения может быть неоднородным, сглаживаем фон путем подгонки с помощью двумерного полинома второго порядка; 2) вычитаем из изображения фиксированное целочисленное значение (обычно около 10 для 8-битного изображения), чтобы обнулить контур поврежденной области; 3) инвертируем изображение и вычитаем фиксированное целочисленное значение (обычно около 250 для 8-битного изображения), чтобы установить неповрежденный контур на ноль; 4) заполняем периметр, соответствующий поврежденной поверхности, определенным цветом и интегрируем соответствующее количество пикселей. В процессе обработки элементы изображения, которые представляют собой явные артефакты из-за пыли в системе формирования изображения или на оптической поверхности, при необходимости можно стереть вручную. Результирующие обработанные изображения для диэлектрического зеркала показаны на рис.3,*z – e*, которые соответствуют необработанным изображениям на рис.3,*a – в*, а для золотой решетки – на рис.4,*z – e* и рис.4,*a – в* соответственно. Значение LIDT, измеренное этим методом, связано с изменением отражательной способности на рабочей длине волны или очевидным удалением материала. Метод не-

чувствителен к каким-либо продуктам предшествующей абляции.

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.3 и 4 четко видно развитие процесса разрушения и соответствующее увеличение поврежденной поверхности с ростом числа лазерных выстрелов.

Величина LIDT как функция количества лазерных выстрелов для зеркальной оптики (Altechna) показана на рис.5,*a*. Приняты следующие параметры подгонки эффекта инкубации по формуле (1):  $\phi_\infty = 108.5$  мДж/см<sup>2</sup>,  $\phi_1 = 178.2$  мДж/см<sup>2</sup> и  $S = 0.78$ . Коэффициент инкубации близок к ожидаемому диапазону. Нами найден отчет компании Altechna об испытаниях покрытия зеркал с высоким коэффициентом отражения, аналогичных нашим испытаниям, когда LIDT измеряется в воздухе методом S-on-1 для лазерных импульсов длительностью 50 фс в полосе длин волн 750 – 850 нм с s-поляризацией при угле падения  $45^\circ$  и частоте следования 1 кГц [27]. Размер пятна фокусировки лазера составлял 150 мкм. Было получено значение LIDT 600 мДж/см<sup>2</sup> для одиночного выстрела и 320 мДж/см<sup>2</sup> для 1000 лазерных выстрелов. Измерения при s-поляризации и длительности лазерного импульса 50 фс заведомо проще, чем при р-поляризации и длительности импульса 22 фс. С учетом данной ссылки наши результаты представляются разумными.

Зависимость LIDT от числа лазерных выстрелов для оптической решетки производства компании PGL приведена на рис.5,*б*. Отметим, что после одного лазерного выстрела никаких повреждений на поверхности тестируемой оптики не наблюдается, и соответствующее значение LIDT составляет более 280 мДж/см<sup>2</sup>. Для проведения более точного измерения необходимо увеличение энергии, чтобы обеспечить более высокий флюенс, но это потребовало бы запуска каскада усиления мощности, что привело бы к изменению структуры ближнего поля и расходимости пучка. Другой вариант – работать ближе к фокусному пятну лазера, но это полностью меняет экспериментальную калибровку. Параметры подгонки по

формуле (1) для эффекта инкубации следующие:  $\phi_\infty = 115.3$  мДж/см<sup>2</sup>,  $\phi_1 = 406.6$  мДж/см<sup>2</sup> и  $S = 0.67$ . В работе Пула и др. [28] порог повреждения, 660 мДж/см<sup>2</sup>, был измерен при однократном облучении лазерным импульсом длительностью 30 фс в вакууме конформной золотой решетки (1480 штрих/мм), аналогичной использованной в нашем эксперименте. Размер перетяжки пучка в фокальном пятне составил менее 40 мкм. Авторы [28] также сообщают, что в результате накопленного действия 1000 лазерных выстрелов произошло уменьшение LIDT на 20%, что соответствует 528 мДж/см<sup>2</sup>. Это намного выше, чем измеренное в нашей работе значение  $\phi_\infty$ , равное 115.3 мДж/см<sup>2</sup>. Относительно небольшое число накопленных лазерных импульсов, большая длительность импульса и малый размер фокального пятна могут объяснить отличие полученных в работе [28] данных от наших результатов.

Для обобщения в табл.1 приведены значения параметров инкубации  $\phi_\infty$  и  $S$ , найденные для различных образцов оптики с использованием простой модели (1). При проектировании лазерной системы интерес представляет первый параметр. Первым протестированным оптическим элементом в табл.1 является зеркало (Altechna), вторым – решетка производства PGL. Третий образец – решетка для сжатия импульса, изготовленная фирмой Jobin Yvon (JY) в 2005 г. Золото у этой решетки нанесено на

Табл.1. Параметры инкубации, найденные путем подгонки по формуле (1), для различных образцов оптики.

Тестируемая оптика	$\phi_1$ (мДж/см <sup>2</sup> )	$\phi_\infty$ (мДж/см <sup>2</sup> )	Коэффициент $S$
Зеркало Altechna	178.2	108.5	0.78
Решетка PGL	406.6	115.3	0.67
Решетка JY	617.9	104.3	0.71
Зеркало OS	127.6	77.2	0.74

слой смолы на стеклянной подложке. Решетка имеет 1480 штрих/мм, рассчитана на длину волны 800 нм в р-поляризации; угол падения составляет 51.2°, угол дифракции – 27.3°. Еще раз отметим, что после одного лазерного выстрела никаких повреждений на поверхности тестируемой оптики не наблюдается, и соответствующее значение LIDT превышает 280 мДж/см<sup>2</sup>. Четвертый образец в табл.1 представляет собой диэлектрическое зеркало с широкой полосой пропускания, выпускаемое компанией OptoSigma (OS). Это зеркало с высоким коэффициентом отражения, предназначенное для работы в полосе 700 – 900 нм в р-поляризации с углом падения 20.55°. Для всех образцов (кроме зеркала фирмы Altechna) значения  $S$ -фактора, соответствующие формуле инкубации (1), оказались ниже ожидаемого диапазона. Используемая нами модель еще очень простая, и можно провести более сложное исследование, выходящее за рамки данной статьи [24]. Отметим, что для накопленного результата в 9000 лазерных выстрелов измеренное значение LIDT оказывается близким к  $\phi_\infty$  (см. рис.5), поэтому его можно принять в качестве первого приближения. Измеренный LIDT для обеих золотых решеток выше, чем для диэлектрических зеркал. Это не тот результат, которого мы ожидали, поскольку диэлектрическое покрытие должно демонстрировать более высокий LIDT по сравнению с металлическим. Однако величина LIDT зависит от параметров процесса изготовления покрытия – материала подложки, процесса нанесения покрытия, процедур очистки и результирующего напряжения покрытия. Например, для диэлектрического покрытия, предназначенного для решеток, в зависимости от процесса изготовления и остаточного напряжения результирующий LIDT может отличаться более чем в 4 раза [29].

В процессе определения области повреждений для нахождения LIDT возникают некоторые ошибки. Первым источником ошибок является расположение и размер периметра эллипса лазерного отпечатка на тестовой мишени. Этот фактор можно оценить аналитически, если рассмотреть общее число пикселей в лазерном отпечатке  $P_{tot}(1 + p/100)^2$  и аналогичное число  $P_{tot}^+$ , полученное в результате увеличения отпечатка эллипса на  $p$  процентов. Имеем  $P_{tot}^+ = P_{tot}(1 + p/100)^2$ , поскольку увеличение числа пикселей связано с площадью поверхности. Разница площадей в процентах составляет  $P_{tot}^+/P_{tot} - 1 = 1/(1 + p/100)^2 - 1$ . Это выражение верно, если предположить, что каждый лишний пиксель не поврежден. Например, если принять, что погрешность измерения эллипса составляет 2.5%, то получим разницу площадей 4.81%. Это приводит к неопределенности значения флюенса около 3%. Заметим, что при ошибке в площади отпечатка больший размер эллипса по сравнению с правильным приводит к более низкому проценту поврежденной области, но это уравновешивается меньшим значением флюенса на каж-

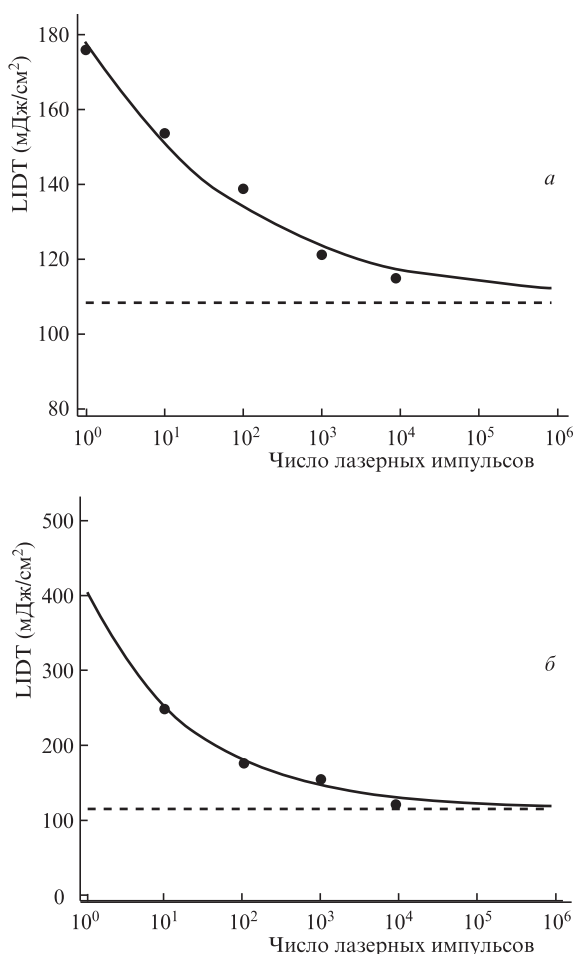


Рис.5. Зависимость LIDT от числа лазерных выстрелов при длительности лазерного импульса 22 фс для зеркала с высоким коэффициентом отражения на длине волны 800 нм (а) и для золотой решетки (б). Сплошной линией показана подгонка по формуле (1), штриховой линией – значение  $\phi_\infty$ .

дом пикселе, и наоборот. Таким образом, данный источник ошибки не важен, и метод устойчив к ошибкам в определении размера лазерного отпечатка.

Второй источник ошибок – определение краев поврежденного участка. Поврежденные края, возникающие в результате удаления исследуемого оптического материала, выглядят как черная линия, более или менее четко очерченная в зависимости от рабочего угла оптики относительно системы формирования изображения. Трудно сказать, следует ли считать соответствующую черную структуру поврежденной поверхностью или нет. Величина ошибки пропорциональна контуру поврежденной поверхности. Для каждой поврежденной области, зная число пикселей  $P$  внутри нее, можно определить средний радиус  $r = \sqrt{P/\pi}$  и соответствующий периметр  $2\sqrt{\pi P}$  в пикселях. Если предположить, что для данного процента поврежденной области ошибка соответствует количеству пикселей в периметре, то можно легко построить график ошибки  $E_c$  как функции поврежденной площади. Эта зависимость показана на рис.6. Видно, что  $E_c$  выше для меньших поверхностей, так что можно опре-

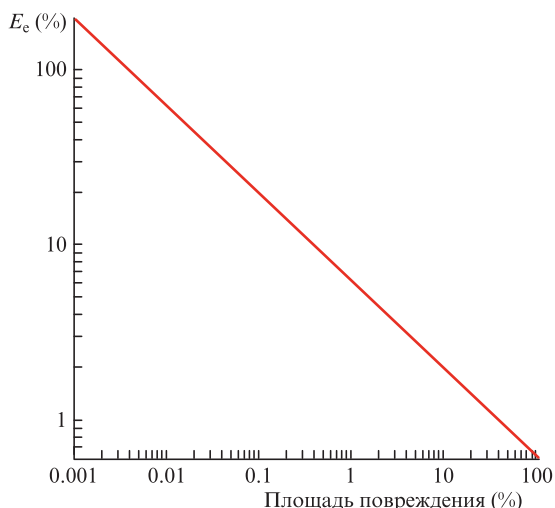


Рис.6. Ошибка определения площади повреждения, связанная с определением краев поврежденного участка по лазерному отпечатку на тестовой мишени.

делить предельный размер поврежденной области в 0.05%, ниже которого становится неразумным использовать данный метод для измерения LIDT.

Рассмотрим теперь данную лазерную систему, когда она работает при номинальной энергии, и проверим, является ли флюенс, используемый во время работы, безопасным и оптимальным на последней решетке сжатия (Jobin-Yvon) и на диэлектрических зеркалах (Altechna). Пучок излучения лазера должен быть доставлен из корпуса компрессора в камеру взаимодействия, расположенную внутри зоны радиационной защиты, с помощью восьми зеркал, включая фокусирующую оптику. Коэффициент пропускания между последней решеткой сжатия и мишенью составляет 77%. Эффективность дифракции последней решетки равна 94%. Номинальная энергия на мишени составляет 2.8 Дж (125 ТВт), но ее можно увеличить до 3.8 Дж (170 ТВт). Поперечная структура лазерного пучка размером 95 × 86 мм по уровню  $1/e^2$  показана на рис.7,а. Это супергауссово распределение, отличающееся от представленного на рис.1,б, поскольку теперь работает последний каскад усиления, который изменяет расходимость лазерного луча и распределение энергии. При построении профиля лазерного пучка его можно аппроксимировать супергауссовой функцией порядка  $\sim 7.7$  (рис.7,б).

Обычно мы вычисляем плотность энергии пучка, принимая прямоугольное распределение интенсивности пучка с диаметром, соответствующим уровню  $1/e^2$ . Например, при 2.8 Дж на мишени плотность энергии на внеосевом параболическом зеркале перед мишенью составляет 42.7 мДж/см<sup>2</sup>. Более точный расчет состоит в том, чтобы рассматривать распределение плотности энергии  $F$  как

$$F = F_0 \int_0^{+\text{inf}} r \exp[-2(r/R)^{7.7}] dr d\theta,$$

где  $r$  и  $\theta$  – радиальная и угловая координаты;  $F_0$  – пиковая плотность энергии;  $R$  – радиус пучка на уровне  $1/e^2$ . Получаем  $F_0 = 53.3$  мДж/см<sup>2</sup>, что на 25% больше предыдущего значения. Чтобы быть еще точнее, построим гистограмму флюенса (рис.7,в) для сечения лазерного пучка высокой мощности (соответствующей 2.8 Дж на фокусирующей оптике). Соответствующее медианное значение

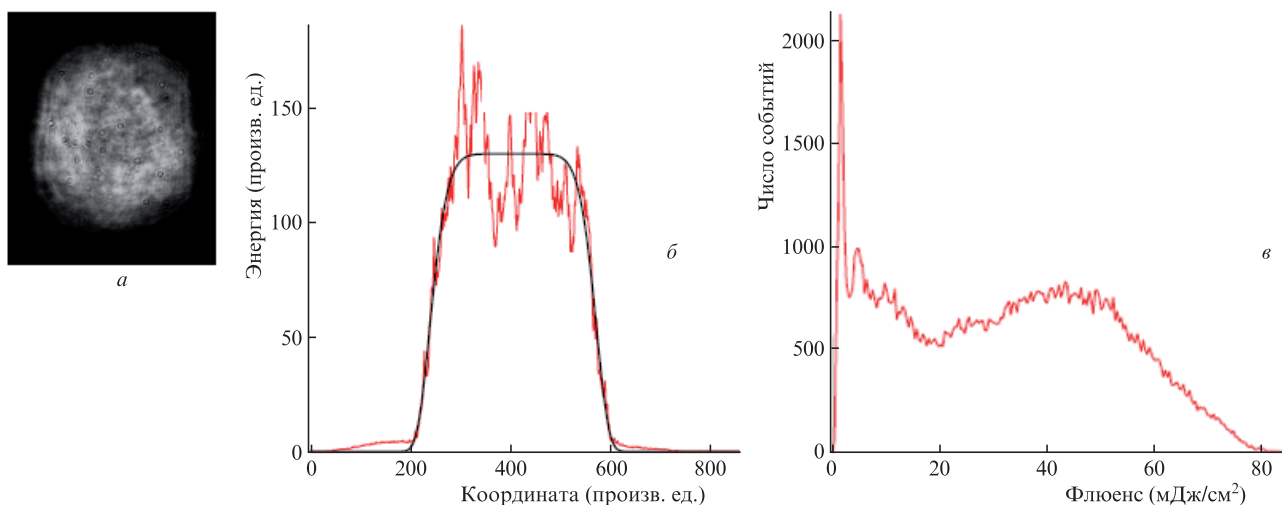


Рис.7. Поперечная структура лазерного импульса на мишени (энергия импульса 2.8 Дж, размер пучка 95 × 86 мм) (а), соответствующий профиль распределения энергии (черной кривой обозначена линейная аппроксимация) (б) и гистограмма флюенса лазерного импульса в поперечном распределении на внеосевом параболическом зеркале (в).

Табл.2. Энергия, средний и максимальный флюенсы на поверхности последней решетки сжатия, а также первого после нее зеркала для двух значений энергии на мишени.

$E_{\text{targ}}$ (Дж)	$E_{\text{grat}}$ (Дж)	$F_{\text{grat}}^{\text{av}}$ (мДж/см <sup>2</sup> )	$F_{\text{grat}}^{\text{max}}$ (мДж/см <sup>2</sup> )	$E_{\text{mir1}}$ (Дж)	$F_{\text{mir1}}^{\text{av}}$ (мДж/см <sup>2</sup> )	$F_{\text{mir1}}^{\text{max}}$ (мДж/см <sup>2</sup> )
2.8	3.82	37.3	73.5	3.64	40.1	78.9
3.8	5.18	50.6	99.6	4.94	54.4	107.1

флюенса составляет 45.9 мДж/см<sup>2</sup>, но наблюдаются его большие флуктуации из-за модуляции распределения энергии, которую можно видеть на изображении лазерного пучка. Эти флуктуации составляют  $\pm 38.1$  мДж/см<sup>2</sup>, при этом максимальный флюенс достигает 84 мДж/см<sup>2</sup>.

В табл.2 приведены значения флюенса, полученные на последней решетке компрессора и на первом диэлектрическом зеркале (с углом падения 45°) после решетки для двух заданных значений энергии. При энергии на мишени 2.8 Дж коэффициент запаса прочности немного выше 1.4 как для решетки, так и для первого зеркала (см. табл.1). При энергии на мишени 3.8 Дж коэффициент запаса прочности в обоих случаях лишь немного превышает единицу. Это означает, что запаса прочности при энергии 3.8 Дж фактически нет, и любое колебание энергии потенциально может привести к повреждению оптики. Таким образом, безопаснее поддерживать на мишени максимальную энергию 2.8 Дж.

#### 4. Заключение

Представлен метод измерения LIDT, в котором используется негауссов лазерный пучок миллиметрового диаметра. Это позволяет за одно измерение получать данные как для большого числа точек измерения, так и для большого диапазона значений флюенса. Метод можно использовать *in situ* в мощной лазерной системе с такой же вакуумной средой, в которой будет использоваться оптика. Как и ожидалось, при частоте следования импульсов лазера 2.5 Гц наблюдались инкубационные эффекты. При длительности лазерного импульса 22 фс и номинальной ЧСИ лазера 2.5 Гц наблюдалось уменьшение LIDT для золотых решеток компрессора и диэлектрических зеркал. Показано, что методика может быть применена к лазерной системе высокой (100 ТВт) мощности в рабочих условиях; установлено, что при энергии импульса на мишени 2.8 Дж работа системы безопасна.

Работа поддержана финансирующими агентствами: Канадским фондом инноваций (CFI), Министерством экономики, науки и инноваций Квебека (MESI), Советом по естественным наукам и инженерным исследованиям Канады (NSERC), Первым канадским фондом поддержки передового опыта в области исследований через Исследовательский центр визуализации фенотипирования растений Глобального института продовольственной безопасности и Университета Саскачевана. Авторы благодарят техническую команду ALLS: Ги Лебрена (Guy Lebrun), Жоэля Мальтаиса (Joël Maltais), Стефана Пайера (Stéphane Payeur) и Леонара Пеллетье (Léonard Pelletier)

за отличную поддержку и помощь, Plymouth Grating Laboratory и Optosigma за предоставленные для тестирования оптические образцы, а также доктора Стива Маклина (Steve MacLean) за его финансовую поддержку и помощь в предоставлении оптических образцов.

Авторы заявляют о полном отсутствии конфликта интересов.

- Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **10**, 061301 (2007).
- Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75** (5), 056401 (2012).
- Kieffer J.C., Fourmaux S., Krol A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **10226**, 1022612 (2017).
- Kieffer J.C. *FACETS* (2021, accepted).
- Döpp A., Hehn L., Götzfried J., Wenz J., Gilljohann M., Ding H., Schindler S., Pfeiffer F., Karsch S. *Optica*, **5** (2), 199 (2018).
- Puyuelo-Valdes P., Vallières S., Salvadori M., Fourmaux S., Payeur S., Kieffer J.-C., Hannachi F., Antici P. *Sci. Rep.*, **11** (1), 9998 (2021).
- Preuss S., Demchuk A., Stuke M. *Appl. Phys. A*, **61** (1), 33 (1995).
- Stuart B.C., Feit M.D., Herman S., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *Phys. Rev. B*, **53**, 1749 (1996).
- Lenzner M., Krüger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann Ch., Mourou G., Kautek W., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4076 (1998).
- Tien A.-C., Backus S., Kapteyn H., Murnane M., Mourou G. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3883 (1999).
- Gallais L., Natoli J.-Y. *Appl. Opt.*, **42** (6), 960 (2003).
- Elhadj S., Yoo J.H. *Opt. Lett.*, **42** (16), 3153 (2017).
- Pietroy D., Maio Y.D., Moine B., Baubeau E., Audouard E. *Opt. Express*, **20** (28), 29900 (2012).
- Velpula P.K., Kramer D., Rus B. *Coatings*, **10** (6), 603 (2020).
- Sozet M., Neauport J., Lavastre E., Roquin N., Gallais L., Lamaignère L. *Opt. Lett.*, **41** (4), 804 (2016).
- Sanner N., Utéza O., Bussiere B., Coustillier G., Leray A., Itina T., Sentis M. *Appl. Phys. A*, **94** (4), 889 (2009).
- Nguyen D.N., Emmert L.A., Schwoebel P., Patel D., Menoni C.S., Shinn M., Rudolph W. *Opt. Express*, **19** (6), 5690 (2011).
- Jee Y., Becker M.F., Walser R.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** (3), 648 (1988).
- Rosenfeld A., Lorenz M., Stoian R., Ashkenasi D. *Appl. Phys. A*, **69** (1), S373 (1999).
- Byskov-Nielsen J., Savolainen J.-M., Christensen M.S., Balling P. *Appl. Phys. A*, **101** (1), 97 (2010).
- Rajeev P.P., Gertsvolf M., Simova E., Hnatovsky C., Taylor R.S., Bhardwaj V.R., Rayner D.M., Corkum P.B. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 253001 (2006).
- Machado L.M., Samad R.E., de Rossi W., Junior N.D.V. *Opt. Express*, **20** (4), 4114 (2012).
- Niso F.D., Gaudiuso C., Sibillano T., Mezzapesa F.P., Ancona A., Lugarà P.M. *Opt. Express*, **22** (10), 12200 (2014).
- Sun Z., Lenzner M., Rudolph W. *J. Appl. Phys.*, **117** (7), 073102 (2015).
- Nathala C.S.R., Ajami A., Husinsky W., Farooq B., Kudryashov S.I., Daskalova A., Bliznakova I., Assion A. *Appl. Phys. A*, **122** (2), 107 (2016).
- Mustafa H., Pohl R., Bor T.C., Pathiraj B., Matthews D.T.A., Römer G.R.B.E. *Opt. Express*, **26** (14), 18664 (2018).
- Plerpaité V. <https://www.altechna.com/wp-content/uploads/2018/10/hrsx750-850-aoi-45-0.32j-50.3fs-800nm-2015-10-08.pdf>.
- Poole P., Trendafilov S., Shvets G., Smith D., Chowdhury E. *Opt. Express*, **21** (22), 26341 (2013).
- Smith D.J., McCullough M., Smith C., Mikami T., Jitsuno T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7132**, 7132QE (2008); <https://doi.org/10.1117/12.817336>.