

УДК 536.37: 536.331

Е. Ю. Локтионов, А. В. Овчинников,  
Ю. Ю. Протасов, Д. С. Ситников

## О СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОРОГАХ СВЕТОЭРОЗИИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ. Ч. 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ПОЛЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВАКУУМЕ

*Описаны экспериментально-диагностический модуль с фемтосекундным тераваттным лазерным комплексом ( $\tau_{0,5} \sim 45 \dots 70$  фс,  $\lambda = 266, 400, 800$  нм), методика сверхскоростной комбинированной интерферометрии и интерференционной микроскопии (схемы Майкельсона и Маха-Цендера) процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с конденсированными средами в вакууме. Приведены впервые полученные результаты исследования спектрально-энергетических порогов и скоростей лазерной абляции ряда конденсированных сред на основе элементов полимерного ряда  $(C_2F_4)_n$ ,  $(CH_2O)_n$  в ультрафиолетовом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн лазерного излучения при давлении  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  Па.*

**E-mail:** [stcpe@bmstu.ru](mailto:stcpe@bmstu.ru)

**Ключевые слова:** светозероизация, спектрально-энергетические пороги, фемтосекундные лазерные импульсы, лазерная абляция, полимерные материалы.

Потенциальные преимущества применения фемтосекундных лазерных импульсов излучения ближнего инфракрасного (БИК) и ультрафиолетового (УФ) диапазонов спектра для абляции конструкционных материалов связаны с предположением об отсутствии плазменной экранировки падающего когерентного излучения и малой глубине прогрева аблирующего вещества за время лазерного воздействия [1]. Следствием этого является незначительность или полное отсутствие жидкой фазы, возможность непосредственной передачи энергии излучения в тонкий слой испаряемого конденсированного вещества и высокая пространственная локализация лазерного воздействия, ограниченная лишь дифракционными эффектами [2]. Кроме того, импульсная фемтосекундная лазерная абляция является мощным научным инструментом и представляет общефизический интерес, так как открывает новые возможности в области неравновесной термодинамики, генерации наноструктур, лабораторного моделирования процессов в звездных атмосферах, вспышках сверхновых и др. [3].

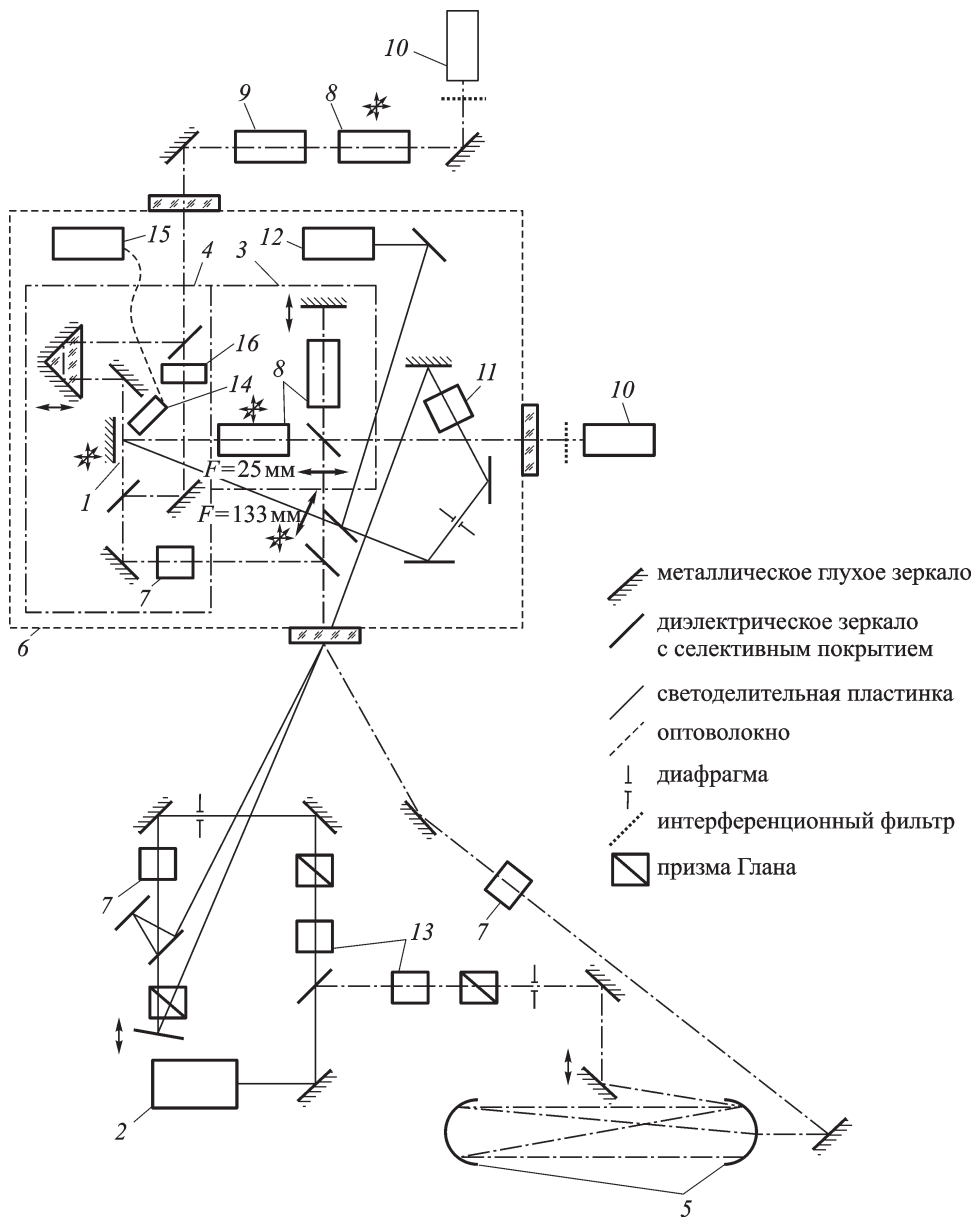
При воздействии ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов на полимеры возникает ряд особенностей динамики фазовых

переходов твердое тело–жидкость–газ–плазма, которые, в первую очередь, связаны с изменением механизма поглощения когерентного излучения, макроструктуры и динамики приповерхностного плазменного образования (ППО). Важной инвариантной характеристикой вещества и наиболее информативным параметром, определяющим эффективность взаимодействия ультракоротких импульсов лазерного излучения с конденсированными средами, является спектрально-энергетический порог лазерной абляции, определяемый как плотность энергии лазерного излучения, при которой происходит удаление вещества с облучаемой поверхности. Кроме того, экспериментальные данные о спектрально-энергетических порогах и скоростях лазерной абляции принципиально важны не только для определения характеристик физико-химических процессов лазерного воздействия на вещество, но и для построения многопараметрических и многофакторных математических моделей оптико-теплофизических и радиационно-газодинамических нестационарных процессов и критических явлений при взаимодействии излучения и вещества.

В настоящей работе описан экспериментально-диагностический модуль (рис. 1, 2) с фемтосекундным лазерным комплексом ( $\tau_{0,5} \sim 45 \dots 70$  фс,  $\lambda_1 = 266$  нм,  $\lambda_2 = 400$  нм,  $\lambda_3 = 800$  нм) для комбинированной сверхскоростной интерферометрии приповерхностного плазменного образования по схеме Маха–Цендера и интерференционной микроскопии поверхности по схеме Майкельсона, которые информативны при регистрации процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с конденсированными средами в вакууме и определении параметров геометрии кратера. Впервые получены результаты экспериментального определения спектрально-энергетических порогов и скоростей фемтосекундной лазерной абляции конденсированных веществ на основе элементов полимерного ряда (типа полиформальдегида  $(\text{CH}_2\text{O})_n$  и фторопласта  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ ) в УФ и БИК диапазонах спектра в вакуумных условиях.

Экспериментально-диагностический модуль содержит четыре основных блока: Ti-сапфировый фемтосекундный лазерный тераваттный комплекс (Coherent); модуль транспортировки и преобразования лазерного излучения; блок регистрации и обработки экспериментальных данных; блок обеспечения необходимых условий окружающей среды.

В экспериментах использовано излучение фемтосекундной тераваттной лазерной системы (рис. 3), состоящей из задающего генератора 1, стретчера и регенеративного усилителя (РУ) 2, многопроходного усилителя 3, светового компрессора 4. Для накачки задающего генератора (Coherent Mira) использовано излучение непрерывного твердотельного лазера с диодной накачкой 5 (Coherent Verdi V5). Задающий генератор формирует импульсы фемтосекундной длительности

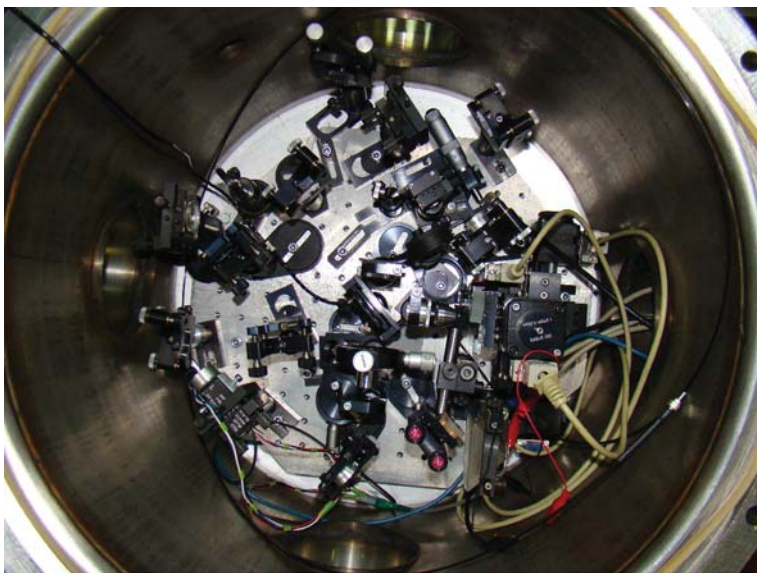


**Рис. 1. Оптическая схема фемтосекундного экспериментально-диагностического комплекса:**

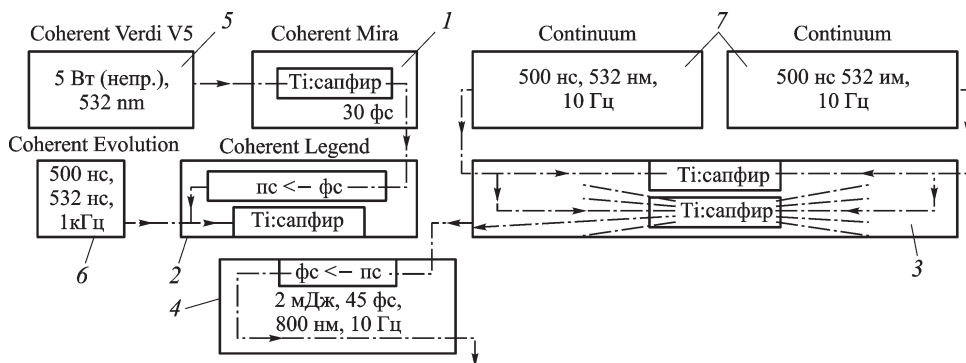
1 — аблирующая мишень; 2 — Ti:S фемтосекундный лазер; 3 — интерферометр Майкельсона; 4 — интерферометр Маха-Цендера; 5 — оптическая линия задержки; 6 — вакуумная камера; 7 — кристалл генерации второй гармоники; 8 — микрообъектив; 9 — линзовый объектив; 10 — ПЗС-камера; 11 — кристалл генерации третьей гармоники; 12 — фотоэлектронный умножитель; 13 — полуволновая пластинка; 14 — объектив оптоволоконна; 15 — компактный спектрометр с ПЗС-линейкой; 16 — механизированная шторка; 17 — поляризатор

на длине волны  $\lambda = 790$  нм с шириной спектра  $\Delta\lambda = 40$  нм по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности. Средняя мощность оптического излучения составляет 650 мВт, а энергия отдельного импульса достигает 7 нДж. В дальнейшем для усиления фемтосекундного лазерного излучения использовался метод усиления chirпированных импульсов (CPA). В качестве первого каскада усиления использован регенеративный усилитель (Coherent Legend) с линейной схемой резонатора, увеличивающий энергию импульса до 1,2 мДж. Частота следования импульсов РУ равна 1 кГц и определяется лазером накачки 6 (Coherent Evolution 15), формирующим лазерные импульсы длительностью  $\tau_{0,5} \sim 500$  нс, на длине волны  $\lambda = 532$  нм. В качестве оптической развязки между задающим генератором и регенеративным усилителем использован затвор Фарадея. Контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами, выходящими из РУ, составлял величину  $\sim 10^4$ .

Для получения эффективного усиления одиночного импульса в многопроходном усилителе и обеспечения более высокого контраста, необходимого в мощных фемтосекундных лазерных системах, а также уменьшения частоты следования лазерных импульсов до 10 Гц после регенеративного усилителя использована схема улучшения контраста, состоящая из двух скрещенных поляризаторов и ячейки Поккельса, расположенной между ними. Эта схема позволяет на три порядка улучшить контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами в наносекундном временном диапазоне. Выходной многопроходный усилитель (4 прохода) увеличивал энергию импульса до 350 мДж при использовании двух лазеров накачки 7 (Positive Light, Continuum) с энергией импульса 750 мДж каждый. Для достижения высокого качества излучения на выходе усилителя использована схема переноса пространственного распределения пучка лазера накачки с торца кристалла второй гармоники на торец активного элемента усилителя. Непосредственно перед усилителем расходимость лазерного пучка корректировалась телескопом для компенсации тепловой линзы, возникающей в активном элементе, а также для увеличения диаметра пучка от прохода к проходу. В результате радиус пучка изменялся от 3 мм на первом проходе до 8 мм после четвертого прохода в многопроходном усилителе. Для защиты оптических элементов усилительных каскадов от излучения, отразившегося от мишени после многопроходного усилителя, установлена схема выделения одиночного импульса, состоящая из двух поляризаторов и электрооптического модулятора; время открытия затвора 15 нс, что позволило, с одной стороны, пропустить усиленный импульс в оптический компрессор, а с другой — не пропускать световой импульс, отраженный от мишени



**Рис. 2.** Часть оптической схемы экспериментально-диагностического комплекса, установленная в вакуумной камере



**Рис. 3.** Блок-схема фемтосекундного лазерного комплекса:

1 – задающий генератор; 2 – блок стретчера и регенеративного усилителя, 3 – многопроходный усилитель; 4 – компрессор; 5 – лазер накачки задающего генератора; 6 – лазер накачки регенеративного усилителя, 7 – лазеры накачки многопроходного усилителя

или образовавшейся плазмы, так как время, через которое приходит отраженное излучения, составляет около 40 нс.

Сжатие импульса когерентного излучения после усиления происходит в вакуумном оптическом компрессоре, собранном по схеме с двумя дифракционными решетками; перед компрессором размер пучка увеличивался до 30 мм, чтобы обеспечить плотность энергии 100 мДж/см<sup>2</sup> (ниже порога разрушения дифракционной решетки). На выходе лазерной системы длительность импульса составляла  $\tau_{0,5} = 35 \pm 5$  фс с энергией до 250 мДж.

Модуль транспортировки и преобразования лазерного излучения обеспечивает распределение излучения между трактами лазерного воздействия, интерференционной микроскопии и интерферометрии потока; его диагностику, генерацию I–III гармоник в нелинейных кристаллах (ВВО), а также интерференцию волновых фронтов в плоскостях чувствительных элементов регистрирующей аппаратуры.

Блок регистрации и обработки экспериментальных данных состоит из ПЗС-камер (НПК Видеоскан), компактного спектрометра (S-150, Solar LS), оборудования контроля параметров лазерного излучения (калориметр, фотодиод или фотоэлектронный умножитель) и ПК с программным обеспечением для обработки интерферограмм (Phase measurement, ВНИИОФИ) и спектрограмм. Блок генерации и поддержания газо-вакуумных условий в зоне воздействия представляет собой вакуумную камеру (диаметр 400 мм, высота 300 мм), откачиваемую безмасляным вакуумным агрегатом (TSH 071, Pfeiffer vacuum) до давления  $p \sim 5 \cdot 10^{-3}$  Па, системы контроля, регулировки остаточного давления и газового напуска.

Как известно, использование интерференционной микроскопии информативно для оценки параметров многофакторных оптико-теплофизических и газодинамических процессов лазерного воздействия на поверхность конденсированной мишени, облучаемой лазером, и для их анализа необходимы данные об оптических характеристиках приповерхностного плазменного образования (ППО), через которое дважды проходит предметный луч (см. рис. 1). Влияние ППО на регистрируемую интерференционную картину поверхности мишени может быть проанализировано теоретически [3] или экспериментально. Необходимые для этого данные могут быть получены с использованием дополнительного интерферометра, зондирующего ППО параллельно облучаемой поверхности [5]. В то же время используемые для комплексной диагностики газоплазменных потоков теневые и интерференционные методы не могут быть в полной мере использованы для количественной оценки пространственно-временного распределения параметров, если неизвестны массово-расходные и температурные характеристики потока в зоне ППО. Таким образом, одновременное использование нескольких бесконтактных экспериментальных методик исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом позволяет не только получить необходимые характеристики и пространственно-временное распределение параметров, но и повысить информативность и достоверность экспериментальных данных, определяемых с помощью каждой из этих методик в отдельности.

Для реализации схемы интерференционной микроскопии аблирующей мишени с высоким временным разрешением собран интер-

ферометр Майкельсона (см. рис. 1), с переносом изображения поверхности исследуемого образца на плоскость ПЗС-матрицы [6]. В этой схеме фемтосекундный лазерный импульс с помощью светоделительной пластины разделяется на греющий и зондирующий. *P*-поляризованный лазерный импульс, падающий на исследуемый образец *I* под углом  $45^\circ$ , используется для возбуждения вещества мишени. Для изменения плотности энергии в зоне воздействия в оптической схеме применен узел ослабителя, состоящий из поляризатора и полуволновой пластины ( $\lambda/2$ ) *13*. Контроль энергии лазерного излучения в каждом импульсе осуществляется с помощью калиброванного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) *12* (H6780-04, Hamamatsu), регистрирующего излучение, отраженное кварцевой пластиной. Калибровка фотоприемника выполняется по показаниям пирозлектрического измерителя энергии (J-10MT-10kHz, Coherent) в диапазоне используемых уровней энергии.

Использование ФЭУ, помещенного в вакуумируемый объем *б*, позволяет наиболее точно регистрировать энергию лазерного импульса, падающую на мишень, что особенно важно при воздействии в УФ области спектра. Зондирующий лазерный импульс с изменяемой задержкой относительно греющего импульса предназначен для подсветки исследуемой области мишени. Для изменения временной задержки используется многопроходная схема линии задержки *5* (с шагом изменения  $\sim 6$  нс) в сочетании с моторизованной (8MT160-300, Standa, диапазон изменений 0...1,8 нс), что позволяет изменять задержку в диапазоне значений от  $\Delta t = 0$  до 75 нс с точностью  $\Delta \tau < 100$  фс, определяемой длительностью лазерного импульса подсветки. Инструментально реализована (в интерферометрах Майкельсона *3* и Маха-Цендера *4*) возможность одновременного зондирования излучением как одной, так и различных длин волн (табл. 1). Второе плечо интерферометра образовано микрообъективом *8* и опорным зеркалом, для выравнивания интенсивности в плечах интерферометра использовалась система нейтральных светофильтров, устанавливаемая между опорным зеркалом и микрообъективом. Отраженный от поверхности образца зондирующий луч (“объектный”) интерферирует с “опорным” лучом в плоскости ПЗС-матрицы *10*. Тепловое излучение плазмы отрезается интерференционным светофильтром с пропусканием на соответствующей длине волны, установленным перед ПЗС-матрицей *10*. Применение ПЗС-камеры с разрядностью 12 бит позволяет регистрировать интерферограммы с меньшим шагом квантования интенсивности, чем при использовании видеокамер с разрядностью 8 бит, и повысить чувствительность экспериментальной оптической схемы. Плоскость фокусировки определяется по изображению поверхности

мишени при закрытом опорном плече. Для предотвращения засветки кадра рассеянным излучением зондирующая длина волны выбрана отличной от греющей.

В отличие от схемы интерференционного микроскопа в интерферометре Маха–Цендера 4 использован один микрообъектив 8, установленный перед ПЗС-матрицей 10. Для определения плоскости фокусировки лазерного излучения в потоке, соответствующей плоскости расположения пятна воздействия, использована проволочка, которую располагали вертикально у поверхности мишени таким образом, чтобы ее торец приходился на зону воздействия (что контролировалось по изображению с камеры интерференционного микроскопа), после этого проводилась юстировка оптической схемы интерферометра Маха–Цендера 4 для получения резкого изображения проволочки. При использовании механизированной шторки 16 реализована возможность получения как интерференционных, так и абсорбционных (теневого) фотографий газоплазменного потока без внесения изменений в оптическую схему и разгерметизации вакуумированной мишени камеры 6. Для уменьшения потерь при транспортировке УФ лазерного излучения кристалл генерации третьей гармоники 11 расположен максимально близко к облучаемой поверхности непосредственно в вакуумной камере.

Ниже приведены основные параметры экспериментально-диагностического комплекса:

Длина волны, нм:

греющего импульса ( $\tau_{0,5} = 45 \dots 70$ фс).....	266, 400, 800
зондирующего импульса .....	400, 800

Диапазон задержек регистрации (шаг), с .....

$10^{-13} \dots 10^{-7}$

Пространственное разрешение:

по поверхности, мкм .....	< 1
по глубине, нм .....	2
по потоку, мкм .....	< 1

**Методика эксперимента.** При использовании интерференционной микроскопии необходимо, чтобы поверхность аблирующей мишени обладала высоким коэффициентом зеркального отражения на длине волны зондирующего излучения. Это условие для полимерных материалов трудно выполнимо, поэтому в качестве мишеней использованы помещенные на диэлектрическое зеркало срезы полимерных материалов толщиной 5–7 мкм, полученные на ротационном микротоме (Cut 4055, Slee Mainz), толщина которых контролировалась на



профилометре (170622, ЗАО “ХК “Инструментальные заводы”). В качестве вещества полимерных мишеней использованы пленки фторопласта ((C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>)<sub>n</sub>) и полиформальдегида ((CH<sub>2</sub>O)<sub>n</sub>) марки Delrin®500 NC-010 и массивные мишени из этих материалов. Проведение серии измерений параметров кратера и ППО при различных временных задержках зондирующего импульса излучения относительно греющего позволило получить необходимые данные о динамике образования кратера на поверхности мишени и эволюции приповерхностного плазменного образования. Для этого при каждой временной задержке регистрируются три интерферограммы: интерферограмма невозбужденной поверхности или приповерхностной области (начальная); интерферограмма при воздействии греющего импульса лазерного излучения с задержкой зондирующего импульса относительно греющего (временная) и интерферограмма поверхности мишени, снятая через несколько наносекунд после воздействия греющего импульса (окончательная, для потока не регистрировалась). Интенсивность лазерного излучения регулировалась с помощью поляризационного ослабителя и полуволновой пластины  $\lambda/2$  и регистрировалась с помощью ФЭУ с последующим пересчетом в соответствии с калибровочной кривой.

С помощью специально разработанного программного обеспечения процесс обработки интерферограмм автоматизирован для получения фазовых и амплитудных картин, последующей обработки этих данных для получения данных о параметрах кратера в зоне воздействия (глубина, диаметр, объем), массового расхода с поверхности мишени, спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, плотности электронов и нейтральных частиц в газоплазменном потоке. Частично автоматизирован процесс обработки экспериментальных данных для получения скоростей разлета частиц и распространения ударно-волновых фронтов. Для повышения точности определения пороговых значений плотности энергии лазерного излучения использовали несколько параметров абляционного кратера: диаметральные размеры по двум осям на полувысоте и максимальная глубина кратера. С использованием данных о диаметре кратера значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции получены путем интерполяции экспериментальных данных при допущении, что [7]

$$r_x^2 = r_0^2 \ln \left( \frac{E}{\pi r_0^2 F_a} \cos \theta \right), \quad (1)$$

где  $r_x$  — радиус кратера по меньшей оси;  $r_0$  — эквивалентный радиус пятна фокусировки;  $E$  — энергия лазерного импульса;  $F_a$  — пороговое значение плотности энергии;  $\theta$  — угол падения лазерного излучения на мишень. Значения спектрально-энергетических порогов лазерной

абляции, полученные с использованием значений диаметров кратера по большей и меньшей осям, практически совпадали, но они заметно превышают значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, определенные на основании закона Бэра при интерполяции данных о максимальной глубине кратера [8, 9]:

$$h = l_{eff} \ln \left( \frac{E}{\pi r_0^2 F_a} \right), \quad (2)$$

где  $h$  — максимальная глубина кратера;  $l_{eff}$  — эффективная глубина поглощения, причем следует учесть, что в случае отражения излучения непосредственно от поверхности мишени глубина кратера по интерферограмме определяется как

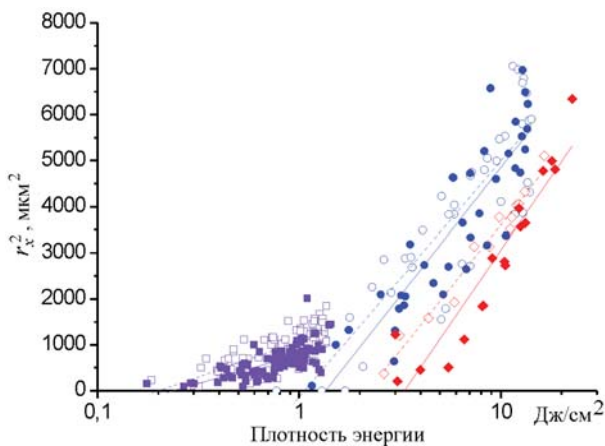
$$h = \frac{\Delta\varphi\lambda}{2\pi}, \quad (3)$$

где  $\Delta\varphi$  — фазовый сдвиг;  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения. При исследовании кратера в прозрачной пленке необходимо учитывать двукратное прохождение зондирующего излучения через пленку и разность коэффициентов преломления материала мишени  $n_t$  и окружающей среды  $n_a$  на длине волны зондирующего излучения:

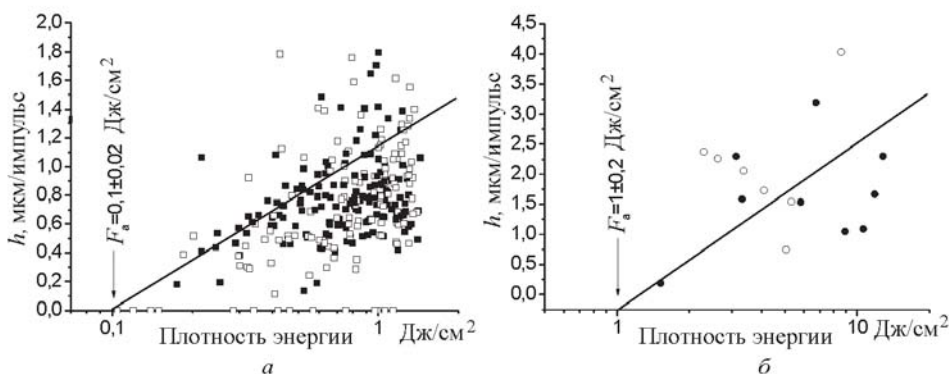
$$h = \frac{\Delta\varphi\lambda}{2\pi \cdot 2(n_t - n_a)}. \quad (4)$$

Использованная методика основывается на предположении, что пространственная форма распределения интенсивности лазерного излучения по профилю пучка соответствует гауссовой, а отклонение формы лазерного импульса от гауссовой приводит к росту инструментальной погрешности при определении порогового значения плотности энергии лазерного излучения. В то же время глубина кратера на облучаемой полимерной пленке, определенная методами интерферометрии, может отличаться от действительной из-за изменения оптических свойств (прежде всего, показателя преломления) вещества, находящегося между дном кратера и зеркалом-подложкой.

Для определения значений спектрально-энергетических порогов лазерной абляции использованы данные о размерах кратеров, образовавшихся после воздействия единичных лазерных импульсов; для уменьшения влияния вероятностного характера оптического пробоя на определяемую величину порога абляции измерения проводились многократно. Часто из-за малой глубины травления в результате однократного облучения поверхности используются экспериментальные данные, полученные при многократном воздействии, в том числе при частоте следования импульсов до 1 кГц [10]. Такие данные могут быть некорректны (искажение за счет эффектов накопления,



**Рис. 4.** Зависимость квадрата радиуса кратера в образце  $(C_2F_4)_n$  от плотности энергии излучения для длин волн зондирующего излучения 266 (□, ■), 400 (○, ●) и 800 (◇, ◆) нм: ■, ●, ◆, сплошные линии — при атмосферном давлении; □, ○, ◇, штриховые линии — в условиях вакуума



**Рис. 5.** Скорость (мкм/импульс) лазерной абляции  $(C_2F_4)_n$  в атмосфере (■, ●) и вакууме (□, ○) при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов лазерного излучения с длиной волны 266 нм (а) и 400 нм (б)

проявляющихся как в изменении оптико-теплофизических свойств повторно облучаемой поверхности вследствие нагрева, фазовых и фотохимических превращений, так и в возникновении при высокочастотном воздействии в приповерхностной зоне мишени областей, изменяющих параметры лазерного импульса). Разработанные методики оптических исследований процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом позволили проанализировать динамику ряда оптико-теплофизических и газодинамических параметров процессов, сопровождающих это взаимодействие. На рис. 4 приведены результаты определения массового расхода с поверхности  $(C_2F_4)_n$ -мишени и спектрально энергетических порогов лазерной

абляции, на рис. 5 представлена зависимость скорости лазерной абляции от длины волны воздействующего лазерного излучения для полимерной плоской  $(C_2F_4)_n$ -мишени. На рис. 6 проиллюстрирована динамика формы кратера в среднем сечении при многократном воздействии ультракоротких лазерных импульсов на  $(C_2F_4)_n$ -мишень, на рис. 7 показано типичное распределение плотности электронов в зоне ППО.

**Экспериментальные результаты и их обсуждение.** Значения порога лазерной абляции для  $(CH_2O)_n$ -мишеней (табл. 1) определены

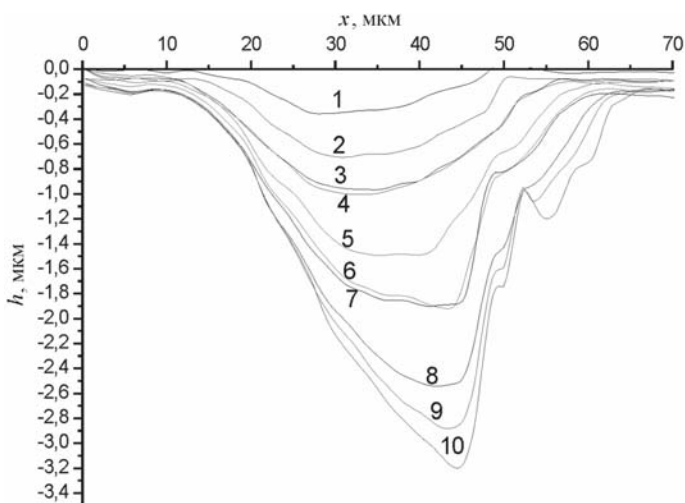


Рис. 6. Динамика кратера в  $(C_2F_4)_n$ -пленке при многоимпульсном воздействии излучения (цифры у кривых соответствуют порядковому номеру лазерного импульса)

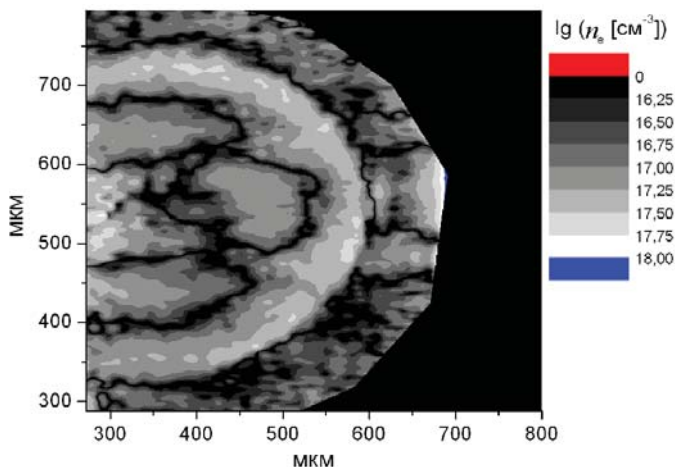


Рис. 7. Распределение концентрации электронов ( $\lg(n_e[\text{см}^{-3}]))$  в газоплазменном потоке у поверхности  $(CH_2O)_n$ -мишени через 75 нс после воздействия импульса лазерного излучения (длина волны 800 нм) с плотностью энергии  $E \approx 32,2 \text{ Дж/см}^2$  в атмосферных условиях

Значения порогов фемтосекундной лазерной абляции полимеров, Дж/см<sup>2</sup>

$\lambda$ , нм	$(\text{CH}_2\text{O})_n$		$(\text{C}_2\text{F}_4)_n$	
	атмосфера	вакуум	атмосфера	вакуум
266	> 0,8	> 0,8	0,25	0,23
400	2,04	1,6	1,15	1,35
800	7,05	6,7	2,1	3,34

с использованием данных о радиусе кратера (рис. 4). При предельной для использованной лазерной установки плотности мощности  $I \sim 1,2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> на длине волны  $\lambda = 266$  нм абляция не регистрируется, измеренное на этой длине волны для исследованного образца значение коэффициента зеркального отражения поверхности при нормальном падении составляет  $\sim 24\%$ , т.е. полимерная мишень с учетом диффузного отражения поглощает примерно половину падающего излучения.

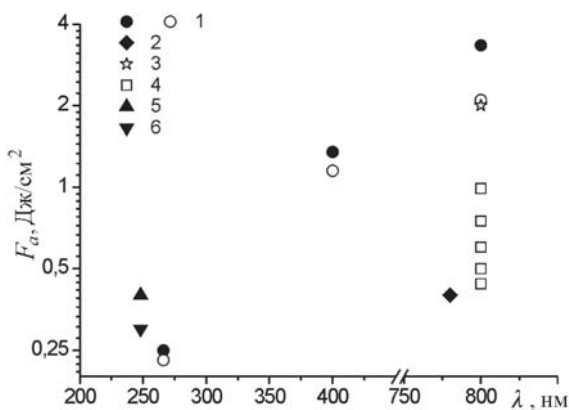
Значения спектрально-энергетических порогов абляции фторопласта  $((\text{C}_2\text{F}_4)_n)$  приведены на рис. 8; табл. 2 характеризует экспериментальные особенности регистрации порогов абляции, влияние которых на значения спектрально-энергетических порогов и скоростей лазерной абляции обсуждается ниже. В работе [11] в качестве мишени использован образец ePTFE  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$  — пленка толщиной  $\sim 50$  мкм с пористостью  $\sim 60\%$  (вытянутая из прессованного порошка фторопласта и представляющая собой переплетение фторопластовых волокон толщиной 10...100 нм); такие особенности структуры используемого материала могут привести к существенному снижению порога абляции по сравнению с массивным образцом из спеченного порошка.

Таблица 2

## Типы образцов и условия экспериментов

Образец материала	Число импульсов/ частота импульсов (Гц)	Позиция на рис. 8	Литературный источник
Фторопласт Ф-4	1/0	1	—
Teflon®(DoPont)	100/1000	2	[10]
Teflon®(Good Fellow)	нет данных/1000	3	[12]
ePTFE	100/10	4	[11]
Teflon®	50/1	5	[14]
Teflon®	нет данных	6	[15]

Значение порога абляции было получено по результатам измерения диаметра кратера на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) после 100 импульсов лазерного излучения с частотой 10 Гц. В диапазоне длительностей лазерного импульса 130...700 фс регистрируется



**Рис. 8. Значения порогов абляции  $(C_2F_4)_n$ -мишени ультракороткими лазерными импульсами:**

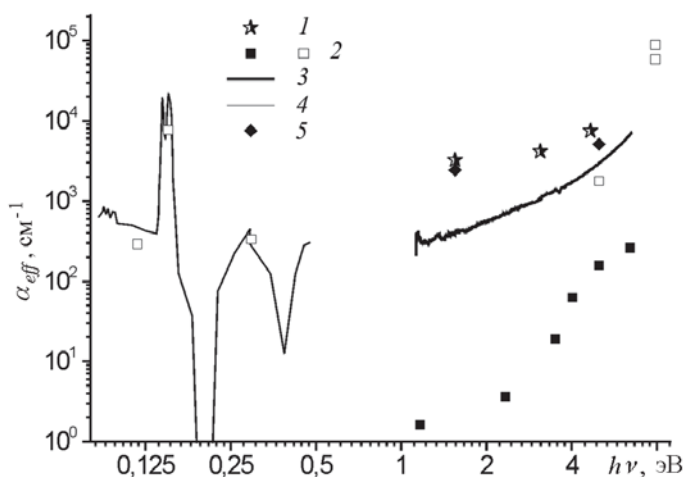
1 – данная работа; 2 –  $\tau_{0,5} = 110$  фс [10]; 3 –  $\tau_{0,5} = 120$  фс [12]; 4 –  $\tau_{0,5} = 130 \dots 700$  фс [11]; 5 –  $\tau_{0,5} = 300$  фс [14]; 6 –  $\tau_{0,5} = 300$  фс [15] (сплошные символы – атмосферные условия; контурные символы – вакуумные условия)

уменьшение порогового значения плотности энергии пропорционально длительности импульса  $\tau^{0,39}$ .

В работе [12] исследована возможность получения тонких пленок путем осаждения испаряемого лазерным излучением материала Teflon®(Good Fellow); исследование проводилось в атмосфере аргона ( $p = 0,5$  мбар), при этом критерий порога лазерной абляции не определен. В работах [10], [12] использованы фторопластовые мишени, изготовленные с применением различных технологий, и разные методики определения спектрально-энергетических порогов, поэтому сравнительный анализ полученных авторами данных не может быть в полной мере достоверным. Пороговое значение плотности энергии лазерного излучения  $F_a \sim 2,1$  Дж/см<sup>2</sup>, полученное нами в условиях вакуума, находится в хорошем согласии с данными работы [12]. Существенное отличие полученного в [10] значения спектрально-энергетического порога от наших данных и данных работы [12], вероятно, связано не с методическими особенностями проведения экспериментов и технологическими различиями материала полимерной мишени, а с условиями лазерного воздействия. При воздействии на  $(C_2F_4)_n$ -мишень в атмосферных условиях однократными импульсами лазерного излучения значение порога абляции выше, а при воздействии лазерных импульсов с частотой 1 кГц ниже [10], чем при воздействии в вакууме [12], где величина порога слабо зависит от частоты следования импульсов. Погрешность определения значений спектрально-энергетических порогов вследствие вероятностного характера оптического пробоя на поверхности мишени, особенностей методики исследования и интерполяционного анализа результатов может составлять до 20 %.

Анализ влияния буферного газа (при сравнении экспериментальных данных с расчетными для вакуума), проведенный в [10], показывает, что у порога лазерной абляции буферный газ не оказывает заметного влияния на динамику и макроструктуру зоны лазерного воздействия, при этом значения порогов приняты равными как для атмосферных условий, так и для вакуума, без учета частоты следования импульсов в теоретической модели работы [13]. В работе [10] приводится профилограмма получаемого после воздействия 100 лазерных импульсов кратера — при плотности энергии 5 Дж/см<sup>2</sup> заметен узкий глубокий канал, появление которого не регистрируется профилометром, а только с помощью СЭМ. Возможно, появление этого канала и значительное уменьшение значения порога лазерной абляции связаны с возникновением и поддержанием приповерхностной плазмы (при 1 кГц) до следующего лазерного импульса плазменного образования в воздухе у поверхности мишени, которое может приводить к самофокусировке излучения, увеличивая действительную плотность энергии в зоне воздействия по сравнению с расчетной, и к дополнительному испарению материала мишени вследствие поглощения им широкополостного коротковолнового излучения плазмы.

Зависимость эффективного коэффициента поглощения ( $\alpha_{eff} = 1/l_{eff}$ ) от энергии кванта лазерного излучения при воздействии ультракоротких ( $\tau < 1$  пс) и коротких (10 нс... 10 мкс) импульсов лазерного излучения показывает (рис. 9), что при воздействии нано- и микросекундных импульсов в БИК–УФ-диапазоне величина  $\alpha_{eff}$  существенно меньше значений, измеренных спектрофотометрическими



**Рис. 9. Линейные коэффициенты поглощения  $(C_2F_4)_n$ -мишени:**

1, 5 — фемтосекундная абляция, 5 — данные работ [10], [15]; 2 — микро- и наносекундная абляция (работы [16–23]); 3 — спектральная зависимость коэффициента поглощения, определенная спектрофотометрическим методом; 4 — результаты ИК-спектрофотометрии [24] (контурные символы соответствуют условиям вакуума)

методами с использованием излучения низкой интенсивности, в то время как для ультракоротких лазерных импульсов  $\alpha_{eff}$  существенно превышает эти значения, причем отклонения в обоих случаях обратно пропорциональны энергии фотонов. Уменьшение  $\alpha_{eff}$  при длительности импульсов лазерного излучения больше  $\tau > 10^{-9}$  с связано с тем, что образующееся в приповерхностной зоне облучаемой мишени ППО поглощает часть излучения, так как порог плазмообразования при наносекундном воздействии выше порога испарения (при воздействии с плотностью энергии у порога испарения приповерхностная плазма не успевает образовываться), однако полученные по результатам экспериментов в вакууме значения  $\alpha_{eff}$  оказываются значительно ближе к значениям, измеренным спектрофотометрическим методом.

Таким образом, результаты экспериментального определения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, проведенные в вакууме, показывают, что механизм поглощения излучения при воздействии наносекундных лазерных импульсов несущественно изменяется при воздействии излучения низкой интенсивности; в присутствии буферного газа (воздуха) уменьшение коэффициента поглощения  $\alpha_{eff}$  обусловлено не изменением механизма поглощения, а изменением химического состава и макроструктуры поглощающей среды. Полученные при воздействии ультракоротких импульсов значения  $\alpha_{eff}$  в атмосферных условиях и в вакууме не имеют существенных различий, так как при длительности лазерного импульса меньше времени электронной релаксации буферный газ не успевает оказать влияния на режим подвода излучения к поверхности мишени, о чем свидетельствует и незначительное различие значений  $\alpha_{eff}$ , полученных при лазерном воздействии как в однократном, так и в импульсно-периодическом режиме с частотой  $\sim 1$  кГц в атмосфере.

При фемтосекундной лазерной абляции полимерных материалов в БИК и видимом диапазонах спектра наиболее вероятно многофотонное поглощение, что приводит к существенному возрастанию значений  $\alpha_{eff}$  по сравнению с данными спектрофотометрии; в УФ диапазоне спектра это различие уменьшается (или исчезает), так как энергия кванта лазерного излучения превышает энергию межатомных и межмолекулярных связей исследуемых полимеров, что приводит к их фотодеструкции (т.е. в УФ и ВУФ областях спектра преобладает один и тот же механизм поглощения как для ультракоротких, так и для более длинных импульсов лазерного излучения). При воздействии ультракоротких лазерных импульсов эффективный линейный коэффициент поглощения полимеров в атмосферных условиях существенно превосходит значения, полученные при воздействии наносекундных лазерных импульсов. Это различие уменьшается пропорционально длине



волны воздействующего лазерного излучения и в вакууме. Значения спектрально-энергетических порогов фемтосекундной лазерной абляции полимеров уменьшаются пропорционально длине волны, существенно снижаясь в УФ области спектра.

**Выводы.** Разработанные автоматизированные схемы интерферометрии приповерхностного плазменного образования, возникающего при абляции материалов ультракороткими лазерными импульсами, — комбинированная (в двух плоскостях) и схема интерференционной микроскопии поверхности конденсированной мишени в широком диапазоне параметров воздействия ( $\lambda \sim 266 \dots 800$  нм) — позволили получить новые (для ряда полимеров впервые) данные о спектрально-энергетических порогах и скоростях лазерной абляции полимеров в поле фемтосекундных лазерных импульсов в атмосферных условиях и в вакууме.

*Данный цикл исследований поддержан РФФИ, грант № 08-08-12047.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sentis M., Utéza O. Lasers et technologies femtosecondes. – Saint-Etienne, PU Saint-Etienne, 2005. – 466 с.
2. Ovsianikov A. et al. Laser ablation and its applications. – Berlin, Springer, 2007. – С. 121–157.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том (в 4 кн.) / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000.
4. Иногамов Н. А., Жаховский В. В., Ашитков С. И. и др. // ЖЭТФ. – 2008. – № 134. – С. 5.
5. Кузнецов А. П., Голубев А. А., Козин Г. И. и др. // ПТЭ. – 2006. – № 4. – С. 109.
6. Ситников Д. С., Комаров П. С., Овчинников А. В. и др. // ЖТФ. – 2009. – № 79. – С. 75.
7. Mannion P. et al. // Opto-Ireland 2002: Optics and Photonics Technologies and Applications. Galway, Ireland, SPIE, 2003. – P. 470–478.
8. Andrew J. E. et al. // Applied Physics Letters. – 1983. V 43, no. 8. – P. 717–719.
9. Srinivasan R., Braren B. // Chemical Reviews. – 1989. – V. 89, no. 6. – P. 1303–1316.
10. Wang Z. B. et al. // Journal of Applied Physics. – 2003. – V. 93, no. 10. – С. 6375–6380.
11. Hashida M. et al. // Opt. Express. – 2009. – V. 17, no. 15. – P. 13116–13121.
12. Womack M., Vendan M., Molian P. // Applied Surface Science. – 2004. – V. 221, no. 1–4. – P. 99–109.
13. Kumagai H. et al. // Applied Physics Letters. – 1994. – V. 65, no. 14. – P. 1850–1852.
14. Kuper S., Stuke M. // Applied Physics Letters. – 1989. – V. 54, no. 1. – P. 4–6.
15. Pettit G. H., Sauerbrey R. // Applied Physics A: Materials Science & Processing. – 1993. – V. 56, no. 1. – P. 51–63.
16. Parantakakis M. R., Haglund Jr R. F. // Applied Physics A: Materials Science & Processing. – 2004. – V. 79, no. 7. – P. 1687–1694.
17. Skordoulis C. et al. // Lasers in Medical Science, **12**. – 1997. – No. 4. – P. 313–319.

18. loMitra A., T h a r e j a R. K. // Journal of Materials Science. – 1999. – V. 34, No. 3. – P. 615–619.
19. C o s t e l a A. et al. // Journal of Applied Physics. – 1995. – V. 77, no. 6. – P. 2343–2350.
20. S i n k o J. E., G r e g o r y D. A. // High-Power Laser Ablation VII. Taos, NM, USA, SPIE, 2008. – P. 70051Z-11.
21. D i c k i n s o n J. T. et al. // Journal of Applied Physics. – 1993. – V. 74, no. 7. – P. 4729–4736.
22. F u j i i T., I n o u e S., K a n n a r i F. // Journal of Applied Physics. – 1995. – V. 78, no. 5. – P. 3401–3407.
23. I n o u e S. et al. // Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal. – 1995. – V. 1, no. 3. – P. 908–915.
24. S i n k o J. E., S c h l e c h t C. A. // High-Power Laser Ablation VII. Taos, NM, USA, SPIE, 2008. – P. 70052P-12.

Статья поступила в редакцию 18.11.2008

Е.Ю. Локтионов родился в 1984 г., в 2007 г. окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки”. Специализируется в области фотонной энергетики.

Ye.Yu. Loktionov (b. 1984) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2007. Post-graduate of "Gas-turbine and Non-traditional Plants" of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of photon energy.

А.В. Овчинников родился в 1971 г., в 1994 г. окончил МИРЭА. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ОИВТ РАН. Автор 17 научных работ в области физики взаимодействия лазерного излучения с веществом.

A.V. Ovchinnikov (b. 1971) graduated from the Moscow Institute of Radio Engineering, Electronics and Automatics in 1994. Ph. D. (Phys.-Math.), senior researcher of the United Institute of High Temperatures, RAS. Author of 17 publications in the field of physics of interaction between laser radiation and matter.

Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, профессор кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu.Yu. Protasov — D. Sc. (Eng.), professor of “Gas-turbine and Non-traditional Plants” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of photon energy.

Д.С. Ситников родился в 1980 г., в 2004 г. окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ОИВТ РАН. Автор 12 научных работ в области физики взаимодействия лазерного излучения с веществом.

D.S. Sitnikov (b. 1980) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Ph. D. (Phys.-Math.), senior researcher of the United Institute of High Temperatures, RAS. Author of 12 publications in the field of physics of interaction between laser radiation and matter.