

Определение спектрально-энергетических порогов лазерной абляции под действием ультракоротких лазерных импульсов в вакууме

© Е.Ю. Локтионов, Ю.С. Протасов, Ю.Ю. Протасов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

С использованием интерференционного микроскопа, выполненного по схеме Линника, экспериментально определены пороги лазерной абляции тонкопленочных металлических и полимерных мишеней при воздействии ультракоротких (45 фс) лазерных импульсов (266, 400, 800 нм). В качестве мишеней использовались микротомные срезы полимеров толщиной 5...7 мкм и металлические тонкие пленки, полученные методом магнетронного распыления. Используемая методика определения порогов, основанная на регистрации изменения диаметра кратера в зависимости от энергии импульса падающего излучения, позволяет снизить требования к оптическим свойствам поверхности исследуемого образца по сравнению с методикой, основанной на регистрации изменения глубины или объема кратера.

Ключевые слова: лазерная абляция, спектрально-энергетические пороги, интерференционный микроскоп, ультракороткие лазерные импульсы, металлические и полимерные мишени.

Введение. Лазерная абляция (удаление вещества с поверхности облучаемой мишени) происходит в результате конкурирующих опто-теплофизических, газо- и плазмодинамических процессов с соответствующими им скоростями (толщиной удаляемого слоя вещества в единицу времени или при однократном импульсе воздействия). В случае когда скорость удаления вещества подчиняется закону Аррениуса [1] и ее абсолютные величины составляют $\dot{h}^* \sim 10^{-12} \dots 10^{-10}$ м/импульс, а сам процесс светозероэрозии не носит взрывного характера, говорят о лазерной десорбции [2]. Под абляцией, как правило, понимается удаление вещества с облучаемой поверхности с характерными скоростями $\dot{h}^* \sim 10^{-9} \dots 10^{-7}$ м/импульс, носящее взрывной характер [3]. При воздействии лазерного излучения с высокой плотностью энергии ($W > 5W_a$, где W_a — ее пороговое значение) в объеме конденсированной мишени может происходить фазовый взрыв, приводящий к возрастанию скорости абляции до $\dot{h}^* > 10^{-6}$ м/импульс [4–6]. Скорость абляции определяется механизмом передачи энергии лазерного излучения веществу мишени, который может быть оптическим (эффективный коэффициент поглощения определяется глубиной поглощения излучения с заданной длиной волны) и тепловым (эффективный коэффициент поглощения пропорционален величине электронной теплопроводности) [7, 8].

Воздействие лазерного излучения на твердотельные мишени в средах конечного давления ограничено по максимальной плотности мощности, определяемой порогом оптического пробоя в данной среде и величиной энергии ионизации [9]. Порог оптического пробоя буферной среды, как правило (при давлении $p > 10^3$ Па), ниже порога абляции вещества конденсированной мишени, поэтому высокие плотности мощности воздействующего излучения на поверхности мишени могут быть достигнуты только в вакуумных условиях ($p < 10^2$ Па) [10]. Расширение продуктов абляции в атмосферу и в вакуум носит различный характер, обусловленный газодинамическим (в ряде случаев химическим) взаимодействием с буферной средой [9]. Кроме того, вещество мишени может вступать в химические реакции с буферным газом, что оказывает влияние на величину спектрально-энергетических порогов светозерозии, особенно при импульсно-периодическом воздействии. Существенное влияние на величину спектрально-энергетических порогов лазерной абляции оказывает также наличие примесей, дефектов или добавление в полимерную матрицу различных поглощающих присадок [11–13].

Чаще всего экспериментально определяемыми параметрами в работах, посвященных исследованию характеристик светозерозии конденсированных сред, являются массовый расход (размеры кратера, образующегося на облучаемой поверхности) и спектрально-энергетические пороги плавления, ионизации, испарения и абляции.

Существует несколько методов определения величины спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, основанных как на прямых, так и на косвенных измерениях.

К прямым измерениям относятся:

- измерения формы абляционного кратера (глубина и диаметр) в результате как однократного, так и многократного воздействия, проводимые с помощью контактной профилометрии [14], оптической [15], интерференционной [16] (в том числе спекл-интерферометрии), атомно-силовой [17] и сканирующей электронной [18] микроскопии, зондирования пучками высокоэнергетических квантов [19];

- измерения массового расхода по результатам взвешивания мишени до и после воздействия [20] или взвешивания вещества, осаждаемого из абляционного потока, с использованием кварцевых кристаллических весов [14];

- регистрация спеклов в пропущенном свете для прозрачных материалов [21] или изменение показателя преломления буферной среды вблизи поверхности мишени [22].

К косвенным относятся измерения интенсивности массовых [23] и атомно-эмиссионных [24] спектров, энергии ударно-волнового фронта акустическими [25] или теневыми [26] методами, механического импульса отдачи с применением датчиков силы [27] или давления [28], баллистических [29] или торсионных [30] маятников.

В таблице приведены инструментальная сложность и разрешающая способность некоторых методов исследования оптических, теплофизических и газодинамических характеристик светозрозионных процессов.

Таблица

Инструментальная сложность (1 — простой, 5 — наиболее сложный) и разрешающая способность методов экспериментального исследования оптических, теплофизических и газодинамических характеристик светозрозионных процессов

Регистрируемый параметр	Метод	Класс сложности	Разрешающая способность	Литература
Глубина светозрозионного кратера $h(x)$	Контактная профилометрия	1	$\Delta h \sim 10^{-9}$ м $\Delta x \sim 10^{-5}$ м	[14]
	Лучевое зондирование мишени	1, 2	$\Delta h/h \sim 10^{-6}$ $\Delta x \sim 10^{-5}$ м	[19]
	Атомно-силовая и электронная микроскопия	2	$\Delta h \sim 10^{-10}$ м $\Delta x \sim 10^{-9}$ м	[17, 18]
Динамика глубины светозрозионного кратера $h(x, t)$	Оптическая профилометрия (интерференционная микроскопия)	3, 4	$\Delta h \sim 10^{-9}$ м $\Delta x \sim 10^{-6}$ м $\Delta t \sim 10^{-13}$ с	[15, 16]
Массовый расход абляции m ; объем светозрозионного кратера V	Весы аналитические	1	$\Delta m \sim 10^{-8}$ кг	[20]
	Весы кристаллические	2	$\Delta m/m \sim 10^{-6}$	[14]
	Атомно-силовая и электронная микроскопия	2	$\Delta h \sim 10^{-10}$ м $\Delta x \sim 10^{-9}$ м	[17, 18]
Динамика объема светозрозионного кратера $V(t)$ и массового расхода абляции $m(t)$	Оптическая профилометрия (интерференционная микроскопия)	3, 4	$\Delta h \sim 10^{-9}$ м $\Delta x \sim 10^{-6}$ м $\Delta t \sim 10^{-13}$ с	[15, 16]

Большинство перечисленных методов не позволяет проводить измерения *insitu* с временным разрешением меньше характерного времени процессов. Осуществление прямых измерений, хотя и более физически обосновано, зачастую связано со значительными инструментальными и методическими трудностями. Кроме того, для анализа нередко берутся данные, полученные в результате нескольких последовательных воздействий, что не дает сведений о флуктуации глубины кратера (массового расхода) при аналогичных параметрах

воздействия и может приводить к занижению массового расхода вследствие обратной конденсации испаренного вещества на поверхности мишени (доля конденсации может достигать 25 % [31]), а также к искажению из-за различных эффектов накопления [32], связанными, например, с изменением оптических и теплофизических свойств поверхности и приповерхностной зоны мишени [33–37].

Порядок проведения эксперимента и интерпретации результатов. Подробное описание использованной экспериментальной установки приведено в [38]. Даже очень гладкие поверхности полимерных материалов отражают свет при нормальном падении преимущественно диффузно, поэтому традиционная схема интерференционной микроскопии Линника потребовала модификации. При исследовании полимеров необходимо, чтобы зондирующий луч отражался не от анализируемой поверхности, а от зеркальной подложки, на которой находится пленка исследуемого материала, прозрачная на длине волны зондирующего излучения. В качестве подложки использовались диэлектрические зеркала с узкой полосой отражения на длине волны зондирующего излучения, что позволяло избежать повреждения отражающего покрытия в зоне облучения греющим импульсом, длина волны которого отлична от зондирующего.

Как правило, в подобных экспериментах используются полимерные пленки, осажденные из растворов. Однако физические свойства таких пленок отличаются от физических свойств массивных образцов тех же материалов, изготавливаемых уже по другой технологии. Кроме того, получение пленок $(\text{CH}_2\text{O})_n$ и $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$, в силу их химических свойств, из растворов невозможно. Пленка, полученная из суспензии $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ Ф4-Д, слишком сильно рассеивает излучение и отличается по структуре и физическим свойствам от массивных образцов фторопласта. Все это вынудило авторов использовать в качестве пленок микротомные срезы массивных образцов полимеров, выполненные на ротационном микротоме (Cut 4055, Slee Mainz), толщина которых (5...7 мкм) контролировалась с помощью профилометра (170622, ЗАО «ХК «Инструментальные заводы»»).

Значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции определяют путем интерполяции экспериментальных данных о диаметре кратера на поверхности конденсированной мишени (рис. 1), полагая, что [39]

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

где r_x, r_y — радиусы кратера соответственно по большей и меньшей осям; r_0 — эквивалентный радиус пятна фокусировки; E — энергия лазерного импульса; θ — угол падения лазерного излучения на мишень.

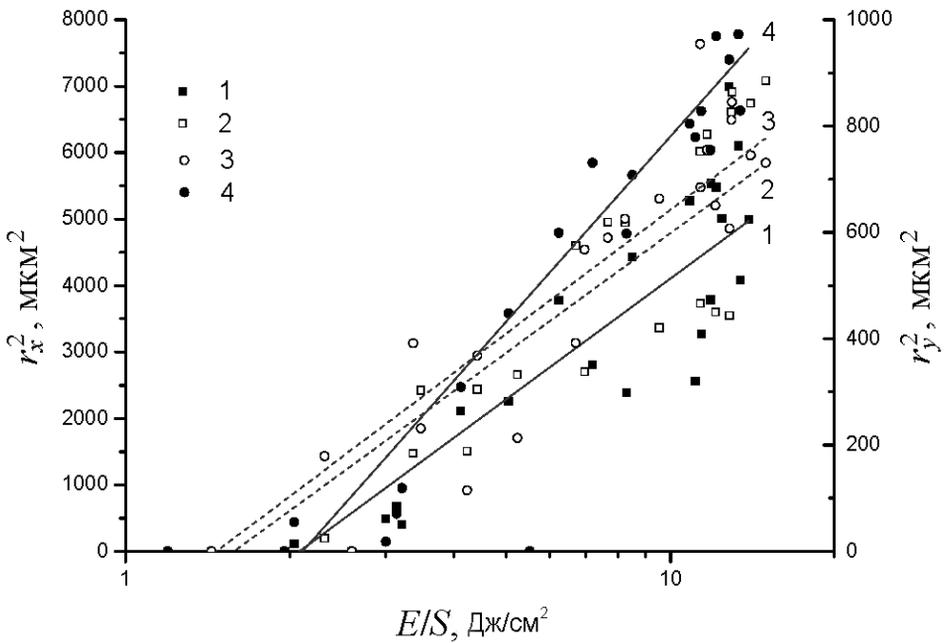


Рис. 1. Зависимость квадратичного диаметра кратера на поверхности $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени от плотности энергии излучения с длиной волны 400 нм при воздействии в атмосфере: 1 — r_x^2 , 4 — r_y^2 ; и в вакууме: 2 — r_x^2 , 3 — r_y^2 ; линии — результат логарифмической интерполяции данных

Данная методика определения спектрально-энергетических порогов абляции основана на предположении, что пространственная форма распределения интенсивности лазерного излучения по профилю пучка соответствует гауссовой. Отклонение формы лазерного импульса от гауссовой, приводит к росту инструментальной погрешности при определении порогового значения плотности энергии лазерного излучения. Значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, рассчитанные с использованием диаметров кратера по большей и меньшей осям, практически совпадают, но они заметно превышают пороговые значения лазерной абляции, полученные при интерполяции данных о максимальной глубине кратера в соответствии с законом Бугера—Ламберта—Бэра [40, 41]:

$$h = \frac{1}{\alpha_{\text{eff}}} \ln \left(\frac{E}{\pi r_0^2 W_a} \right), \quad (2)$$

где h — максимальная глубина кратера; α_{eff} — эффективный линейный коэффициент поглощения.

Необходимо учесть, что в случае отражения излучения непосредственно от поверхности мишени глубина кратера определяется по интерферограмме как

$$h = \frac{\Delta\varphi\lambda}{4\pi}, \quad (3)$$

где $\Delta\varphi$ — фазовый сдвиг; λ — длина волны зондирующего излучения.

При исследовании кратера на поверхности прозрачной пленки необходимо учитывать двукратное прохождение зондирующего излучения через пленку и разницу коэффициентов преломления материала мишени n_t и окружающей среды n_a на длине волны зондирующего излучения:

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

В то же время глубина кратера на облучаемой полимерной пленке, измеренная методами импульсной лазерной интерферометрии, может отличаться от фактической из-за изменения оптических характеристик (показателя преломления) слоя пленки, находящегося между дном кратера и зеркалом-подложкой.

Спектрально-энергетический порог лазерной абляции определяется по месту пересечения интерполяционной прямой (в полулогарифмических координатах), характеризующей размеры кратера, с осью абсцисс, на которой отложена либо плотность энергии, либо плотность мощности излучения (рис. 2). Таким образом, величина спектрально-энергетического порога будет получена с некоторой погрешностью, зависящей не только от погрешности регистрации размеров кратера, но и от эффективного линейного коэффициента поглощения: чем он меньше, тем меньше угол наклона интерполяционной прямой к оси абсцисс и выше абсолютная погрешность определения порогового значения (кроме того, сам пробой в среде носит вероятностный характер).

Для металлических мишеней (Mo, Ti, Cu, Zr, Nb) на интерферограммах, зарегистрированных через несколько наносекунд после лазерного воздействия, вокруг светозрозионного кратера наблюдается область расплава, обладающая высоким коэффициентом отражения, а на финальных интерферограммах — область рекристаллизовавшегося расплава (рис. 3). У полимерных материалов и оптических диэлектриков подобный эффект отсутствует. Используя данные о размерах области рекристаллизации расплава, аналогично порогу абляции, можно найти порог плавления конденсированного вещества мишени, который оказался в среднем в 3 раза меньше порога абляции для исследованных материалов (см. рис. 3).

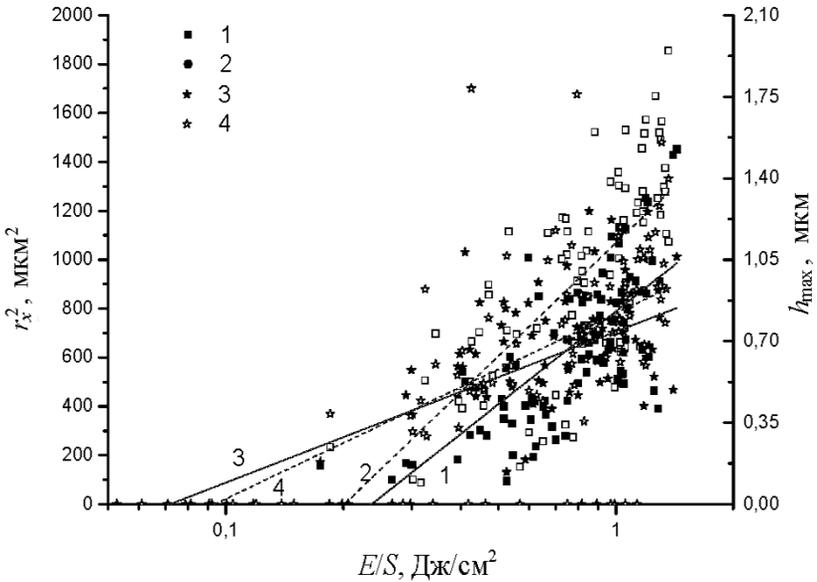


Рис. 2. Определение порога абляции при воздействии излучения с длиной волны 266 нм на $(C_2F_4)_n$ -пленку по диаметру (1, 2) и максимальной глубине кратера (3, 4) в атмосфере (1, 3) и вакууме (2, 4)

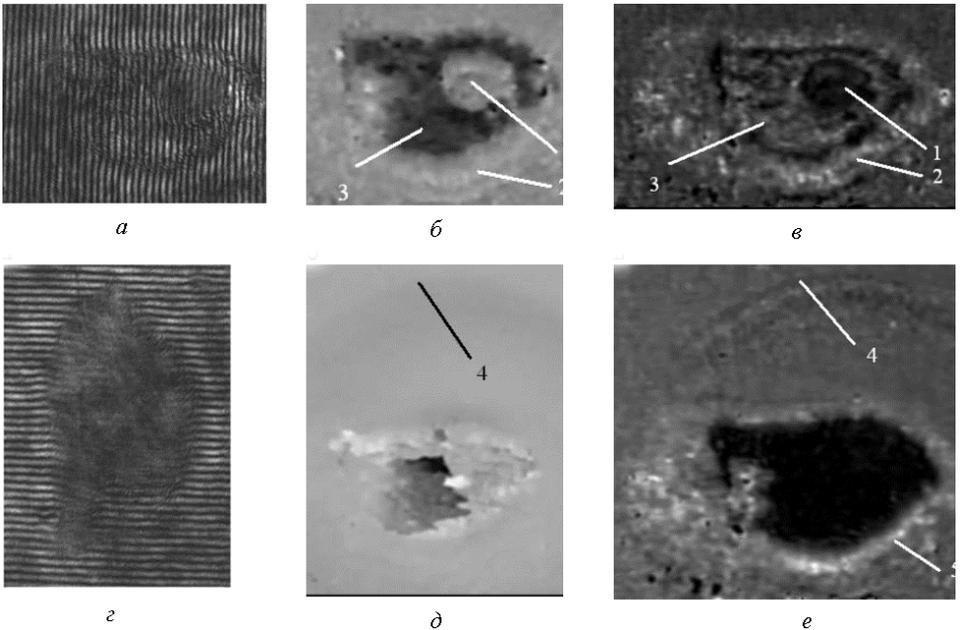


Рис. 3. Интерферограммы облучаемой поверхности Си-мишени (а, з), фазовые (б, д) и амплитудные (в, е) изменения отраженного волнового фронта зондирующего излучения (а-в зарегистрированы через $\Delta t \sim 1$ с после лазерного воздействия ($I_0 \sim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², $\lambda_1 \sim 800$ нм); з-е — через $\Delta t \sim 1,2 \cdot 10^{-8}$ с):

1 — повреждение напыленного слоя мишени до подложки; 2 — зона рекристаллизации расплава; 3 — светозернистый кратер; 4 — ударная волна, 5 — расплав

С удалением от центра пятна фокусировки профиль интенсивности лазерного излучения может отличаться от гауссова, поэтому для малых потоков возрастает погрешность определения зависимостей амплитудного и фазового сдвигов отраженного волнового фронта зондирующего излучения. Для того чтобы оценить отклонение профиля интенсивности излучения в пятне фокусировки от гауссова, был проведен ряд измерений профиля пучка с использованием ПЗС-профилографа (BP109-UV, Thorlabs): статистический разброс отклонений профиля интенсивности от гауссова составил $\sim \pm 3\%$.

Абсолютная погрешность использованного алгоритма восстановления фазового сдвига волнового фронта составляет $\Delta\psi \sim \pm\pi/100$ [16], таким образом погрешность определения глубины кратера $\Delta h \sim \pm\lambda/200$. Масштаб переноса изображения в плоскость ПЗС-камеры интерференционного микроскопа составляет $\sim \pm 0,8$ мкм/пиксель, т. е. абсолютная погрешность определения радиуса кратера $\Delta r \sim \pm 1,2$ мкм (при $r_0 \sim 20$ мкм относительная погрешность $\Delta r/r_0 \sim \pm 6\%$), что с учетом погрешности энергетической калибровки фотоэлектронного умножителя, предназначенного для контроля мощности нагревающего излучения, $\Delta E/E \sim 5\%$ дает погрешность определения величины спектрально-энергетических порогов лазерной абляции $\Delta W_a/W_a \sim \pm 17\%$. Абсолютная погрешность определения массового расхода, исходя из размеров светозероэрозийного кратера на облучаемой поверхности, составляет $\Delta m \sim \pm 10^{-14}$ кг.

Выводы. Впервые выполнено экспериментальное сравнение методов определения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции по данным о геометрических размерах светозероэрозийных кратеров (диаметра, глубины и объема).

Показано, что расхождение значений спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, полученных при одних и тех же экспериментальных данных разными способами, может оказаться существенным.

Показано, что интерферограммы поверхности могут быть использованы для определения порогов не только абляции, но и плавления.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госконтракты № 14.518.11.7009, 16.120.11.328-МК) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 11-08-00848, 13-08-01391).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Küper S., Brannon J. KrF-laser ablation of polyurethane. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 1993. vol. 57, no. 3, pp. 255–259.
- [2] Haglund R.F., Miller J.C. (eds.). *Laser Ablation and Desorption*. Vol. 30. London: Academic Press, 1998. 689 p.

- [3] Miller J.C., Haglund Jr R.F., (edS.). *Laser ablation mechanisms and applications*. Vol. 389. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1991, 360 p.
- [4] Johnson S., Bubb D., Haglund R. Phase explosion and recoil-induced ejection in resonant-infrared laser ablation of polystyrene. *Applied Physics A*. 2009, vol. 96, no. 3. pp. 627–635.
- [5] Pakhomov A.V., Thompson M.S., Gregory D.A. Laser-induced phase explosions in lead, tin and other elements: microsecond regime and UV-emission. *Journal of Physics D.*, 2003, vol. 36, no. 17. pp. 2067–2075.
- [6] Miotello A., Kelly R. Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature. *Applied Physics A*, 1999, vol. 69, no. 7. pp. S67–S73.
- [7] Hashida M., Semerok A.F., Gobert O., Petite G., Izawa Y., Wagner J.F. Ablation threshold dependence on pulse duration for copper. *Applied Surface Science*. 2002, vol. 197–198, pp. 862–867.
- [8] Кононенко Т.В., Конов В.И., Гарнов С.В., Данилеус Р., Пискаркас А., Тамошкакус Г., Даусингер Ф. Сравнительное исследование абляции материалов фемтосекундными и пико/наносекундными лазерными импульсами. *Квантовая электроника*, 1999, т. 28, № 8, с. 167–172.
- [9] Semerok A., Sallé B., Wagner J.-F., Petite G., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M. Microablation of pure metals: laser plasma and crater investigations. *Nonresonant Laser-Matter Interaction (NILMI-10)*. SPIE, 2001, pp. 153–164.
- [10] Pakhomov A.V., Lin J., Herren K.A. Effect of air pressure on propulsion with TEA CO₂ laser. *High-Power Laser Ablation V*. Taos, NM, USA, SPIE, 2004, pp. 1017–1027.
- [11] Rebollar E., Bounos G., Oujja M., Georgiou S., Castillejo M. Morphological and chemical modifications and plume ejection following UV laser ablation of doped polymers: Dependence on polymer molecular weight. *Applied Surface Science*, 2007, vol. 253, no. 19. pp. 7820–7825.
- [12] Gaspard S., Oujja M., Rebollar E., Walczak M., Diaz L., Santos M., Castillejo M. IR laser ablation of doped poly(methyl methacrylate). *Applied Surface Science*, 2007, vol. 253, no. 15, pp. 6442–6446.
- [13] Bonse J., Solis J., Urech L., Lippert T., Wokaun A. Femtosecond and nanosecond laser damage thresholds of doped and undoped triazenepolymer thin films. *Applied Surface Science*, 2007, vol. 253, no. 19. pp. 7787–7791.
- [14] Dumont T., Bischofberger R., Lippert T., Wokaun A. Gravimetric and profilometric measurements of the ablation rates of photosensitive polymers at different wavelengths. *Applied Surface Science*, 2005, vol. 247, no. 1–4. pp. 115–122.
- [15] Huang L., Yang Y., Wang Y., Zheng Z., Su W. Measurement of transit time for femtosecond-laser-driven shock wave through aluminium films by ultrafast microscopy. *Journal of Physics D*, 2009, vol. 42, no. 4, pp. 045502.
- [16] Ситников Д.С., Комаров П.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И. Фемтосекундная Фурье-интерферометрия неидеальной плазмы. *ЖТФ*, 2009, т. 79, № 4, с. 75–81.
- [17] Wefers L., Bosbach D., Rammensee W., Schollmeyer E. Determination of UV-laser induced surface structures by atomic force microscopy. *Applied Surface Science*, 1993, vol. 69, no. 1–4, pp. 418–423.
- [18] Hwang D.J., Misra N., Grigoropoulos C.P., Minor A.M., Mao S.S. In situ monitoring of laser cleaning by coupling a pulsed laser beam with a scanning

- electron microscope. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2008, vol. 91, no. 2, pp. 219–222.
- [19] Tallents G.J., Edwards M.H., Whittaker D.S., Mistry P., Pert G.J., Rus B., Mocek T., Kozlova M., Polan J., Praeg A., Stupka M., Homer P. X-ray lasers as probes to measure plasma ablation rates. *Soft X-Ray Lasers and Applications VII*. San Diego, CA, USA, SPIE, 2007, pp. 67020H-10.
- [20] Sinko J. Vaporization and shock wave dynamics for impulse generation in laser propulsion. Dis. Ph.D. Huntsville, 2008, 249 p.
- [21] Kautek W., Kruger J., Lenzner M., Sartania S., Spielmann C., Krausz F. Laser ablation of dielectrics with pulse durations between 20 fs and 3 ps. *Applied Physics Letters*, 1996, vol. 69, no. 21. pp. 3146–3148.
- [22] Mitra A., Thareja R.K. Determination of laser ablation threshold of Teflon at different harmonics of Nd:YAG laser using photothermal deflection technique. *Journal of Materials Science*, 1999. vol. 34, no. 3. pp. 615–619.
- [23] Torrisi L., Borrielli A., Margarone D. Study on the ablation threshold induced by pulsed lasers at different wavelengths. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007, vol. 255, no. 2. pp. 373–379.
- [24] Singh J.P., Thakur S.N. (eds.). *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*. Boston: Elsevier, 2007, 454 p.
- [25] Stauter C., Gerard P., Fontaine J. Shock wave generated during laser ablation. *High-Power Laser Ablation*. Santa Fe, NM, USA, SPIE, 1998, pp. 961–970.
- [26] Porneala C., Willis D.A. Time-resolved dynamics of nanosecond laser-induced phase explosion. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009, vol. 42, no. 15. pp. 155503.
- [27] Sinko J., Mukundarajan V., Porter S., Kodgis L., Kemp C., Lassiter J., Lin J., Pakhomov A.V. Time-resolved force and ICCD imaging study of TEA CO₂ laser ablation of ice and water. *High-Power Laser Ablation VI*. Taos, NM, USA, SPIE, 2006, p. 626131–12.
- [28] Giao M.A.P., Rodrigues N.A.S., Riva R., Schwab C. PVDF sensor in laser ablation experiments. *Review of Scientific Instruments*, 2004, vol. 75, no. 12, pp. 5213–5215.
- [29] Pakhomov A.V., Gregory D.A., Thompson M.S. Specific impulse and other characteristics of elementary propellants for ablative laser propulsion. *AIAA Journal*, 2002, vol. 40, no. 5, pp. 947–952.
- [30] Phipps C., Luke J., Funk D., Moore D., Glowonia J., Lippert T. Laser impulse coupling at 130 fs. *Applied Surface Science*, 2006, vol. 252, no. 13, pp. 4838–4844.
- [31] Morozov A.A. Thermal model of pulsed laser ablation: back flux contribution. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2004, vol. 79, no. 4, pp. 997–999.
- [32] Kirkwood S.E., van Popta A.C., Tsui Y.Y., Fedosejevs R. Single and multiple shot near-infrared femtosecond laser pulse ablation thresholds of copper. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2005, vol. 81, no. 4. pp. 729–735.
- [33] Bonse J., Wiggins S.M., Solis J., Sturm H., Urech L., Wokaun A., Lippert T. Incubation behaviour in triazenepolymer thin films upon near-infrared femtosecond laser pulse irradiation. *Journal of Physics: Conference Series*, 2007, vol. 59, pp. 105–111.

- [34] Hopp B., Smausz T., Kokavec J., Kresz N., Bor Z., Hild S., Marti O. Investigation of incubation in ArF excimer laser irradiated poly(methyl methacrylate) using pulsed force mode atomic force microscopy. *Journal of Applied Physics*, 2004, vol. 96, no. 10, pp. 5548–5551.
- [35] Graubner V.-M., Jordan R., Nuyken O., Lippert T., Hauer M., Schnyder B., Wokaun A. Incubation and ablation behavior of poly(dimethylsiloxane) for 266 nm irradiation. *Applied Surface Science*, 2002. vol. 197–198, pp. 786–790.
- [36] Blanchet G.B., Cotts P., Fincher J.C.R. Incubation: Subthreshold ablation of poly(methyl methacrylate) and the nature of the decomposition pathways. *Journal of Applied Physics*, 2000, vol. 88, no. 5, pp. 2975–2978.
- [37] Rosenfeld A., Lorenz M., Stoian R., Ashkenasi D. Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 1999, vol. 69, no. 1, pp. S373–S376.
- [38] Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. Телех В.Д., Хазиев Р.Р. Разработка методики комбинированной интерферометрии светоэрозийных газоплазменных потоков и комплексной автоматизированной обработки ее результатов. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 10. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/plasma/1037.html>
- [39] Mannion P., Magee J., Coyne E., O'Connor G.M. Ablation thresholds in ultrafast laser micromachining of common metals in air. *Opto-Ireland 2002: Optics and Photonics Technologies and Applications*. Galway, Ireland, SPIE, 2003, pp. 470–478.
- [40] Andrew J.E., Dyer P.E., Forster D., Key P.H. Direct etching of polymeric materials using a XeCl laser. *Applied Physics Letters*. 1983, vol. 43, no. 8, pp. 717–719.
- [41] Sinko J.E., Scharring S., Eckel H.-A., Röser H.-P., Sasoh A. Measurement Issues in Pulsed Laser Propulsion. *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*. Scottsdale, Arizona, 2009, AIP, 2010, pp. 125–136.

Статья поступила в редакцию 19.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. Определение спектрально-энергетических порогов лазерной абляции под действием ультракоротких лазерных импульсов в вакууме. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 10. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/plasma/1036.html>

Локтионов Егор Юрьевич — канд. техн. наук, заведующий лабораторией учебно-научного центра «Фотонная энергетика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области экспериментальных исследований радиационно-плазмодинамических и оптофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний с использованием новейших методов диагностики. Автор более 50 работ в данной области. e-mail: stpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Степанович — д-р физ.-мат. наук, профессор, заместитель научного руководителя Объединенного учебно-научного центра фотонной энергетике и фотонных технологий МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специалист в области физики и техники низкотемпературной плазмы, радиационной газоплазмодинамики и физической электроники. Автор более 400 научных работ, более 10 книг и 300 изобретений. e-mail: stpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Юрьевич — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований радиационно-плазмодинамических и оптоуплофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний. Автор более 100 работ в данной области. e-mail: stpe@bmstu.ru