

04:07

## Особенности развития оптического пробоя на наклонной алюминиевой мишени

© А.А. Ильин, И.Г. Нагорный, О.А. Букин, А.В. Буланов,  
К.А. Шмирко

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,  
Владивосток  
Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток  
Дальневосточный федеральный университет, Владивосток  
E-mail: ngrn@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 29 мая 2012 г.

Показано, что при наклонном падении лазерного излучения на мишень область пробоя воздуха и эрозионный факел разделены во времени и пространстве: плотность электронов выше в области пробоя воздуха, концентрация атомов алюминия — в эрозионном факеле. Определен механизм движения лазерной плазмы, проведена оценка времени формирования эрозионного факела с учетом механизма пленочного кипения.

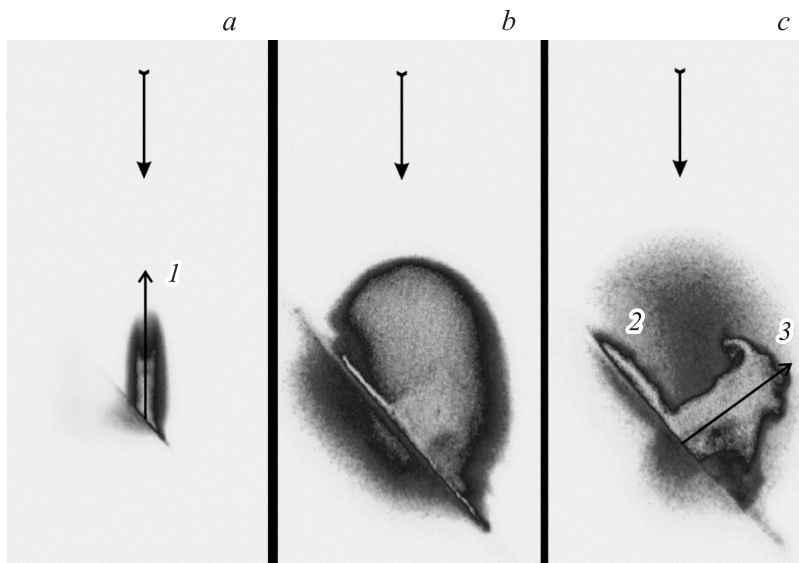
В настоящее время исследования оптического пробоя на поверхности твердотельных мишеней являются актуальными в связи с многочисленными прикладными задачами, среди которых стоит выделить создание ультратонких порошков и наночастиц [1], исследование опто-механических характеристик лазерной абляции [2], лазерные ракетные движители [3], лазерная искровая спектроскопия [4], микрообработка материалов [5] и др. Как правило, в таких исследованиях лазерное излучение направляется перпендикулярно поверхности мишени, при такой геометрии направления распространения плазмы пробоя окружающего газа и эрозионного факела совпадают. Однако в ряде приложений требуется разделение этих компонент, так как эрозионный факел большей частью состоит из частиц материала мишени, а плазма пробоя является интенсивным источником фонового излучения. В работах [1,4] использовалось наклонное падение лазерного излучения на мишень (угол между поверхностью мишени и направлением распространения лазерного излучения отличен от  $90^\circ$ ). В этом случае плазма пробоя

распространяется навстречу лазерному лучу, а эрозионный факел — преимущественно перпендикулярно поверхности мишени.

В данной работе исследуется оптический пробой на поверхности алюминиевой мишени в нормальной атмосфере. Плазма генерируется серией импульсов Nd : YAG-лазера ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\tau = 5 \text{ ns}$ ,  $E = 160 \text{ mJ}$ ,  $I = 8.3 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ ). Угол между направлением распространения лазерного излучения и плоскостью мишени составлял  $45^\circ$ . Регистрация оптического пробоя осуществлялась с применением оптического многоканального анализатора спектров, работавшего в режимах фоторегистратора и спектрографа, временное разрешение прибора  $3 \text{ ns}$ . В целом схема эксперимента аналогична работе [6]. В данной работе были получены серии снимков оптического пробоя при экспозиции  $10 \text{ ns}$ , с различным шагом временной задержки  $t$  относительно начала пробоя. Анализ полученных изображений позволил выделить следующие закономерности развития эрозионного факела и плазмы пробоя воздуха.

В момент действия лазерного импульса происходит пробой воздуха и плазма движется навстречу лазерному излучению (снимки плазмы пробоя воздуха представлены в работе [6]), характерный размер плазмы к окончанию лазерного импульса менее  $1 \text{ mm}$ . При  $t = 60 \text{ ns}$  плоский разлет сменяется сферическим и плазма имеет форму, близкую к полусфере, в которой слабо выделялась плазма пробоя воздуха. Эрозионный факел начинает формироваться при  $t = 100 \text{ ns}$ , а при  $t = 400 \text{ ns}$  проявляется ярко выраженный фронт абляции, движущийся перпендикулярно поверхности мишени (рис. 1). Отметим также наличие компоненты эрозионного факела, направленной вдоль поверхности мишени. В работе [7] высказано предположение, что данная компонента обусловлена потоком газа, направленного к поверхности. Таким образом, при наклонном падении лазерного излучения плазма пробоя воздуха и эрозионный факел разнесены не только во времени, но и в пространстве.

Максимальная скорость распространения плазмы пробоя воздуха  $139 \text{ km/s}$ . Определим режим движения плазмы пробоя, используя формулы из работ [8–10], для радиуса пятна фокусировки  $3.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  получаем, что нижняя граница скорости быстрой волны ионизации —  $110 \text{ km/s}$ , что превосходит скорости светодетонационной волны и радиационного механизма. Таким образом, плазма пробоя воздуха движется навстречу лазерному лучу в режиме быстрой волны ионизации, оценка температуры за фронтом ионизации, согласно [8–10], дает величину  $\approx 5 \text{ eV}$ . Наличие ярко выраженного эрозионного факела говорит о



**Рис. 1.** Снимки лазерной плазмы: *a* — 10 ns, *b* — 200 ns, *c* — 400 ns, время отсчитывается от начала пробоя, *1* — область пробоя воздуха, *2* — компонента эрозионного факела, направленная вдоль поверхности, *3* — эрозионный факел.

взрывном вскипании расплавленного алюминия. Данному процессу предшествует появление пузырьков в объеме перегретой жидкости. Если пузырек имеет радиус, превышающий критический, то он растет. Выходя на поверхность, близко расположенные пузырьки выбрасывают жидкость, заполняющую пространство между ними. Определим критический радиус пузырька, используя следующее соотношение [11]:

$$r_c = \frac{2\sigma}{p_{sat}(T_l) \exp\{v_l[p_l - p_{sat}(T_l)]/R_v T_l\} - p_l},$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $R_v$  — универсальная газовая постоянная,  $v_l$  — удельный объем жидкой фазы,  $T_l$  — температура перегретой жидкой фазы, которая находится в диапазоне  $0.6-0.7T_c < T_l < T_c$  (для оценок положим, что  $T_l = 0.8T_c$ , где  $T_c$  — критическая температура),  $p_{sat}(T_l)$  — давление насыщенного пара, определяемое по

уравнению Клаузиуса–Клайперона,  $p_l = 0.54p_{sat}(T_l)$  — давление перегретой жидкой фазы. Используя данные работ [12–14], получаем, что  $r_c \approx 0.1 \mu\text{m}$ . Время роста пузырька до размера  $r_c$  можно определить, используя соотношение [11]:

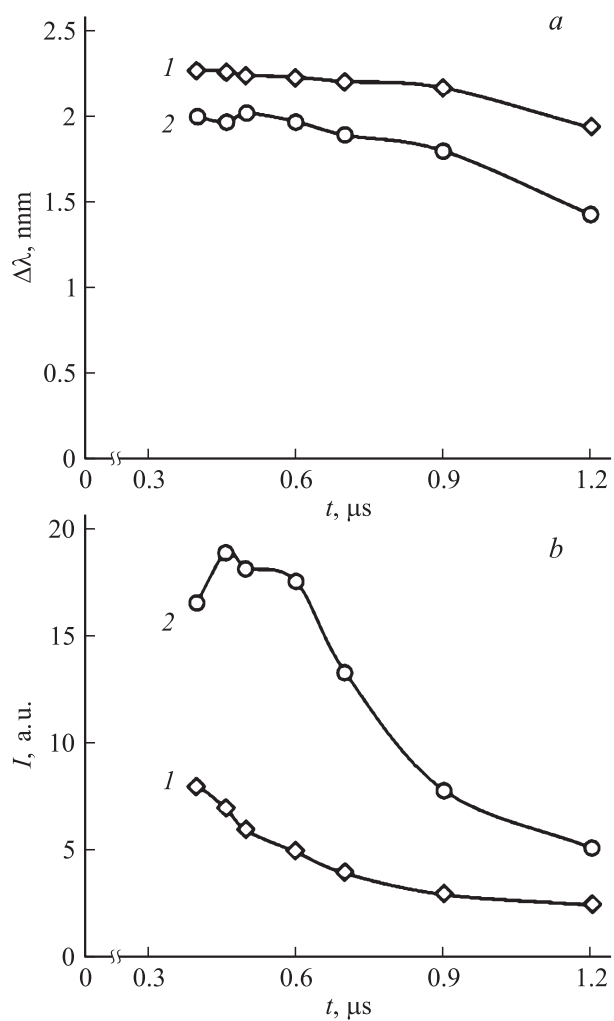
$$R(t) = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{[T_l - T_{sat}(p_l)] L_{ev} \rho_v}{T_{sat}(p_l) \rho_l t}} t,$$

где  $R(t)$  — радиус пузырька;  $T_{sat}(p_l)$  — температура пара, соответствующая давлению  $p_l$ ;  $L_{ev}$  — скрытая теплота испарения;  $\rho_l, \rho_v$  — плотности жидкости и пара соответственно;  $t$  — время. Таким образом, находим, что время роста пузырька до критического размера составляет величину 3.5 ns. Следовательно, согласно [11], режим взрывного вскипания должен наблюдаться в момент действия лазерного импульса, что противоречит экспериментальным данным. Однако данный результат объясняется следующим образом: в нашем случае наблюдается пленочное кипение алюминия [15]. Пузырьки пара образуют в объеме расплава сплошной паровой слой, отделенный от внешней атмосферы тонким слоем жидкой фазы. По мере удаления фронта ударной волны от центра давление на поверхности мишени резко падает, вызывая перегрев большого объема расплава, лавинообразный рост числа пузырьков, что и приводит к появлению эрозионного факела [15].

Оценить время появления эрозионного факела можно, сравнивая давления насыщенного пара и давления в центре сферического взрыва. Давление насыщенного пара рассчитаем по уравнению Клаузиуса–Клайперона при  $T_l = 0.8T_c$ , давление в центре сферического взрыва определим по формуле [16]:

$$p = k_2 \rho_1 \left( \frac{2E}{\rho_1} \right)^{2/5} t^{6/5}, \quad k_2 = \frac{0.32 (\gamma + 1)^{\frac{\gamma+1}{3\gamma-1}}}{2^{6/5} \gamma^{\frac{4\gamma}{3\gamma-1}}} \left( \frac{2\gamma + 1}{7 - \gamma} \right)^{\frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{5(2-\gamma)(3\gamma-1)}},$$

где  $\rho_1 = 1.29 \text{ g/cm}^3$ ,  $\gamma = 5/3$ ,  $E$  — энергия лазерного импульса,  $t$  — время. В итоге при  $t \geq 90 \text{ ns}$  давление насыщенного пара превышает давление в центре сферического взрыва, что и приводит к появлению эрозионного факела; данная величина согласуется с экспериментальным значением  $t = 100 \text{ ns}$ . Начиная с  $t = 400 \text{ ns}$ , скорость движения эрозионного факела начинает интенсивно снижаться, фронт искажается, появляются завихрения, обусловленные распространением вещества



**Рис. 2.** Зависимость полуширины (а) и интенсивности (б) линии Al 396.1 nm от времени: 1 — область пробоя воздуха, 2 — эрозионный факел.

факела в направлении, перпендикулярном первоначальному выбросу. Отметим, что вещество эрозионного факела практически не проникает в область  $I$ , исключая малый язычок возле фронта, при этом в противоположном направлении наблюдается интенсивное проникновение. Данное поведение, скорее всего, связано с радиальным движением вещества от области пробоя воздуха и потоком газа, направленного к поверхности мишени. Интенсивное торможение эрозионного факела при данной задержке и искажение фронта объясняются столкновением эрозионного факела с контактной поверхностью, отделяющей пары алюминия от слоя сжатого воздуха за фронтом ударной волны. Расстояние, пройденное контактной поверхностью, определяется следующим соотношением [7]:

$$r_{cf}(t) = r(t) \frac{2}{\gamma + 1} \left( \frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2(1-\gamma)}{5(1+\gamma)}},$$

где  $r(t)$  — расстояние, проходимое фронтом ударной волны (формула для расчета приведена в работе [16]),  $t_0$  — время перехода от плоского к сферическому разлету. В итоге получаем  $r_{cf}(400) = 1.25 \text{ mm}$ , что практически совпадает с положением фронта абляции  $r_{ab} = 1.22 \text{ mm}$ .

На рис. 2 показано изменение со временем полуширины и интенсивности линии АП 396.1 nm. В работах [17,18] показано, что штарковский механизм уширения линий является основным для данных условий возбуждения плазмы, при этом электронная плотность прямо пропорциональна штарковскому уширению. Следовательно, исходя из данных рис. 2, *a*, можно прийти к заключению, что плотность электронов в области пробоя выше, чем в эрозионном факеле. Аналогично, сравнивая интенсивности линии на рис. 2, *b*, приходим к выводу, что плотность атомов алюминия в эрозионном факеле выше, чем в области пробоя воздуха (интенсивность линии прямо пропорциональна числу частиц).

Таким образом, полученные результаты показывают перспективность использования наклонного падения излучения для задач лазерной искровой спектроскопии. Область с высокой концентрацией вещества мишени отделена от области пробоя воздуха с высокой температурой и степень ионизации, что позволяет повысить контраст эмиссионных линий.

Работа выполнена на оборудовании, уникальных стендах и установках Центра коллективного пользования „Лазерные методы исследова-

ния конденсированных сред, биологических объектов и мониторинга окружающей среды“ при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

## Список литературы

- [1] *Gnedovets A.G., Gusarov A.V., Smurov I., Flamant G.* // Appl. Surface Sc. 1997. V. 109/110. P. 74–79.
- [2] *Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 13. С. 8–15.
- [3] *Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Шулепов М.А., Любченко Ф.Н., Феденев А.В.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 38. № 3. С. 53–59.
- [4] *Multari R.A., Foster L.E., Cremers D.A., Ferris M.J.* // Appl. Spectrosc. 1996. V. 50. P. 1483–1499.
- [5] *Блонский И.В., Даныко А.Я., Кадан В.Н., Орешко Е.В., Пузиков В.М.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 3. С. 74–80.
- [6] *Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Нагорный И.Г., Павлов А.Н., Буланов А.В.* // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 6. С. 553–556.
- [7] *Schittenhelm H., Callies G., Berger P., Hugel H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 1564–1575.
- [8] *Ильин А.А., Букин О.А., Нагорный И.Г.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 14. С. 60–64.
- [9] *Пуин А.А., Nagorny I.G., Bukin O.A.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 171 501.
- [10] *Ильин А.А., Букин О.А., Буланов А.В.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 6. С. 20–23.
- [11] *Li Q., Mao S.S., Mao X., Russo R.E.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 083 301.
- [12] *Mele A., Guidoni A.G., Kelly R., Flamini C., Orlando S.* // Appl. Surface Sc. 1997. V. 109/110. P. 584–590.
- [13] *Roach S.J., Henein H.* // Metallurgical and Materials Transactions B. 2005. V. 36 B. P. 667–676.
- [14] *Povarnitsyn M.T., Khishchenko K.V., Levashov P.R.* // Appl. Surface Sc. 2009. V. 255. P. 5120–5124.
- [15] *Bulgakova N.M., Bulgakov A.V.* // Appl. Phys. A. 2001. V. 73. P. 199–208.
- [16] *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
- [17] *Букин О.А., Базаров И.В., Бодин Н.В., Ильин А.А., Царев В.И., Майор А.Ю., Большакова Е.Н.* // ЖПС. 2000. Т. 67. № 2. С. 234–237.
- [18] *Букин О.А., Базаров И.В., Майор А.Ю., Бодин Н.С., Ильин А.А., Царев В.И., Киселев В.Д.* // Изв. вузов. Физика. 2001. № 1. С. 24–28.