

04;09;13

Оптический пробой на поверхности мишени при одновременном воздействии лазерными импульсами с длиной волны 248 и 532 nm

© А.А. Ильин, И.Г. Нагорный, О.А. Букин

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
Дальневосточный федеральный университет, Владивосток
E-mail: ngrn@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 20 марта 2013 г.

Зарегистрировано, что при оптическом пробое двумя импульсами предварительная ионизация поверхности мишени лазерным импульсом с длиной волны 248 nm позволяет понизить энергию основного импульса с длиной волны 532 nm до двух раз. Показано, что импульс с меньшей длиной волны может выступать в роли управляющего для задания времени начала пробоя и координат оптического пробоя.

Взаимодействие мощного УФ-излучения с конденсированными средами активно исследуется в настоящее время. К многочисленным прикладным задачам, в которых используются УФ-лазеры, относятся лазерно-плазменное напыление [1], исследование механизмов лазерной абляции [2–5], лазерная искровая спектроскопия [6,7], оптический пробой [8] и др. Преимущества УФ лазерного излучения в вышеупомянутых задачах заключаются в более низкой температуре образующейся плазмы, большей аблируемой массе, низких пределах обнаружения и др. [9,10]. Но в задачах спектрального анализа элементов с относительно большими концентрациями предпочтительно использовать ИК лазерное излучение [10] в силу большей однородности плазмы. Данный эффект обусловлен наличием волн поглощения лазерного излучения [11–13].

В данной работе исследовано влияние предварительной ионизации поверхности мишени импульсом KrF-лазера (Lambda Physik LPX-210i) с длиной волны 248 nm на характеристики оптического пробоя импульсов Nd:YAG-лазера (Quantel Brilliant) с длиной волны 532 nm. Схема экспе-

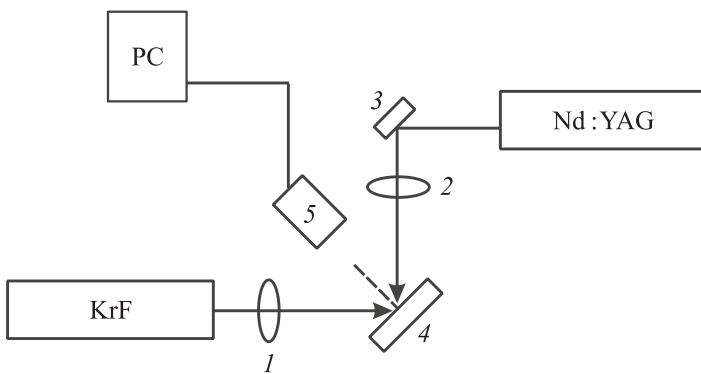


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 — собирающие линзы, 3 — поворотное зеркало, 4 — мишень, 5 — оптический многоканальный анализатор спектров.

риментальной установки представлена на рис. 1. Импульс KrF-лазера длительностью 20 ns фокусируется линзой 1 на мишень 4; импульс Nd:YAG-лазера длительностью 5 ns и с задержкой 10 ns относительно первого импульса фокусируется линзой 2 на поверхности мишени 4; изображение плазмы на поверхности мишени регистрировалось ICCD-камерой (PCO Imaging DicamPro) 5.

Согласно данным работ [4,5], величина порога образования плазмы при воздействии импульса KrF-лазера длительностью 25–30 ns составляет величину $I \sim (5-10) \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$.

Первоначально были определены пороги образования плазмы при воздействии на мишень каждого лазерного импульса в отдельности. Превышение порога плазмообразования определялось по наличию свечения плазмы. При наших условиях фокусировки порог образования плазмы на алюминиевой мишени при облучении KrF-лазером составил 55 mJ, поэтому в дальнейшем мишень облучалась импульсами с энергией 50 mJ, что соответствовало значению плотности мощности $7 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$. При такой плотности мощности импульсов KrF-лазера не регистрировалось излучение плазмы. Для импульса Nd:YAG-лазера порог пробоя составил $8.16 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ с ошибкой $0.39 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ (рис. 2, а).

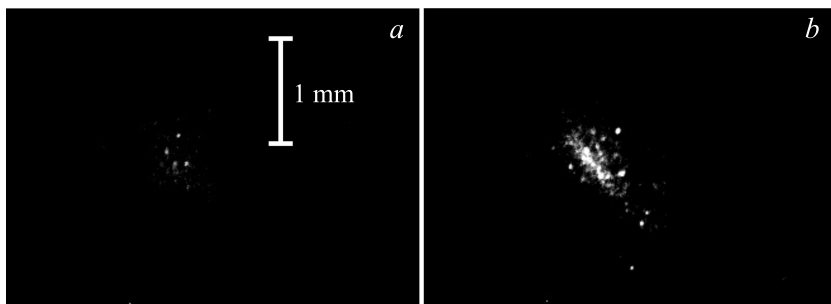


Рис. 2. Оптический пробой на поверхности алюминиевой пластины: *a* — возбуждение импульсом Nd:YAG-лазера вблизи порога пробоя $8.16 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$, *b* — пробой двумя импульсами, энергия импульса Nd:YAG-лазера — $5.1 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ (уменьшена в 1.6 раза относительно порога пробоя), энергия KrF-лазера — $7 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$.

При одновременном воздействии на мишень двух лазерных импульсов с плотностями мощности меньше пороговых наблюдается оптический пробой (рис. 2, *b*).

Для определения значения пороговых интенсивностей лазерных импульсов при двухимпульсном возбуждении была проведена серия экспериментов, в которой энергия в импульсе KrF-лазера оставалась неизменной, а энергия в импульсе Nd:YAG-лазера менялась с использованием набора поглощающих светофильтров, что дало набор фиксированных значений энергии лазерного импульса. Величина энергии импульса после прохождения светофильтров оставалась стабильной, погрешность не превышала 5%. Чтобы исключить „эффекты памяти“ мишени о предыдущих событиях оптического пробоя, шлифованная поверхность мишени смещалась после каждого выстрела. Величина интенсивности лазерного излучения, при которой достоверно наблюдался пробой, составила $4.07 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$, при интенсивности $3.26 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ пробой не наблюдался.

В работах [13,14] моделировались процессы пробоя в алюминиевом паре при действии лазерного излучения в диапазоне длин волн $0.1\text{--}1 \mu\text{m}$. Авторами показано, что при оптическом пробое алюминиевого пара УФ-излучением основную роль играют процессы фотовозбуждения и фотоионизации. При пробое излучением KrF-

лазера интенсивностью $\sim 10^8 \text{ W/cm}^2$ населенность возбужденных уровней изменяется от 10^{10} cm^{-3} до 10^{17} , а плотность электронов от $3 \cdot 10^{14}$ до $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. В работах [13,14] рассматриваются возбужденные уровни $4s, 3d, 4p, 5p, 5s$ и $4d$ (в базе данных ASD (<http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>) уровню $4d$ соответствует уровень $3s^2(^1S)nd$). Отметим, что в структуре атомных уровней Al присутствует запрещенный переход $3s^23p^2P-3s^25p^2P$, совпадающий с энергией лазерного кванта. Импульс Nd : YAG-лазера следовал позже импульса Krf-лазера, временной интервал между максимумами импульсов составил 10 ns. При таком совместном действии излучений с длинами волн 248 и 532 nm заселение возбужденных уровней происходит под действием импульса Krf-лазера, затем происходит фотоионизация с возбужденных уровней под действием Nd : YAG- лазера.

Действительно, рассмотрим 8 первых возбужденных уровней в атоме алюминия, с которых возможна ионизация квантами с энергией 2.33 eV. Для оценок положим населенность уровней $N_{Al} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, что близко к пороговому значению для развития пробоя [13,14]. Следовательно, плотность электронов N_e , образующихся в результате фотоионизации с возбужденных уровней, можно оценить из соотношения [15–17]:

$$N_e = \sum \frac{\sigma_i^k}{\nu^{2k-1}(k-1)!h^k} I^k N_{Al} \tau,$$

где σ_i — сечение фотоионизации уровня, $k = 1, \nu$ — частота лазерного излучения, h — постоянная Планка, $I = 4 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ — интенсивность излучения 2-й гармоники Nd : YAD-лазера, τ — длительность лазерного импульса. Сечения фотоионизации рассчитывались согласно соотношениям, приведенным в работе [18]. Результаты расчета сечений представлены в таблице (учитывалось также уширение уровня $3s^24s$ при действии лазерного излучения).

Таким образом, получаем $N_e = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, что близко к пороговой плотности ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) электронов для развития пробоя из работ [13,14]. Отметим, что рост концентрации электронов также возможен за счет процессов резонансного возбуждения уровней $3s^25d, 3s^27s$ из первого возбужденного уровня $3s^24s$. Энергии данных уровней близки к порогу ионизации алюминия, ионизация в данном случае происходит за счет ударных процессов.

Результаты расчета сечений фотоионизации с возбужденных уровней Al

Уровень	Сечение, Мбарн
$3s^2 4s$	3.2
$3s^2 3d$	27.8
$3s^2 4p$	11
$3s^2 5s$	0.63
$3s^2 5p$	2.6
$3s^2 6s$	0.29
$3s^2 ({}^1S)nd$	3.4
$3s^2 4f$	1.7

Представленные результаты показывают возможность снижения пороговой интенсивности лазерного излучения при абляции твердотельных мишеней, а также возможность управления параметрами оптического пробоя путем включения лазерного излучения с определенной длиной волны для фотоионизации возбужденных уровней.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 14.А18.21.128), Научного фонда ДВФУ (проект 12-02-13007-м-15) и РФФИ № 12-02-31714.

Список литературы

- [1] *Wu T., Rao Z., Wang S.* // J. Physics: Conference Series. 2011. V. 276. N 01203. P. 1–8.
- [2] *Мажукин В.И., Носов В.В.* // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 5. С. 454–466.
- [3] *Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 13. С. 8–15.
- [4] *Schittenhelm H., Vallies G., Berger P., Hugel H.* // Appl. Surf. Science. 1998. N 127–129. P. 922–927.
- [5] *Schittenhelm H., Callies, Berger G.P., Hugel H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 1564–1575.
- [6] *Bogaerts A., Chen Z.* // Spectrochimica Acta. Pt B. 2005. V. 60. P. 1280–1307.
- [7] *El-Rabii H., Victorov S.B., Yalin A.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 075 203.
- [8] *Thiyagarajan M., Scharer J.E.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. N 5. P. 2512–2521.

- [9] *Mazukin V.I., Nosov V.V., Smurov I.Yu.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. P. 607.
- [10] *Ma Q., Motto-Ros V., Laye F., Yu J., Lei W., Bai X., Zheng L., Zeng H.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 053 301.
- [11] *Пуин А.А., Нагорный И.Г., Викин О.А.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 171 501.
- [12] *Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Нагорный И.Г., Павлов А.Н., Буланов А.В.* // Квант. электрон. 2006. Т. 36. С. 553–556.
- [13] *Ильин А.А., Нагорный И.Г., Букин О.А., Буланов А.В., Шмирко К.А.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 21. С. 34–40.
- [14] *Мажукин В.И., Носов В.В., Никифоров М.Г., Смуров И.Ю.* // Математическое моделирование. 2002. Т. 14. В. 4. С. 3–20.
- [15] *Мажукин В.И., Мажукин М.В., Бергер П.* // Математическое моделирование. 2005. Т. 17. В. 12. С. 27–29.
- [16] *Gatal Y.E.E-D., Omar M.M.* // Radiation Physics and Chemistry. 2001. V. 62. P. 361–370.
- [17] *Morgan C.G.* // Rep. Prog. Phys. 1975. V. 38. P. 621–665.
- [18] *Burgess A., Seaton M.J.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1960. V. 120. P. 9–151.