

РОЛЬ ПРОТЯЖЕННОГО ФИЛАМЕНТАЦИОННОГО ФОКУСА ПРИ АБЛЯЦИИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ В ВОДНОЙ СРЕДЕ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*Н. А. Смирнов**, *С. И. Кудряшов*, *А. А. Ионин*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 2022 г.,
после переработки 17 марта 2022 г.
Принята к публикации 23 марта 2022 г.

Проводилась лазерная абляция кремниевой мишени в дистиллированной воде одиночными фемто-пикосекундными импульсами при фокусировке объективом с числовой апертурой $NA = 0.25$ в зависимости от положения фокуса относительно поверхности мишени. Представлена визуализация плазменного канала в воде для используемой числовой апертуры. Проведена характеристика абляционного рельефа поверхности с помощью сканирующей электронной и зондовой микроскопии. Получены и проанализированы значения максимальных глубин и объемов кратеров в зависимости от положения линейного и протяженного нелинейного фокуса.

DOI: 10.31857/S0044451022070000

EDN: EDFOAB

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные ультракороткие импульсы (УКИ) получили распространение при обработке поверхности широкого круга материалов, таких как металлы [1, 2], полупроводники [3–5], диэлектрики [5–7], полимеры [8]. К основным преимуществам лазерных УКИ можно отнести уменьшение зоны теплового воздействия, уменьшение загрязнения поверхности [9, 10], возможность получения субволновых поверхностных структур с периодом, значительно меньшим длины волны возбуждающего лазерного излучения, $\Lambda < \lambda_{laser}/2$ [11, 12].

В связи с тем, что пиковые мощности лазерного излучения достигают высоких значений (петаватт), при распространении УКИ в прозрачной среде могут проявляться нелинейные эффекты, такие как самофокусировка, филаментация, пробой плазмы. Рассмотрим более подробно явление самофоку-

сировки, которое является пороговым эффектом и рассчитывается для гауссова пучка по формуле

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2},$$

где n_0 — линейный коэффициент преломления, n_2 — коэффициент керровской (кубической) нелинейности среды. Как видно из данной формулы, критическая мощность зависит как от параметров лазерного излучения (длина волны), так и от среды, в которой происходит распространение лазерного излучения. Для того чтобы избежать филаментации, можно уменьшить длительность лазерного импульса, понизив тем самым пиковую мощность излучения до значений ниже критической мощности самофокусировки P_{cr} . При превышении критической мощности более чем в десять раз может возникать множественная филаментация — филаменты образуются и исчезают случайным образом как в продольном, так и в поперечном направлении. Для воды порог самофокусировки значительно ниже чем для воздушной среды: при длине волны лазерного излучения 1030 нм он равен 2–6 МВт для воды и 2–5 ГВт для воздуха [13–15]. При этом вода получила широкое распространение в качестве буферной среды при лазерной генерации коллоидных растворов [16–19]. Кроме того, при воздействии лазерных УКИ в водной среде получают модификацию по-

* E-mail: cna1992@mail.ru

верхности с улучшенными трибологическими и химическими свойствами по сравнению с модификацией на воздухе [20, 21].

В ряде работ продемонстрирована ключевая роль самофокусировки и филаментации при выносе вещества с поверхности материала в процессе микрообработки поверхности в водной среде [22–26]. При этом в данных работах абляция возникала в области геометрического (линейного) фокуса и не учитывалось смещение нелинейного лазерного фокуса, которое зависит от приложенной пиковой мощности [13]. Ранее в работах [27, 28] исследовалась эффективность абляции (вынос массы и оптическая плотность коллоидных растворов наночастиц) при многоимпульсной обработке фемтосекундными лазерными импульсами (120 фс) в зависимости от положения геометрического фокуса (использовались длиннофокусные линзы $NA < 0.03$) относительно поверхности мишени. Было показано, что наибольшая эффективность достигается при фокусировке несколько выше поверхности. Данный факт авторы связывали с возникновением нелинейного фокуса вследствие самофокусировки в воде. При этом в данных работах не проводилось сравнение с дофиламентационным режимом ($P < P_{cr}$). Также в литературе отсутствуют аналогичные эксперименты для жесткой фокусировки лазерного излучения ($NA \geq 0.2$), когда пространственные характеристики и плотность плазмы в плазменном канале значительно меняются [11, 29, 30].

В данной работе проводилась абляция кремниевой мишени для длительностей импульса 0.3 и 10 пс в водной среде в зависимости от положения фокуса для объектива $NA = 0.25$. Наличие и смещение фокуса лазерного излучения продемонстрированы с помощью визуализации плазменного канала в жидкости при разных значениях пиковой мощности излучения. Абляционный рельеф поверхности проведен с помощью сканирующего электронного микроскопа. Были получены значения максимальной глубины и объема кратера в зависимости от положения геометрического фокуса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В данном эксперименте проводилась одноимпульсная абляция свежих участков полированной пластины монокристаллического нелегированного кремния (ориентация [110]) толщиной 375 мкм с естественным оксидным слоем 2–3 нм. Абляция происходила в дистиллированной воде, слой жидкос-

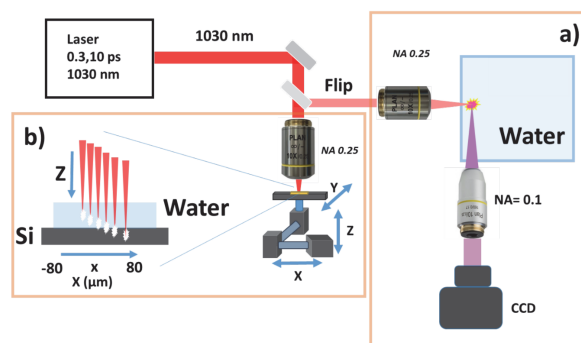


Рис. 1. Схема эксперимента: *a* — абляция мишени при сканировании через весь образец; *b* — визуализация плазменного канала в дистиллированной воде

ти над поверхностью мишени составлял примерно 1 мм. В качестве источника лазерного излучения в работе был использован волоконный лазер Satsuma (Amplitude Systemes) с активной средой на ионах Yb^{3+} (длина волны основной гармоники 1030 нм, ширина спектра на полувысоте 7 нм, частота следования импульсов 1 Гц–500 кГц). Длительность лазерных УКИ изменялась с помощью выходного компрессора и составляла 0.3 и 10 пс. Длительность лазерных УКИ измерялась с помощью сканирующего интерференционного автокоррелятора AA-20DD (Авеста-проект, диапазон 0.01–30 пс). Энергия УКИ в моде TEM_{00} плавно менялась с помощью тонкопленочного отражательного ослабителя. Лазерное излучение первой гармоники фокусировалось на поверхности образца через объектив $NA = 0.25$ в пятно (по уровню интенсивности $1/e$) радиусом около 2.5 мкм. Образец перемещался с помощью моторизованной трехкоординатной платформы с минимальным шагом 1 мкм. Визуализация топологии поверхности осуществлялась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Tescan VEGA. Топология поверхности абляционного рельефа была получена на сканирующем атомно-силовом микроскопе (АСМ) с разрешением сканирования 120 нм.

Визуализация плазменного канала проводилась для фемтосекундного лазерного излучения с длительностью импульса 0.3 пс и длиной волны 1030 нм. Схема эксперимента представлена на рис. 1*a*. Лазерное излучение первой гармоники фемтосекундного волоконного лазера фокусировалось в воде через объектив с числовой апертурой $NA = 0.25$. В перпендикулярной (боковой) геометрии визуализировался плазменный канал через объектив с числовой апертурой $NA = 0.1$ на цветную CCD-камеру.

Абляция мишени проводилась для первой гармоники лазерного излучения в режиме сканирования

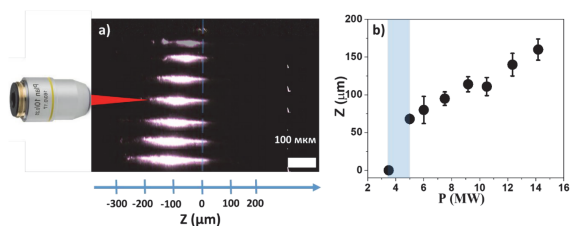


Рис. 2. а) Снимки плазменных каналов от пиковой мощности в лазерном импульсе. б) Смещение центра плазменного канала от пиковой мощности в импульсе (выделенная область (3.8–5 МВт) соответствует началу смещения филамента)

образца одновременно по двум координатам x и z со скоростью соответственно 25 мкм/с и 12.5 мкм/с (рис. 1б). Частота следования лазерных импульсов составляла 1 Гц. В эксперименте использовались импульсы длительностью 0.3 пс с мощностью, соответствующей филаментационному режиму ($P \geq P_{cr}$), и 10 пс с $P < P_{cr}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для подтверждения возникновения филаментации визуализировалась продольная структура плазменного канала в зависимости от приложенной пиковой мощности в лазерном импульсе. На рис. 2а представлены изображения структуры плазменного канала для разных пиковых мощностей. Частота следования лазерных импульсов в эксперименте составляла 10 кГц, выбор которой связан с тем, что при меньшей частоте чувствительности камеры не хватает, чтобы детектировать свечение плазменного канала. Штриховой линией показано положение линейного фокуса. При увеличении энергии в лазерном импульсе мы наблюдаем смещение плазменного канала в сторону фокусирующей оптики. Данная несимметричность плазменного канала говорит о возникновении самофокусировки и результирующей филаментации. На рис. 2б показано смещение центра плазменного канала в зависимости от пиковой мощности в лазерном импульсе. Начало резкого смещения происходит в районе 2–5 МВт.

Начало движения можно интерпретировать как превышение над критической мощностью самофокусировки. Движение начинается в области 3.8–5 МВт. Полученные результаты хорошо согласуются с литературными значениями критической мощности для воды ($P_{cr} \approx 2\text{--}5$ МВт для данной

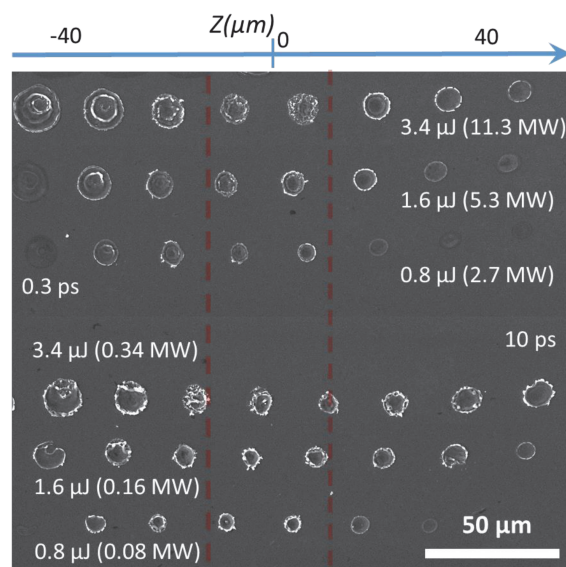


Рис. 3. СЭМ-снимки абляционного рельефа на поверхности мишени кремния для разных положений геометрического фокуса относительно поверхности мишени

длины волны). Длина плазменного канала в нашем эксперименте составляет 50–350 мкм в зависимости от энергии в лазерном импульсе.

На рис. 3 представлены снимки абляционного рельефа на поверхности мишени кремния в зависимости от положения фокуса. Эксперименты проводились при энергиях 0.8, 1.6, 3.4 мкДж и длительностях импульса 0.3 и 10 пс. Штриховыми линиями отмечены две длины Рэлея для данной фокусировки, равные приблизительно 50 мкм. Отрицательные значения, отложенные сверху рисунка, соответствуют положению геометрического фокуса над поверхностью мишени; положительные значения соответствуют случаю, когда фокус находится ниже поверхности мишени. Все полученные кратеры имеют округлую форму. При этом для абляции при длительности лазерного импульса 0.3 пс и фокусировке выше поверхности мишени наблюдаются точечная структура внутри кратера и внешняя кольцевая структура, которая больше себя проявляет при большей энергии лазерных импульсов. Данная морфология кратеров может быть связана с возникновением филаментации и конической эмиссии [31].

Рассмотрим глубины и объемы полученных кратеров в зависимости от положения геометрического фокуса (рис. 4). Пиковая мощность используемых импульсов длительности 10 пс составляет 0.08–0.34 МВт, что значительно меньше, чем мощность самофокусировки в жидкости ($P_{cr} = 2\text{--}5$ МВт

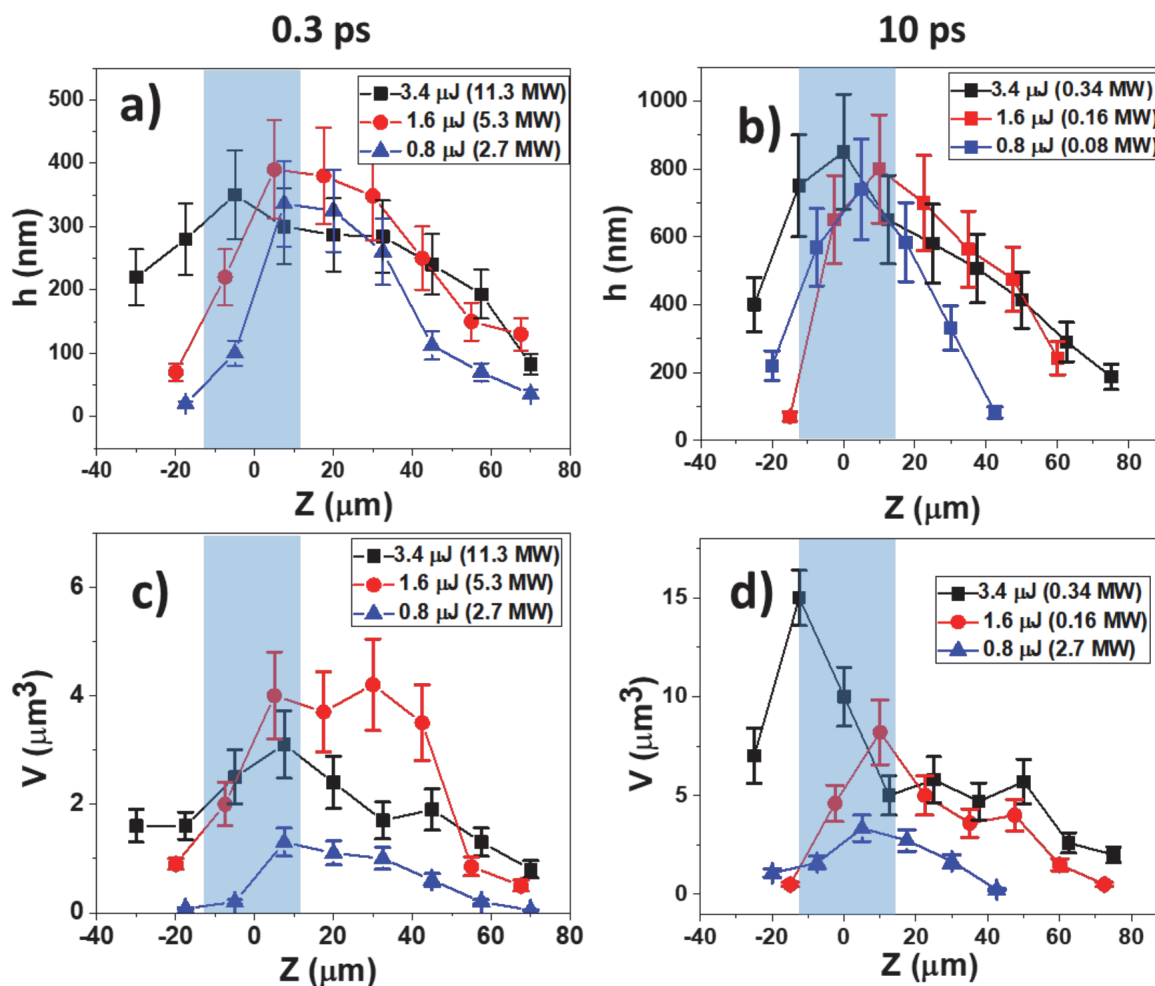


Рис. 4. (В цвете онлайн) Глубины и объемы кратеров в случаях длительности импульса 0.3 пс (а, в) и 10 пс (б, г)

для длины волны 1030 нм). В связи с этим подразумевается лишь геометрический фокус, положение которого не меняется от мощности в выбранном диапазоне. На рис. 4 геометрический фокус по оси абсцисс находится в нулевой точке (отмечен синей областью). Наблюдается симметричное убывание глубины кратера, что связано с уменьшением пиковой мощности в фокальном пятне; максимум находится в области геометрического фокуса.

Объемы кратеров при энергиях 1.6 и 0.8 мкДж ведут себя аналогичным образом: для большей энергии наблюдается смещение максимальной глубины кратера влево, что соответствует ситуации, когда фокус находится выше мишени. Данный факт можно связать с тем, что, как показано в работах [22, 32], оптимальная плотность энергии имеет небольшую величину. При больших энергиях в импульсе более

выгодным для выноса вещества с поверхности материала является увеличение фокального пятна.

При абляции лазерными УКИ длительностью 0.3 пс глубины и объемы полученных кратеров значительно меньше, чем для импульсов длительностью 10 пс. При этом область, где глубина и объем кратеров остаются практически постоянными, увеличивается, что, по всей видимости, связано с проявлением филаментации. Полученные данные хорошо коррелируют с результатами работы [23], где наблюдали аналогичные зависимости для глубин и объемов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучена лазерная абляция кремниевой мишени в дистиллированной воде фемто-пико-

секундными импульсами длительностью 0.3 и 10 пс при фокусировке объективом с числовой апертурой $NA = 0.25$ в режиме одноимпульсного воздействия в зависимости от положения геометрического фокуса относительно поверхности мишени. С помощью визуализации в боковой геометрии обнаружена филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в виде плазменного канала вблизи геометрического фокуса. Продемонстрирован отрицательный вклад филаментации на процесс абляции, выраженный в уменьшении максимальных глубин и объемов кратеров в 2–3.5 раза по сравнению с дофиламентационным режимом.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. M. Ahmed, C. Grambow, and A. M. Kietzig, *Micromachines* **5**, 1219 (2014).
2. A. A. Nastulyavichus, S. I. Kudryashov, I. N. Saraeva et al., *Laser Phys. Lett.* **17**, 016003 (2019).
3. N. H. Rizvi, *RIKEN Rev. No.* 50 (2003).
4. L. Rihakova and H. Chmelickova, *Adv. Mater. Sci. and Engin.* **2015**(2), 1 (2015).
5. S. Singh and G. L. Samuel, *Application of Lasers in Manufacturing*, Springer, Berlin (2019).
6. R. R. Gattass and E. Mazur, *Nature Photon.* **2**(4), 219 (2008).
7. П. А. Данилов, С. И. Кудряшов, А. Е. Рупасов и др., *Письма в ЖЭТФ* **113**, 650 (2021).
8. L. Ding, R. Blackwell, J. F. Künzler et al., *Opt. Express* **14**, 11901 (2006).
9. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, А. А. Самохин, *УФН* **187**, 159 (2017).
10. K. H. Leitz, B. Redlingshöfer, Y. Reg et al., *Phys. Proc.* **12**, 230 (2011).
11. Z. Li, Q. Wu, X. Jiang et al., *Appl. Surf. Sci.* **580**, 152107 (2022).
12. P. Nürnberger, H. M. Reinhardt, H. C. Kim et al., *Appl. Surf. Sci.* **425**, 682 (2017).
13. A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
14. S. Butkus, E. Gaizauskas, D. Paipulas et al., *Appl. Phys. A* **114**, 81 (2014).
15. I. N. Saraeva, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko et al., *Appl. Surf. Sci.* **470**, 1018 (2019).
16. S. I. Kudryashov, A. A. Nastulyavichus, A. K. Ivanova et al., *Appl. Surf. Sci.* **470**, 825 (2019).
17. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 20 (2022).
18. D. Zhang, B. Gokce, and S. Barcikowski, *Chem. Rev.* **117**, 3990 (2017).
19. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, *ЖЭТФ* **154**, 92 (2018).
20. M. Trtica, J. Stasic, and D. Batani, *Appl. Surf. Sci.* **428**, 669 (2018).
21. H. Wang, F. Pöhl, and K. Yan, *Appl. Surf. Sci.* **471**, 869 (2019).
22. Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, П. А. Данилов и др., *Письма в ЖЭТФ* **108**, 393 (2018).
23. N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko et al., *Appl. Surf. Sci.* **562**, 150243 (2021).
24. A. Nastulyavichus, N. Smirnov, and S. Kudryashov, *Chin. Phys. B* (2022), <https://doi.org/10.1088/1674-1056/ac5602>.
25. P. A. Danilov, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov et al., *Opt. Mater. Express* **10**, 2717 (2020).
26. N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, P. A. Danilov et al., *Opt. Quant. Electron.* **52**, 1 (2020).
27. J. P. Sylvestre, A. V. Kabashin, E. Sacher et al., *Appl. Phys. A* **80**, 753 (2005).
28. A. Menéndez-Manjón, P. Wagener, and S. Barcikowski, *J. Phys. Chem. C* **115**, 5108 (2011).
29. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин и др., *ЖЭТФ* **138**, 822 (2010).
30. F. V. Potemkin, E. I. Mareev, A. A. Podshivalov et al., *New J. Phys.* **17**, 053010 (2015).
31. Q. Cui, J. Yao, J. Ni et al., *J. Mod. Opt.* **59**, 1569 (2012).
32. G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys et al., *J. Laser Micro/Nanoengin.* **4**, 186 (2009).