

03.4

## Особенности кавитации, инициированной на лазерном нагревательном элементе вблизи твердой плоской поверхности

© В.М. Чудновский<sup>1</sup>, М.А. Гузев<sup>1</sup>, Ю.В. Василевский<sup>2</sup>, Е.П. Дац<sup>1</sup>, А.В. Кулик<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия<sup>2</sup> Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, Москва, Россия

E-mail: datsep@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 15 мая 2024 г.

Принято к публикации 15 мая 2024 г.

Исследовано влияние плоской твердой границы на динамику кавитационного парового пузырька, возникающего при вскипании воды с недогревом на лазерном нагревательном элементе, сопровождающуюся генерацией струй. Вскипание воды вызвано поглощением непрерывного лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$  в окрестности кончика оптоволоконного, погруженного в воду. С использованием скоростной видеосъемки установлено, что наличие твердой плоской поверхности вблизи лазерного нагревательного элемента (кончика оптоволоконного) приводит к повороту генерируемой струи в направлении к поверхности с образованием угла между направлением распространения струи и плоскостью поверхности. Этот угол определяет степень воздействия фронта струи на плоскую границу и зависит от расстояния от кончика оптоволоконного до границы — плоской твердой поверхности.

**Ключевые слова:** лазер, кавитация, кипение, оптическое волокно.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.18.58620.19954

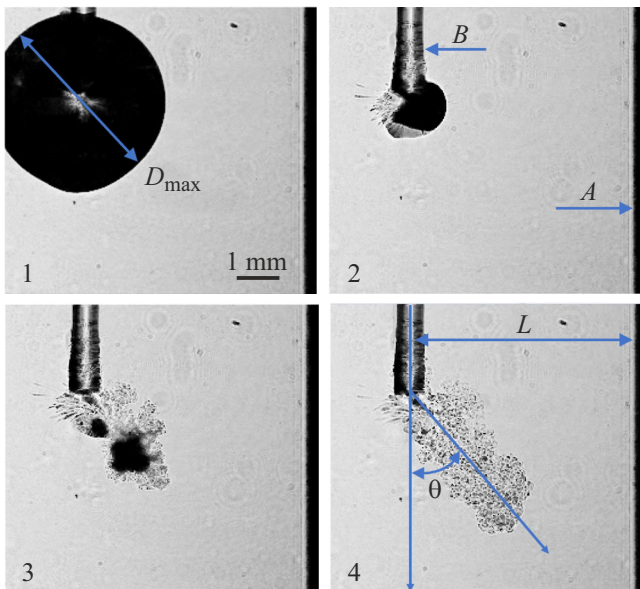
Методы кавитационной очистки, упрочнения и закалки поверхностей хорошо известны, однако с появлением лазерной кавитации эти методы получили большое развитие, поскольку стало возможным проводить селективное воздействие локально на микронных масштабах [1–3]. Такой подход способствовал развитию приложений в технике, биотехнологиях и медицине [1–6]. Лазерная кавитация может быть инициирована с использованием как импульсного [1–8], так и непрерывного [9–12] лазерного излучения. В последнем случае кавитация возникает в результате лазерного нагрева и вскипания жидкости, недогретой до температуры насыщения (кипение с недогревом) [9–12]. Одно из актуальных направлений исследования лазерной кавитации, имеющее большое практическое применение, связано с использованием оптоволоконного, по которому распространяется лазерное излучение [9–12]. При использовании оптоволоконного конверсия лазерного излучения в тепло происходит в условиях эффективного поглощения излучения водой либо в слое поглощающего излучения вещества, нанесенного на поверхность торца оптоволоконного в непосредственной окрестности от его кончика, погруженного в жидкость. При этом кончик оптоволоконного становится лазерным нагревательным элементом лазерного аппарата [9,10]. Обычно диаметр кварцевой жилы оптических волокон, применяемых на практике, мал и находится в пределах 0.1–1 mm, поэтому на торце оптоволоконного формируется большой тепловой поток. В том случае, когда кончик оптоволоконного погружен в воду, большой тепловой поток в окрестности торца быстро нагревает воду до температуры, превышающей температуру кипения, вследствие чего возникает растущий паровой пузырек. Если

пузырек нарастает в среде с температурой, меньшей, чем температура насыщения („холодное“ окружение), то из-за конденсации пара он, достигнув максимального размера, начнет схлопываться (кипение с недогревом). Такие пузырьки, растущие и схлопывающиеся, называются кавитационными, и если при коллапсе они теряют сферичность, то могут генерировать кумулятивные струи и ударные волны, обладающие большой разрушительной силой [1–12]. К потере сферичности приводит влияние близлежащих границ, из-за которых на поверхности пузырька возникает градиент давления [7]. Одной из таких границ является цилиндрический кончик оптоволоконного, в окрестности которого формируется паровой пузырек, поэтому вблизи торца коллапс пузырька приводит к появлению двух кумулятивных струй, одна из которых направлена к торцу, а другая — от торца в глубь жидкости, где превращается в затопленную струю (рис. 1) [9,10]. Исследование динамики парового пузырька, возникающего в окрестности кончика оптоволоконного вблизи плоской твердой поверхности, фактически сводится к изучению влияния сложной конфигурации, состоящей из цилиндрического кончика оптоволоконного и плоской поверхности, на которую эта струя воздействует. От того, как поведет себя кумулятивная струя в таком случае, зависит результат ее действия на обрабатываемую поверхность. Отметим, что оптоволоконное обладает большой гибкостью и способно проникать в узкие каналы, щели и иглы и таким образом генерировать кавитационные пузырьки в условиях, где использование других методов затруднительно либо неосуществимо. По этой причине использование лазерного нагревательного

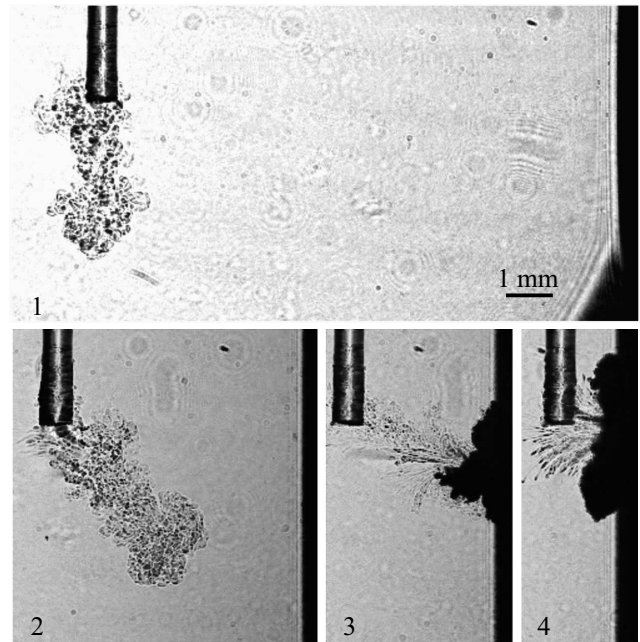
элемента для селективной очистки и обработки поверхности может иметь большое практическое значение.

Цель работы — исследовать влияние плоской твердой границы на динамику кавитационного парового пузырька, возникающего на лазерном нагревательном элементе в процессе кипения с недогревом, коллапс которого сопровождается генерацией струй.

Эксперименты проводились с использованием скоростной видеокамеры Photron FASTCAM SA-Z со скоростью съемки 100 000 fps, оптоволоконна с диаметром (по кварцу)  $600\ \mu\text{m}$ , прозрачной стеклянной кюветы размером  $100 \times 100 \times 50\ \text{mm}$ , заполненной водой с температурой  $T \sim 295\ \text{K}$ . Фиксировали процесс вскипания воды на кончике оптоволоконна, вызванного действием непрерывного лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.47\ \mu\text{m}$ , которое поглощается в воде с коэффициентом  $k = 25\ \text{cm}^{-1}$ . Оптоволоконно устанавливалось параллельно твердой плоской поверхности (границе), роль которой выполняла одна из стеклянных граней кюветы (рис. 1). Исследовалась зависимость угла поворота кумулятивной струи от безразмерного расстояния  $\gamma = L/D_{\text{max}}$  до плоской твердой поверхности (границы), где  $L$  — расстояние от оси оптоволоконна до границы,  $D_{\text{max}}$  — максимальный диаметр пузырька (рис. 1). Также исследовалась зависимость скорости струи от времени для различных расстояний  $L$ . При получении данных эксперимент воспроизводился три раза для каждого расстояния.



**Рис. 1.** Эволюция пузырька от момента достижения максимального диаметра (кадр 1) до возникновения затопленной струи (кадр 4).  $A$  — твердая плоская граница,  $B$  — оптоволоконно,  $D_{\text{max}}$  — максимальный диаметр пузырька,  $L$  — расстояние от оси оптоволоконна до границы,  $\theta$  — угол наклона струи к оси оптоволоконна. Время между кадрами 1–2  $t = 280\ \mu\text{s}$ , между кадрами 2–3  $t = 180\ \mu\text{s}$ , между кадрами 3–4  $t = 410\ \mu\text{s}$ .  $D_{\text{max}} = 4.2\ \text{mm}$ ,  $L = 5.4\ \text{mm}$ , мощность лазерного излучения  $P = 8\ \text{W}$ .

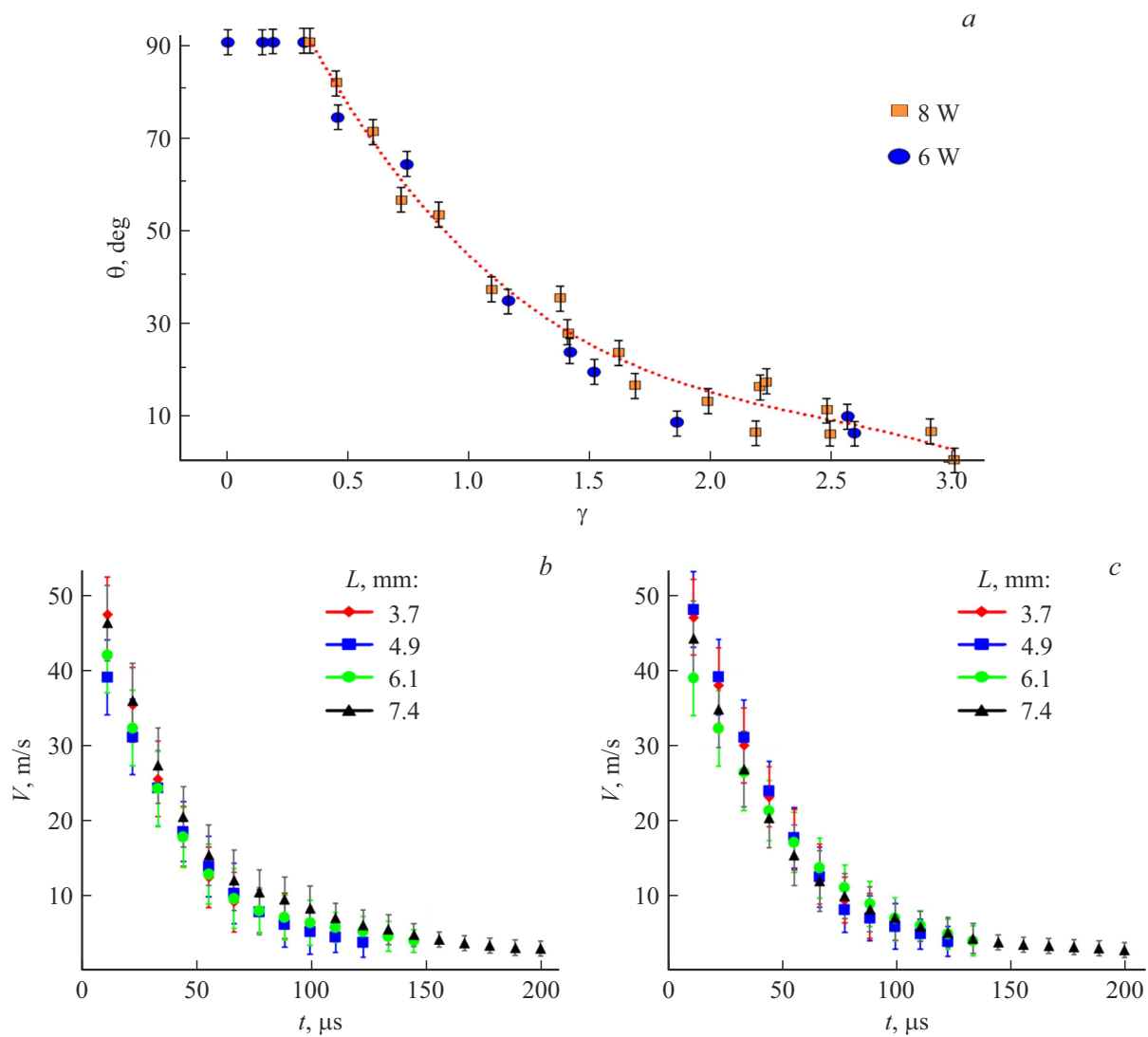


**Рис. 2.** Реакция затопленной струи на плоскую твердую поверхность в зависимости от  $\gamma$ :  $\gamma_1 = 3$  (кадр 1),  $\gamma_2 = 1.26$  (кадр 2),  $\gamma_3 = 0.77$  (кадр 3),  $\gamma_4 = 0.3$  (кадр 4). Мощность лазерного излучения  $P = 8\ \text{W}$ .

На кадрах рис. 1 представлена эволюция парового пузырька от момента достижения максимального размера (кадр 1) до генерации затопленной струи в результате коллапса (кадр 4), а также приведены основные обозначения. На кадрах 2 и 3 (рис. 1) показаны момент возникновения струи у торца оптоволоконна и фрагмент вторичного вскипания движущейся в потоке жидкости („отскока“) [12] соответственно.

На рис. 2 показано, как присутствие плоской твердой границы влияет на затопленную струю, генерируемую при коллапсе парогазового пузырька. На кадре 1 (рис. 2) пузырек находится на расстоянии  $L$  ( $\gamma_1 \geq 3$ ), на котором твердая плоская стенка не влияет на его динамику, а струя распространяется вдоль оси оптоволоконна так, как это имеет место в свободном пространстве [9,10]. На кадре 2 (рис. 2) пузырек уже „чувствует“ стенку ( $\gamma_2 = 1.26$ ), что приводит к повороту затопленной струи в направлении границы. На кадрах 3 и 4 оптоволоконно еще более приближено к границе ( $\gamma_3 = 0.77$  и  $\gamma_4 = 0.3$  соответственно), что приводит к ударному взаимодействию кумулятивной струи с плоской поверхностью.

На рис. 3,  $a$  показано, как изменяется угол  $\theta$  наклона кумулятивной струи в направлении твердой плоской поверхности в зависимости от  $\gamma$ , а на рис. 3,  $b$  и  $c$  представлена зависимость скорости затопленной струи от времени для различных расстояний  $L$ . Эксперименты проведены для двух мощностей лазерного излучения ( $P = 8$  и  $6\ \text{W}$ ).



**Рис. 3.** *a* — зависимость угла поворота струи от безразмерного расстояния  $\gamma$ . Пунктирная линия — аппроксимация измерений полиномом третьей степени. *b* и *c* — зависимости скорости фронта затопленной струи от времени для различных расстояний  $L$  при мощности лазерного излучения 6 (*b*) и 8 W (*c*).

Из рис. 3, *a–c* следует, что наличие твердой плоской границы приводит к повороту затопленной струи в направлении к поверхности, при этом зависимость угла поворота  $\theta$  от расстояния до поверхности  $L$  не зависит от мощности лазерного излучения в диапазоне 6–8 W.

Поворот струи обусловлен сложением двух сил, возникающих в жидкости под влиянием двух границ: твердой плоской поверхности и цилиндрического кварцевого кончика оптоволокна, в окрестности которых пузырек растет и схлопывается. Вблизи плоской границы в период роста пузырька жидкость радиально растекается по ее поверхности, что приводит к градиенту давления на поверхности пузырька. К моменту остановки роста на дальнем от плоской поверхности полюсе пузырька давление жидкости максимально и превосходит давление на ближнем к поверхности полюсе. Разность давлений приводит к тому, что на стадии схлопывания в точке

дальнего полюса пузырька формируется кумулятивная струя, движущаяся с ускорением по оси, соединяющей полюса, к плоской поверхности через пузырек. Такие струи названы „регулярными“ (regular jet) [6,8]. В то же время пузырек схлопывается в окрестности цилиндрического кончика оптоволокна, где струя образуется в результате радиального столкновения жидкости при обтекании „обратного уступа“, который образует грань цилиндра (торец) [9,10]. Такие струи названы „игольчатыми“ (needle jet) [6,8]. Их скорость на порядок превосходит скорость „регулярной“ струи. В эксперименте „игольчатая“ струя, когда кончик оптоволокна находится вне влияния стенки, распространяется от торца оптоволокна в глубь жидкости параллельно поверхности по направлению оптоволокна. По мере приближения кончика оптоволокна к поверхности „включается“ вклад от градиента давления, вызванный наличием стенки.

Этот вклад усиливается по мере приближения к плоской твердой поверхности, что приводит к повороту струи. Вблизи стенки пузырек уже не „чувствует“ оптоволокну и полностью „захватывается“ поверхностью.

Таким образом, в работе показано, что наличие твердой плоской поверхности вблизи лазерного нагревательного элемента (кончика оптоволокну) приводит к повороту генерируемой струи в направлении к поверхности с образованием угла между направлением распространения струи и плоскостью поверхности. Этот угол определяет уровень воздействия фронта струи на плоскую границу и зависит от расстояния от кончика оптоволокну до границы — плоской твердой поверхности. Мы полагаем, что результаты, показанные на рис. 1–3, могут иметь место и для других конфигураций границ, что может указывать на универсальный характер данного явления.

### Финансирование работы

Работа проведена при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 22-19-00189).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] G. Strotos, Q. Zeng, S.R. Gonzalez-Avila, A. Theodorakakos, M. Gavaises, C.-D. Ohl, *Langmuir*, **34** (22), 6428 (2018). DOI: 10.1021/acs.langmuir.8b01274
- [2] W. Song, M.H. Hong, B.S. Luk'yanchuk, T.C. Chong, *J. Appl. Phys.*, **95** (6), 2952 (2004). DOI: 10.1063/1.1650531
- [3] C.-D. Ohl, M. Arora, R. Dijkink, V. Janve, D. Lohse, *Appl. Phys. Lett.*, **89** (7), 074102 (2006). DOI: 10.1063/1.2337506
- [4] J.L. Compton, A.N. Hellman, V. Venugopalan, *Biophys. J.*, **105** (9), 2221 (2013). DOI: 10.1016/j.bpj.2013.09.027
- [5] K.R. Rau, A. Guerra, A. Vogel, V. Venugopalan, *Appl. Phys. Lett.*, **84** (15), 2940 (2004). DOI: 10.1063/1.1705728
- [6] S.R. Gonzalez-Avila, A.C. van Blokland, Q. Zeng, C.-D. Ohl, *J. Fluid Mech.*, **884**, A23 (2020). DOI: 10.1017/jfm.2019.938
- [7] P. Xu, B. Li, Z. Ren, S. Liu, Z. Zuo, *Phys. Rev. Fluids*, **8** (8), 083601 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevFluids.8.083601
- [8] F. Reuter, C.-D. Ohl, *Appl. Phys. Lett.*, **118** (12), 134103 (2021). DOI: 10.1063/5.0045705
- [9] V.M. Chudnovskii, A.A. Levin, V.I. Yusupov, M.A. Guzev, A.A. Chernov, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **150**, 119286 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119286
- [10] R.V. Fursenko, V.M. Chudnovskii, S.S. Minaev, J. Okajima, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **163**, 120420 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.1204200017-9310
- [11] Е.П. Дац, А.В. Кулик, М.А. Гузев, В.М. Чудновский, *Письма в ЖТФ*, **49** (16), 38 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.16.55967.19607 [E.P. Dats, A.V. Kulik, M.A. Guzev, V.M. Chudnovskii, *Tech. Phys. Lett.*, **49** (8), 73 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.08.56694.19607].
- [12] Т.П. Адамова, В.М. Чудновский, Д.С. Елистратов, *Письма в ЖТФ*, **48** (1), 20 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.01.51873.18991 [T.P. Adamova, V.M. Chudnovsky, D.S. Elistratov, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (1), 16 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52459.18991].