

ЛАЗЕРНАЯ КАВИТАЦИЯ В ТРУБКЕ, ПОГРУЖЕННОЙ В ОГРАНИЧЕННЫЙ ОБЪЕМ, ЗАПОЛНЕННЫЙ ЖИДКОСТЬЮ

© 2024 г. Академик РАН М. А. Гузев¹, член-корреспондент РАН Ю. В. Василевский², Е. П. Дац^{1,*},
И. А. Абушкин¹, Е. В. Хайдуков³, В. М. Чудновский¹

Поступило 28.06.2024 г.

После доработки 28.06.2024 г.

Принято к публикации 09.09.2024 г.

Исследуются расширение и схлопывание кавитационного пузырька при лазерном нагреве и вскипании воды недогретой до температуры насыщения в окрестности кончика оптоволокну (лазерного нагревательного элемента), установленного в заполненную водой стеклянную трубку, погруженную в ограниченный объем, заполненный жидкостью. Установлено, что вытекающие и втекающие потоки разогретой жидкости в трубке, возникающие при росте и схлопывании кавитационного парового пузырька, приводят к интенсивным горизонтальным потокам жидкости в зазоре между дном кюветы и нижним торцом трубки. Показано, что в начальные моменты ускоренного роста и, особенно, в момент коллапса парового пузырька вблизи дна кюветы под нижним торцом трубки возникают мощные импульсы давления, способные эффективно влиять на поверхность дна кюветы, тогда как при схлопывании пузырька потоки жидкости устремлены в обратном направлении в трубку. Обнаруженные эффекты могут быть использованы для эффективной селективной очистки поверхности.

Ключевые слова: лазер, кавитация, численное моделирование, двухфазная среда

DOI: 10.31857/S2686740024060037, **EDN:** HWLIU

Кавитация (явление разрыва капельной жидкости [1]) может возникать как в условиях понижения давления ниже давления насыщения в жидкости при постоянной температуре, так и при повышении температуры выше температуры насыщения при постоянном давлении. В обоих случаях жидкость вскипает. Лазерная (лазероиндуцированная) кавитация — это паровая кавитация, образующаяся при быстром лазерном нагреве и вскипании жидкости, находящейся в относительно “холодном” окружении, недогретом до температуры насыщения (кипение с недогревом) [2, 3]. При этом возникающий при вскипании паровой пузырек сначала быстро увеличивается до некоторого максимального объема, а затем, вследствие контакта с “холодным” (недогретым) окружением, ускоренно схлопывается, что определяет его как кавитационный [2, 3]. Инициировать кавитацию можно используя как импульсное [4–10], так и непрерывное [2, 3, 11–14] лазерное излучение.

В данной работе рассматривается кавитация, возникающая при нагреве жидкости в окрестности кончика оптоволокну, погруженного в воду, по которому распространяется непрерывное лазерное излучение. Если излучение эффективно поглощается водой, кварцевый цилиндрический кончик оптоволокну малого диаметра (0.1–1 мм) будет являться сосредоточенным нагревательным элементом лазерного нагревательного прибора, создающий большой тепловой поток при выходе излучения в жидкость [2, 3, 12, 13]. Жидкость быстро нагреется до температуры кипения и на торце оптоволокну образуется пузырек, который при схлопывании теряет сферичность, что в свободном пространстве приводит к генерации кумулятивных затопленных струй, направленных к торцу и от торца оптоволокну вглубь жидкости [2, 3].

Совершенно иная ситуация возникает, когда оптоволокну размещено в трубке [12, 15]. В таком случае на стадии роста пузырька жидкость будет выталкиваться из трубки, а на стадии схлопывания будет втекать (всасываться) в трубку. Эти свойства могут иметь большое практическое применение в технике и медицине, в связи с чем особенный интерес представляет исследование инициированных динамикой лазероиндуцированного кавитационного пузырька потоков жидкости не только в трубке, но и в ограниченной области за ее пределами.

¹ Институт прикладной математики
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
Владивосток, Россия

² Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука
Российской академии наук, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский центр
“Курчатовский институт” Российской академии наук,
Москва, Россия

* E-mail: datsep@gmail.com

Цель исследования — показать, что лазерная кавитация в трубке, погруженной в ограниченный объем, заполненный жидкостью, способна приводить к очистке, санации поверхностей, а также одномоментному удалению продуктов очистки за пределы полости.

Численное моделирование реализовано в коммерческом пакете Ansys Fluent 2021 с использованием метода “Volume of Fluid”, в котором рассматривается двухфазная среда “вода—пар”. В рамках данного метода для плотности ρ , теплопроводности λ , вязкости μ и теплоемкости c_p принимаются зависимости:

$$\begin{aligned}\rho &= \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l; & \lambda &= \alpha_g \lambda_g + \alpha_l \lambda_l; \\ \mu &= \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l; & c_p &= \alpha_g c_{pg} + \alpha_l c_{pl},\end{aligned}\quad (1)$$

где $\alpha_g + \alpha_l = 1$ — объемные доли газовой и жидкой фазы в заданной точке пространства.

Для двухфазной среды решается система уравнений Навье—Стокса и теплопроводности:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla [\mu (\mathbf{U} + \mathbf{U}^T)] + \mathbf{F}_V, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U} \rho c_p T) = \nabla (\lambda \nabla T) - L \dot{m}_g. \quad (3)$$

В качестве механизма межфазного массообмена используется модель испарения—конденсации Ли [3], в которой скорость парообразования и конденсации пропорциональны разнице между текущей температурой и температурой насыщения:

$$\begin{aligned}\dot{m}_g &= -\dot{m}_l = \gamma_g \alpha_l \rho_l \left(\frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} \right), & T > T_{sat}, \\ \dot{m}_l &= -\dot{m}_g = \gamma_l \alpha_g \rho_g \left(\frac{T_{sat} - T}{T_{sat}} \right), & T < T_{sat},\end{aligned}\quad (4)$$

где γ_g, γ_l — коэффициенты, определяемые из экспериментальных данных, L — скрытая теплота парообразования, $\mathbf{F}_V$ — силы поверхностного натяжения.

Схема расчетной области представлена на рис. 1. Оптоволоконно (3) установлено в трубку (2), которая установлена в объем, ограниченный поверхностями (1), заполненный водой (4). Варьируемые параметры — h_1 и h_2 . Расчет выполнен в осесимметричной двумерной постановке с использованием равномерной квадратной сетки со стороной элемента 6.25 мкм. Начало координат соответствует центру торца оптоволоконка. Ось симметрии обозначена красной пунктирной линией. На границах 1, 2, 3 заданы стандартные условия прилипания (вектор скорости двухфазной среды равен нулю) и нулевого теплового потока. Параметры моделирования выбирались таким образом, чтобы динамика межфазной границы в численном расчете соответствовала динамике роста/схлопывания пузырька в эксперименте [12]. В начальный момент времени на торце оптоволоконка задан паровой пузырек с радиусом 30 мкм, температурой 430 К и давлением 6 атм [13]. Вокруг

пузырька задан сферический слой перегретой жидкости толщиной 600 мкм, температура которого линейно уменьшается от 433 до 300 К в направлении от границы раздела фаз. Остальной объем расчетной области в начальный момент времени заполнен жидкой фазой с температурой 300 К и имеющей теплофизические свойства воды. Сходимость численного решения проверялась на сетках с размером квадратного элемента 2, 4 и 8 мкм. В качестве измеряемой величины выбиралась зависимость изменения объема паровой фазы в процессе моделирования. Было установлено, что для сеток с размерами 4 и 8 мкм максимальное различие в объеме составляет 9%, а время достижения максимального объема отличается на 22%. При этом для сеток с размерами 2 и 4 мкм различие в максимальном объеме паровой фазы составляет менее 1%, а время достижения максимального объема различается менее чем на 4%. Далее использовалась сетка с размером элемента 4 мкм, как наиболее оптимальная с точки зрения корректности численного результата и скорости расчета при различных параметрах моделирования.

На рис. 2 показаны кадры численного моделирования процесса роста и схлопывания в динамике парового пузырька в окрестности кончика оптоволоконка, выполненные для расчетной области рис. 1, где $h_1 = 0.3$ мм, $h_2 = 0.5$ мм. Первые два кадра ($t = 0.05$ мс и $t = 0.3$ мс) показывают фрагменты ро-

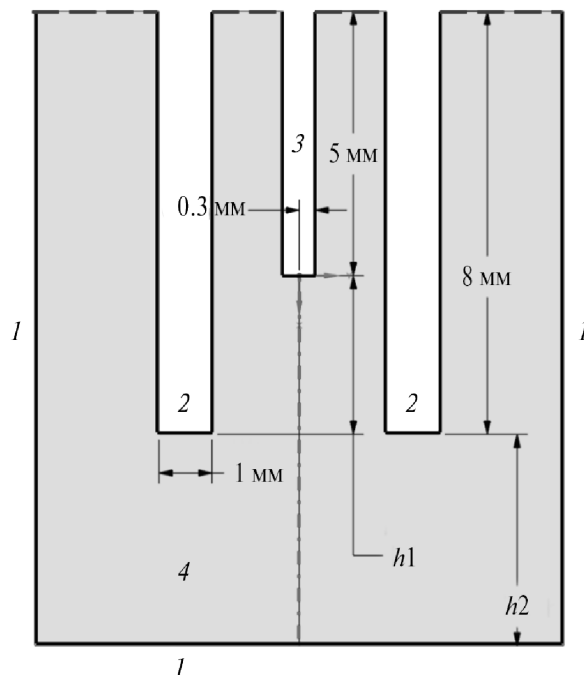


Рис. 1. Схема расчетной области. Оптоволоконно 3 установлено в трубку 2, которая установлена в объем, ограниченный поверхностями 1, заполненный водой 4. Варьируемые параметры — h_1 и h_2 . На верхней границе расчетной области (синяя пунктирная линия) задано атмосферное давление. Внутренний диаметр трубки 3.3 мм, диаметр расчетной области 10 мм.

ста парового пузырька, который к моменту $t = 0.3$ мс достигает максимального размера. Рост пузырька порождает потоки, выталкивающие жидкость из трубки (направленные вверх и вниз в трубке), горизонтальные потоки в зазоре между дном кюветы и нижним кончиком трубки и потоки, направленные к свободной поверхности вверх за пределами трубки. Из рис. 2 следует, что при росте пузырька к моменту времени $t = 0.05$ мс скорость потока в зазоре между дном кюветы и нижним торцом трубки достигает 2–2.5 м/с, тогда как к моменту достижения пузырьком максимального размера эта скорость уменьшается пропорционально уменьшению скорости роста пузырька до 1–1.5 м/с. Отметим, что эта скорость значительно превосходит скорость движения воды за пределами трубки.

Следующие три кадра ($t = 0.5$ мс, 0.57 мс, 0.68 мс) охватывают период схлопывания парового пузырька. В этот период картина меняется на

противоположную — потоки воды устремляются к пузырьку. Пузырек начинает втягивать жидкость в трубку вплоть до момента коллапса, когда он достигает минимальных размеров ($t = 0.68$ мс). В период схлопывания горизонтальная скорость потока воды в зазоре между дном кюветы и нижней гранью трубки в моменты времени $t = 0.5$ мс, 0.57 мс достигает 3 м/с. В отличие от периода роста, в период схлопывания пузырька горизонтальные потоки направлены в сторону оси симметрии расчетной области. На кадрах $t = 0.5$ мс, 0.57 мс видно, что на нижнем полюсе пузырька и в области торца оптоволоконна формируются зоны повышенной скорости движения воды, где скорость достигает 6 м/с и более. Здесь формируются струи, одна из которых (аксиальная) устремлена снизу к торцу оптоволоконна, другая (радиальная) сверху к центру пузырька [12]. К моменту коллапса скорость движения воды вблизи торца оптоволоконна достигает

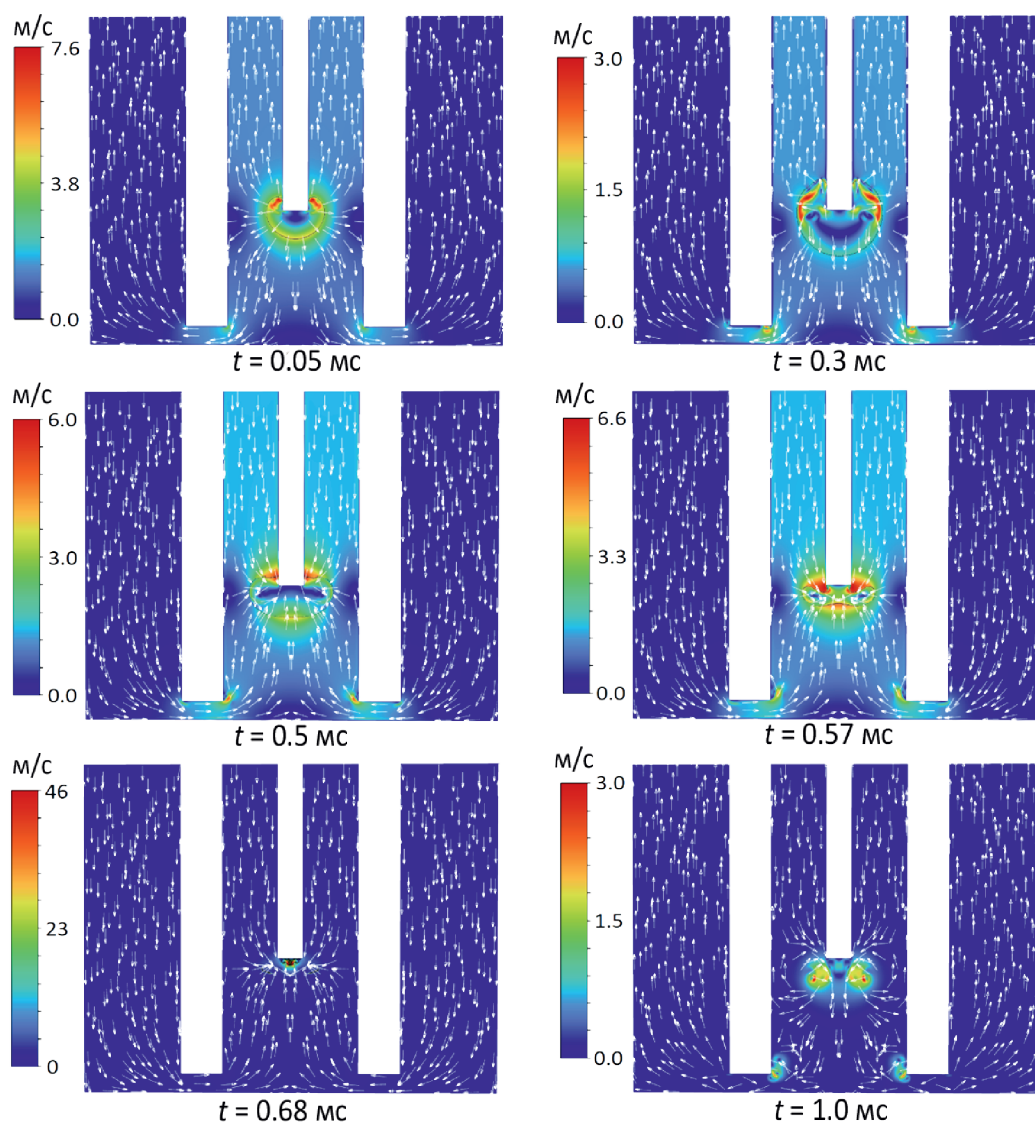


Рис. 2. Динамика паровой фазы кавитационного пузырька и потоков жидкости в расчетной области рис. 1. Паровая фаза обозначена черной контурной линией.

46 м/с и более. В этот момент аксиальная струя сталкивается с торцом оптоволокну, что в итоге приводит к перестройке направления движения потоков жидкости с образованием тороидальных вихревых структур — “отскоков” [14] (кадр $t = 1$ мс).

В качестве оценки воздействия процесса лазерной кавитации в трубке на стенки кюветы выбрана область с максимальным изменением давления вблизи стенок: давление рассчитано для горизонтальной площадки диаметром 0.2 мм с центром на оси симметрии на расстоянии 0.05 мм от нижней границы кюветы для различных параметров h_1 и h_2 . На рис. 3 показаны результаты такого расчета. Из рис. 3 следует, что к моменту начала роста пузырька на дне сосуда (кюветы) в проекции торца оптоволокну в момент ускоренного роста пузырька возникает скачок давления, который в зависимости от параметров h_1 , h_2 может превосходить 2 атм, а в момент коллапса давление достигает 13 атм. Отметим, что скачки давления очень кратковременны — в начале ускоренного роста пузырька ~ 30 мкс, а при коллапсе ~ 4 мкс. Отсюда можно предположить, что это давление создают ударные волны, которые могут возникать в период ускоренного роста и, особенно, при коллапсе кавитационного пузырька.

Через 0.1 мс после начала роста пузырька давление на дне кюветы становится равным атмосферному и далее уменьшается на 0.25 атм до 0.75 атм в максимуме через 0.3 мс (см. врезку на рис. 3). Согласно рис. 2 этот момент соответствует достижению

пузырьком максимального объема. Можно предположить, что скачок давления, вызванный ускоренным ростом пузырька, инициирует ускоренное движение жидкости из трубки к нижней границе кюветы, что в итоге приводит к радиальному растеканию жидкости вдоль дна и, как следствие, после скачка к уменьшению давления. Растекание жидкости вдоль поверхности длится вплоть до остановки роста пузырька, а далее начинается его схлопывание и обратный процесс всасывания воды в трубку. Разница в 0.25 атм приведет к тому, что в период схлопывания пузырька вода у дна кюветы под давлением $p = 0.25$ атм будет двигаться от дна кюветы со средней скоростью $U = (P/\rho)^{1/2} = 5$ м/с в трубку (всасываться), плотность воды $\rho = 10^3$ кг/м³. Это значение, полученное численно, близко к экспериментальному — 4 м/с [12]. Наблюдаемые на рис. 3 пики давления, следующие за основным, возникают в результате вторичного вскипания жидкости — “отскоков” [13].

На рис. 4 показаны результаты эксперимента, выполненного с трубкой, размещенной в кювете, дно которой выполнено из листа бумаги, подверженного деформации (изгибу). Кювета и трубка заполнены водой. В трубке находится оптоволокно, кончик которого погружен в воду. По оптоволокну распространяется лазерное излучение мощностью 7 Вт с длиной волны 1.47 мкм, которое эффективно поглощается в воде с коэффициентом 25 см⁻¹. Под действием излучения вода нагревается и вскипает.

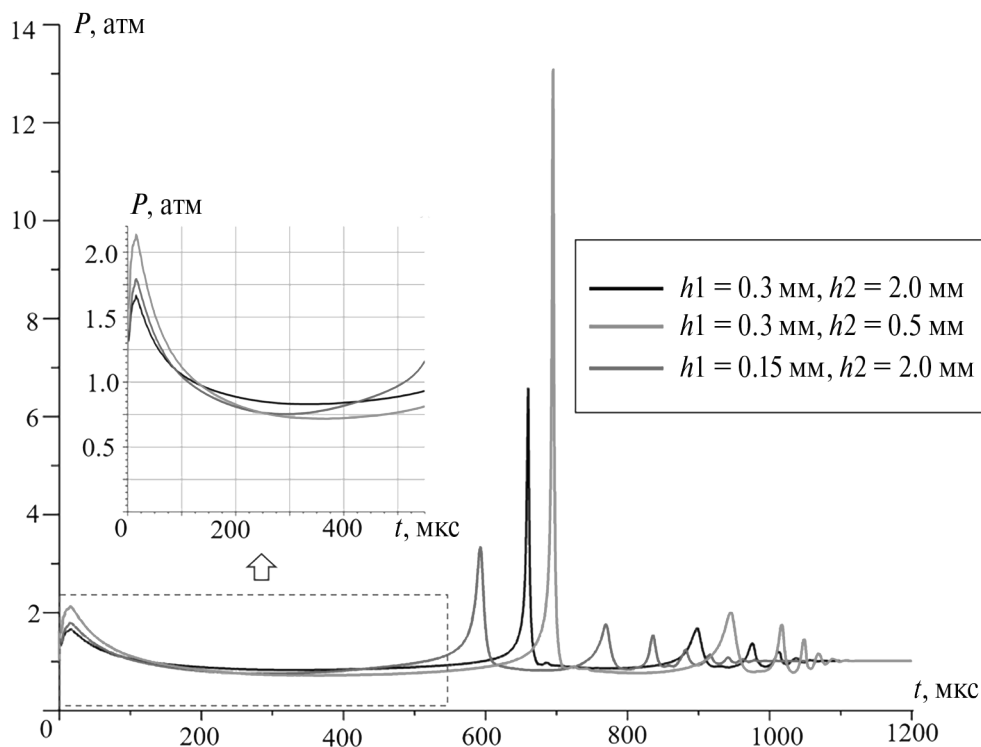


Рис. 3. Среднее давление на горизонтальной площадке радиусом 200 мкм (рис. 1), на расстоянии 50 мкм от нижней границы расчетной области.

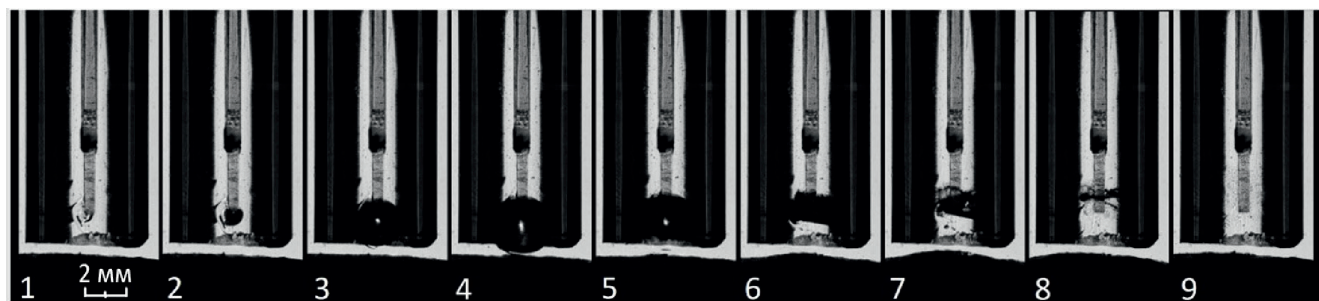


Рис. 4. Кадры роста и схлопывания парового пузырька в окрестности кончика оптоволоконна, размещенного в стеклянной трубке, кончик которой находится на расстоянии 0.5 мм от дна кюветы (лист бумаги).

На рис. 4 показаны кадры роста и схлопывания парового пузырька на торце оптоволоконна с диаметром по кварцу 0.6 мм, расположенном в центре стеклянной трубки с внутренним диаметром 3 мм, толщиной стенок 1 мм. Съемка производилась скоростной камерой FASTCAM SA-Z со скоростью 50400 кадров в секунду. Расстояние от торца оптоволоконна до дна кюветы (листа бумаги) 0.5 мм. Температура воды в кювете 300 К.

На рис. 4 отчетливо видно, что лист бумаги в период схлопывания пузырька (кадры 5–8) выгибается в сторону трубки и далее возвращается в исходное состояние при завершении схлопывания пузырька. Изгиб листа бумаги возникает в результате рассмотренного выше падения давления в жидкости над дном кюветы ниже атмосферного. Максимум в изгибе листа бумаги составляет 0.6 мм, который достигается за время $t \sim 1.1 \cdot 10^{-4}$ с. Таким образом, скорость движения изгиба листа бумаги вверх $U \sim 5.5$ м/с, откуда гидродинамическое давление в жидкости, всасывающейся в трубку $P = \rho U^2$, ~ 0.3 атм. Эта оценка очень близка к рассчитан-

ному давлению на рис. 3 для случая $h_1 = 0.3$ мм и $h_2 = 0.5$ мм (0.25 атм).

Сказанное выше позволяет использовать явление лазерной кавитации в трубке, размещенной в кювете, заполненной жидкостью для эффективной селективной очистки поверхности кюветы и одномоментным удалением продуктов очистки из полости через трубку. При перемещении нижнего кончика трубки на расстоянии 0.5–1 мм от поверхности, которую следует очистить, скорость потока в зазоре между поверхностью и нижней гранью стенок трубки достигает 2–3 м/с, что позволяет эффективно сбивать частицы, предназначенные к очистке в поток, всасывающейся под давлением порядка 0.25 атм в трубку жидкости. Подобный метод очистки можно применить для лечения гнойных и хронических ран, где проблема удаления воспалительного агента стоит очень остро. На рис. 5 показана схема подобно манипуляции, где физиологический раствор (водный раствор 0.9% NaCl) вводится непосредственно в рану и трубку.

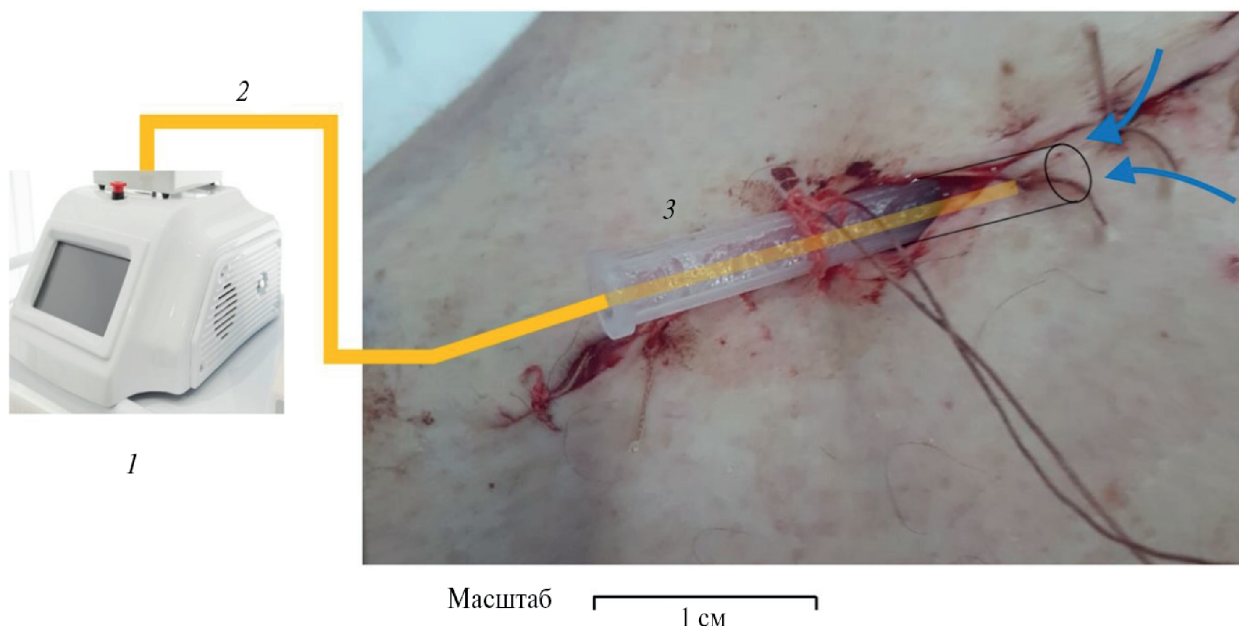


Рис. 5. Схема очистки гнойной раны с использованием явления лазерной кавитации в трубке, размещенной в полости, заполненной физиологическим раствором. 1 — медицинский лазер, 2 — оптоволоконно, 3 — трубка с вставленным оптоволоконном.

Отметим также, что скачки давления вблизи обрабатываемой поверхности могут быть использованы для селективного упрочнения материала, либо разрушения подлежащих структур, например, стенок капилляров, с целью извлечения содержащегося в них материала. В более крупных масштабах полученные результаты могут быть использованы в промышленности для добычи жидких и газообразных ископаемых.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рождественский В.В.* Кавитация. Л.: Судостроение, 1977. 248 с.
2. *Chudnovskii V.M., Levin A.A., Yusupov V.I., Guzev M.A., Chernov A.A.* The formation of a cumulative jet during the collapse of a vapor bubble in a subcooled liquid formed as a result of laser heating // *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2020. N 150. P. 119286.
3. *Fursenko R.V., Chudnovskii V.M., Minaev S.S., Okajima J.* Mechanism of high velocity jet formation after a gas bubble collapse near the micro fiber immersed in a liquid // *International J. Heat and Mass Transfer*. 2020. 163. 120420
4. *Zhong X., Eshraghi J., Vlachos P., Dabiri S., Ardekani A.M.* A model for a laser-induced cavitation bubble // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2020. V. 132. 103433. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103433>
5. *Ohl C.-D., Arora M., Dijkink R., Janve V., Lohse D.* Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. 074102.
6. *Robles V., Gutierrez-Herrera E., Devia-Cruz L.F., Banks D., Camacho-Lopez S., Aguilar G.* Soft material perforation via double-bubble laser-induced cavitation microjets // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. 042005. <https://doi.org/10.1063/5.0007164>
7. *George S.D., Chidangil S., Mathur D.* Minireview: Laser-induced formation of microbubbles – biomedical implications // *Langmuir*. 2019. V. 35. 010139.
8. *Yu J.X., Wang X.Y., Hu J.S., Shen J.W., Zhang X.Q., Zheng X.X., Zhang Y.N., Yao Z.* Laser-induced cavitation bubble near boundaries // *J. Hydrodynamics*. 2023. V. 35. P. 858–875. <https://doi.org/10.1007/s42241-023-0074-3>
9. *Wang D., Bi Y.* Investigation of the influence of different liquid temperatures on the dynamics of long-pulse laser-induced cavitation bubbles // *AIP Advances*. 2024. 14. <https://doi.org/10.1063/5.0185608>
10. *Horvat Darja, Orthaber Uroš, Schillec Jörg, Hartwig Lars, Löschner Udo, Vrecko Andrej, Petkovšek Rok.* Laser-induced bubble dynamics inside and near a gap between a rigid boundary and an elastic membrane // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2018. V. 100. P. 119–126. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.12.010>
11. *Schoppink J., Alvarez-Chavez J., Fernandez Rivas D.* Laser beam properties and microfluidic confinement control thermocavitation // *Appl. Phys. Letters*. 2024. V. 124. <https://doi.org/10.1063/5.0186998>
12. *Чудновский В.М., Гузев М.А., Дац Е.П., Кулик А.В.* Эффект ускоренного всасывания жидкости в трубке при лазерной кавитации на лазерном нагревательном элементе // *Доклады РАН. Физика, технические науки*. 2023. Т. 513. С. 41–47. <https://doi.org/10.31857/s2686740023060056>
13. *Dats E.P., Kulik A.V., Guzev M.A., Chudnovskii V.M.* Cavitation at the end of an optical fiber during laser heating of water in a narrow slit // *Technical Physics Letters*. 2023. N 49. P. 73–76.
14. *Чернов А.А., Гузев М.А., Пильник А.А., Адамова Т.П., Левин А.А., Чудновский В.М.* Влияние вторичного вскипания на динамику струи, формирующейся при коллапсе парового пузырька, индуцированного лазерным нагревом жидкости // *Доклады РАН. Физика, технические науки*. 2021. Т. 501. С. 54–58.
15. *Wanga Shi-Ping, Wang Qianxi, Zhanga A-Man, Eleanor Stride.* Experimental observations of the behaviour of a bubble inside a circular rigid tube // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2019. V. 121. 103096. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103096>

LASER CAVITATION IN A TUBE IMMERSED IN A CONFINED VOLUME FILLED WITH LIQUID

Academician of the RAS M. A. Guzev^a, Corresponding Member of the RAS Y. V. Vassilevski^b, E. P. Dats^a,
I. A. Abushkin^a, E. V. Khaydukov^c, V. M. Chudnovskii^a

^a*Institute of Applied Mathematics Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russia*

^b*G. I. Marchuk Institute of Computational Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c*National Research Center "Kurchatov Institute" of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The expansion and collapse of a cavitation bubble during laser heating and boiling of water underheated to saturation temperature in the vicinity of the tip of an optical fiber (laser heating element) installed in a glass tube filled with water and immersed in a limited volume filled with liquid are studied. It is established that the outgoing and incoming flows of heated liquid in the tube, arising from the growth and collapse of cavitation vapor bubble, lead to intense horizontal liquid flows in the gap between the bottom of the cuvette and the bottom end of the tube. It is shown that at the initial moments of accelerated growth and, especially, at the moment of vapor bubble collapse near the bottom of the cuvette under the bottom end of the tube there are powerful pressure pulses that can effectively affect the surface of the bottom of the cuvette, while at bubble collapse liquid flows are directed in the opposite direction into the tube. The discovered effects can be used for effective selective surface cleaning.

Keywords: lasers, cavitation, numerical simulation