

03.4

Кавитация на торце оптоволоконна при лазерном нагреве воды в узкой щели

© Е.П. Дац, А.В. Кулик, М.А. Гузев, В.М. Чудновский

Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия
E-mail: datsep@gmail.comПоступило в Редакцию 26 апреля 2023 г.
В окончательной редакции 14 июня 2023 г.
Принято к публикации 14 июня 2023 г.

Проведено экспериментальное исследование процесса роста и схлопывания кавитационного пузырька на кончике оптоволоконна, помещенного между плоскими твердыми поверхностями (в щели). Особенности динамики кавитационных пузырьков в данной конфигурации объяснены с помощью численного моделирования. Показано, что лазерную кавитацию на кончике оптоволоконна можно применять для селективной очистки и санации поверхностей в щелях и каналах.

Ключевые слова: лазеры, кавитация, численное моделирование.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.16.55967.19607

Очистка поверхностей — важная техническая задача, которая успешно решается с применением акустической кавитации [1]. Однако в этом случае невозможно осуществить селективную очистку, производимую локально на небольшом участке поверхности, особенно в труднодоступных местах, таких как узкие щели и каналы. Для решения этой задачи предлагается использовать лазероиндуцированную кавитацию, инициированную на кончике оптоволоконна, погруженного в жидкость. Использование оптоволоконна удобно для доставки лазерного излучения к различным объектам, поскольку оно обладает большой гибкостью и способно проникать в узкие каналы, щели и иглы для пункционного воздействия. В настоящей работе впервые показано, что при непрерывном лазерном нагреве воды с использованием оптоволоконна, помещенного в узкую щель, возникающий на кончике оптоволоконна кавитационный пузырек при схлопывании создает условия эффективной селективной очистки ее внутренней поверхности.

Лазерная кавитация, или лазероиндуцированная кавитация (laser induced cavitation), возникает при вскипании жидкости с недогревом, вызванном действием либо сфокусированного лазерного излучения, либо излучения, выходящего из торца кончика оптоволоконна, погруженного в жидкость, по которому это излучение распространяется. При кипении с недогревом возникает паргазовый пузырек, который не только нарастает, но и по причине контакта с окружающей „холодной“ жидкостью в какой-то момент прекращает свой рост, а затем схлопывается с ускорением (коллапс). Подобная динамика (рост и последующее схлопывание пузырька), собственно, и служит причиной, по которой пузырек является кавитационным. Хорошо известно, что кавитационные пузырьки (cavitation bubbles) вблизи различных границ помимо акустических сигналов и ударных волн генерируют кумулятивные струи [2–6]. В совокупности

эти явления представляют большой практический интерес для селективной очистки и обработки поверхностей, а также в медицине [7,8]. В связи с этим использование оптоволоконна для инициирования кавитации в сравнении с другими методами, в частности „искровым“ (charging) [4] и связанным с фокусировкой лазерного излучения [5,8], имеет предпочтение, но изучено недостаточно.

В работе экспериментально и численно исследуется лазероиндуцированная кавитация, возникающая на торце оптоволоконна, помещенного в щель, заполненную водой, — пространство, ограниченное с двух сторон двумя плоскими металлическими пластинами. В экспериментах использовался полупроводниковый лазер с длиной волны $1.47 \mu\text{m}$ и мощностью 5 W , излучение которого проводилось по кварц-полимерному волокну с диаметром светопроводящей кварцевой жилы $600 \mu\text{m}$. Излучение с длиной волны $1.47 \mu\text{m}$ хорошо поглощается в воде с коэффициентом поглощения $\sim 25 \text{ cm}^{-1}$, что позволяет инициировать вблизи торца оптоволоконна объемное вскипание жидкости. Все эксперименты проводились в недеаэрированной воде при температуре 22°C в кювете размером $12.5 \times 2.3 \times 4.1 \text{ cm}$ с использованием скоростной видеокамеры PHOTRON FASTCAM SA-Z. Исследовался элементарный акт вскипания — динамика роста и схлопывания одиночного пузырька. Регистрация роста и схлопывания пузырька проводилась методом „на просвет“, когда источник света (лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 520 \text{ nm}$) просвечивает экспериментальную кювету в направлении на объектив видеокамеры. В кювету параллельно друг другу на расстоянии 3 mm (ширина щели) устанавливались две алюминиевые металлические пластинки $10 \times 1 \times 3 \text{ cm}$, образующие экспериментальную щель. В пространство между пластинками вертикально вниз на расстоянии 2 cm от торца оптоволоконна до дна кюветы, в 2 cm

от верхней границы пластины и 1.5 см от внутренних стенок пластин установлено оптоволокно.

Задача решалась в рамках метода конечных объемов (finite volume method) в системе ANSYS Fluent. Расчет проводился с использованием алгоритма SIMPLE на равномерной квадратной сетке с размером элемента $2\ \mu\text{m}$. Для аппроксимации межфазной поверхности использовался метод объема жидкости (volume of fluid) [9], в котором уравнения Навье–Стокса и уравнение баланса энергии решались для двухфазной среды жидкость/пар. Для определения оптимального размера сетки методом конечных разностей отдельно решалась одномерная задача об определении радиуса сферического пузырька, динамика которого описывается уравнением Рэля–Плессета. Найденный закон движения радиуса сопоставлялся с результатом, полученным в системе Fluent без учета процесса парообразования-конденсации и теплопроводности. Было установлено, что при размере элемента сетки $2\ \mu\text{m}$ разница между решением, полученным в системе Fluent, и решением, найденным при интегрировании уравнения Рэля–Плессета, составила менее 4%. При размере элемента сетки $4\ \mu\text{m}$ максимальная разница в сравниваемых решениях составила около 12%. Вычисление с использованием размера сетки $1\ \mu\text{m}$ при учете процесса парообразования-конденсации и сравнение с результатом, полученным для размера $2\ \mu\text{m}$, показало, что закон движения межфазной границы в процессе роста/схлопывания пузырька в обоих случаях различается менее чем на 1%, однако для размера сетки $1\ \mu\text{m}$ в процессе повторного вскипания наблюдались более мелкие фрагменты паровой фазы, наличие которых при последующем исчезновении (повторной конденсации) не влияло на распределение температурного поля в жидкой фазе. Поверхностный массообмен между жидкой и паровой фазами осуществлялся в рамках модели парообразования-конденсации Ли [10], в которой скорость парообразования-конденсации пропорциональна разности между температурой среды и температурой насыщения, зависящей от абсолютного давления. Начальные условия задачи соответствовали оценочным параметрам, полученным из эксперимента.

На рис. 1 показано изменение во времени значений радиуса, скорости и ускорения пузырька, полученных экспериментально в щели. Значения радиуса выбираются в направлении от центра торца оптоволокна по аксиальной оси вниз до границы раздела фаз.

Значения радиуса пузырька, скорости и ускорения, согласно уравнению Рэля–Плессета, позволяют оценить давление пара P в пузырьке [11]:

$$P = P_0 + 2\sigma/R(t) + 4\mu\dot{R}(t)/R(t) + \rho_l(R(t)\ddot{R}(t) + 1.5\dot{R}^2(t)), \quad (1)$$

где P_0 — атмосферное давление, σ — коэффициент поверхностного натяжения, μ — динамическая вязкость воды, ρ_l — плотность воды.

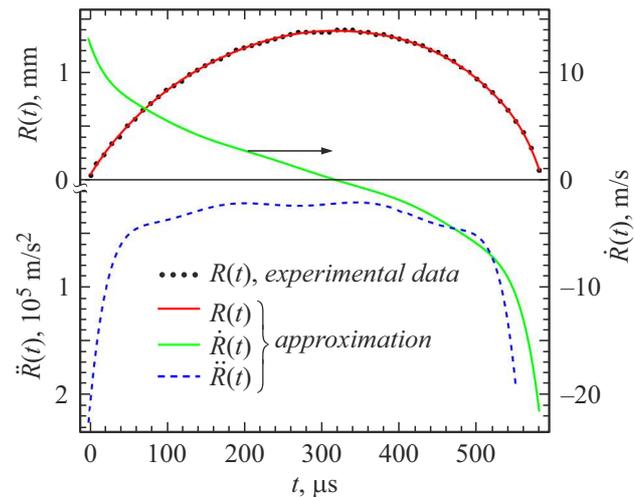


Рис. 1. Изменение во времени радиуса, скорости и ускорения кавитационного пузырька, наблюдаемых в эксперименте.

Подстановка в (1) экспериментальных значений (рис. 1) позволяет оценить величину давления, а следовательно, и температуры пара в пузырьке [12]; отсюда для начала процесса получаем $P \approx 6 \cdot 10^5$ Па и температуру насыщения $T \approx 433$ К. Эти оценки используются в качестве начальных условий в численном расчете динамики пузырька. Вне пузырька температура жидкой среды задана линейно убывающей от 433 до 300 К в шаровом слое с размерами $30 < r < 300\ \mu\text{m}$. Вне данного слоя задана температура 300 К. Измерения проведены на основе трех экспериментов. Экспериментальная кривая (рис. 1) построена с использованием среднего значения. Точность измерений ограничена разрешением камеры: 1 пиксель изображения камеры имеет размер $20\ \mu\text{m}$. Наблюдаемая ширина межфазной границы составляет 1 пиксель: на кадрах (рис. 2) отчетливо видна газовая фаза, определяемая темным цветом пикселя, и жидкая фаза, определяемая светлым цветом пикселя. Между фазами существует слой в 1 пиксель, в котором принадлежность к той или иной фазе остается неопределенной. Таким образом, ошибка измерений межфазной границы составляет $20\ \mu\text{m}$. В начальный момент роста наблюдаемый радиус пузырька расположен в диапазоне от 1 до 2 пикселей (от 20 до $40\ \mu\text{m}$), поэтому в численных расчетах для начального радиуса пузырька использовано среднее значение $30\ \mu\text{m}$. Для аппроксимации радиуса, скорости и ускорения межфазной границы (рис. 1) и дальнейшего использования данных функций в формуле (1) использовался полином десятой степени с шагом по времени в $20\ \mu\text{s}$. Разница в оценке начального давления в рамках указанной ошибки измерения начального радиуса ($20 < r < 40\ \mu\text{m}$) составила не более 11%, для температуры разница в начальном значении составила менее 2%.

На рис. 2 показаны кадры динамики кавитационного пузырька в щели. Стенки соответствуют левым и правым

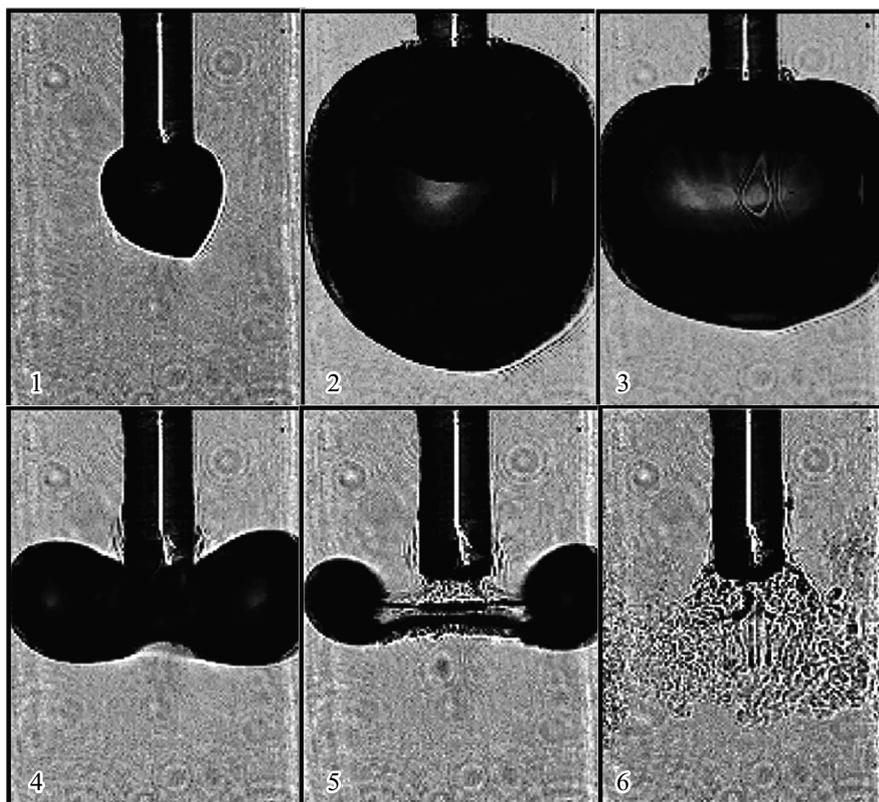


Рис. 2. Динамика роста и схлопывания парового пузырька в щели шириной $3000\ \mu\text{m}$, заполненной недеаэрированной водой. Диаметр оптоволокна $600\ \mu\text{m}$. Кадры 1–6 соответствуют следующим интервалам времени от начала роста пузырька: $t_1 = 80\ \mu\text{s}$, $t_2 = 345\ \mu\text{s}$, $t_3 = 550\ \mu\text{s}$, $t_4 = 560\ \mu\text{s}$, $t_5 = 600\ \mu\text{s}$, $t_6 = 1000\ \mu\text{s}$.

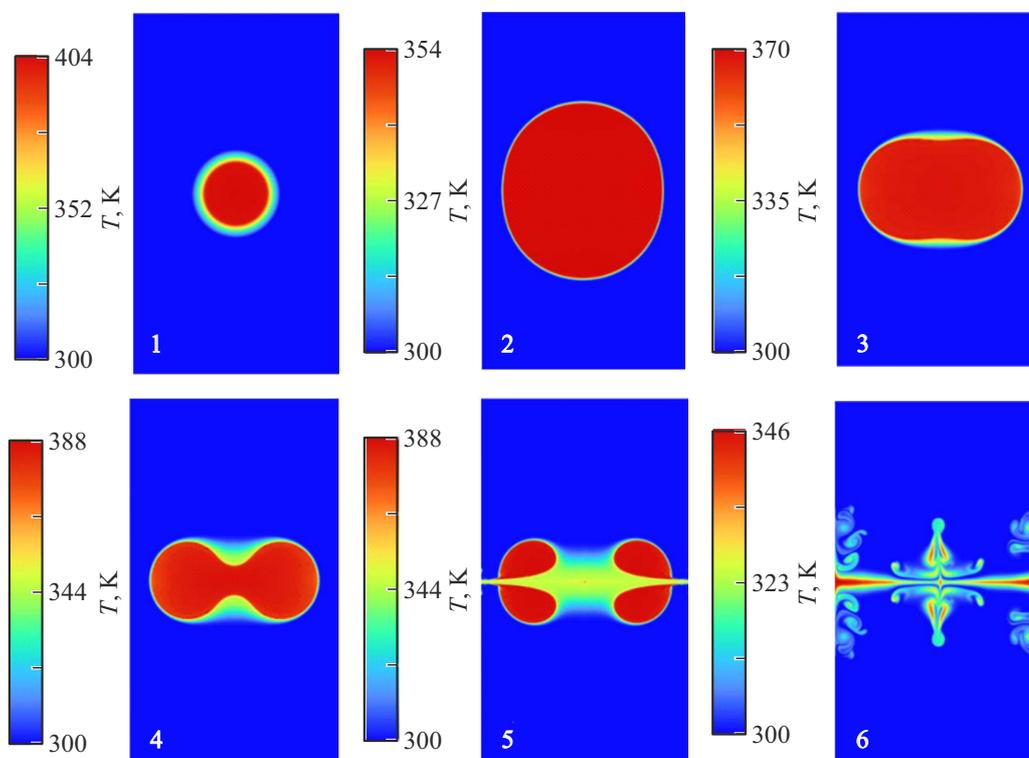


Рис. 3. Расчет изменения температурного поля в двухфазной среде в процессе роста-схлопывания пузырька. Кадры 1–6 соответствуют следующим интервалам времени от начала роста пузырька: $t_1 = 80\ \mu\text{s}$, $t_2 = 345\ \mu\text{s}$, $t_3 = 550\ \mu\text{s}$, $t_4 = 560\ \mu\text{s}$, $t_5 = 600\ \mu\text{s}$, $t_6 = 1000\ \mu\text{s}$.

границам кадров. Для отображения динамики пузырька в эксперименте используется вид сбоку. Согласно численному расчету, воспроизводящему изменение радиуса пузырька в эксперименте, в процессе роста пузырька на стенках формируются области избыточного давления в жидкой фазе, благодаря чему пузырек приобретает форму вертикально вытянутого вдоль стенок сфероида (кадр 2 на рис. 2). Дальнейший рост пузырька способствует вытеснению объема жидкости вблизи стенок. В результате этого на стенках образуются области с пониженным давлением в жидкости. Поэтому при схлопывании пузырек вытягивается перпендикулярно направлению поверхностей стенок и приобретает сначала форму сплюснутого сфероида (кадр 3 на рис. 2), а затем форму гантели (кадр 4 на рис. 2), где межфазная граница движется в сторону пониженного давления. В дальнейшем на стенках щели пузырек распадается с генерацией струй нагретой жидкости, направленных перпендикулярно стенкам (кадры 5, 6 на рис. 2). В данной области струя нагретой жидкости пробивает пространство, занятое паровой фазой, и, достигнув поверхности стенок, формирует зону повышенного избыточного давления.

Согласно численным расчетам, избыточное давление жидкой фазы на внутренние стенки щели в момент столкновения фронта кумулятивной струи с поверхностью пластин достигает 440 кПа, при этом температура струи достигает 343 К (кадры 5, 6 на рис. 3). Полученные оценочные значения давления и температуры в жидких струях, генерируемых при лазерной кавитации с использованием оптоволокна в данной конфигурации, свидетельствуют о возможности использования этого явления для очистки и санации внутренних стенок узкой щели.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Maksimov, J. Acoust. Soc. Am., **151**, 1464 (2022). DOI: 10.1121/10.0009673
- [2] В.М. Чудновский, В.И. Юсупов, Письма в ЖТФ, **46** (20), 31 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.20.50153.18426 [V.M. Chudnovskii, V.I. Yusupov, Tech. Phys. Lett., **46**, 1024 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020100211].
- [3] R.V. Fursenko, V.M. Chudnovskii, S.S. Minaev, J. Okajima, Int. J. Heat Mass Transfer, **163**, 120420 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120420 0017-9310
- [4] G. Huang, M. Zhang, X. Ma, Q. Chang, C. Zheng, B. Huang, Ultrason. Sonochem., **67**, 105147 (2020). DOI: 10.1016/j.ultsonch.2020.105147
- [5] D. Horvat, U. Orthaber, J. Schillec, L. Hartwigc, U. Löschner, A. Vrecko, R. Petkověk, Int. J. Multiphase Flow., **100**, 119 (2018). DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.12.010
- [6] 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**, 16 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.01.52459.18991].
- [7] Д.Н. Моренко, В.И. Юсупов, И.А. Абушкин, Ю.П. Пахалюк, М.А. Гузев, В.М. Чудновский, Флебология, **15** (4), 259 (2021). DOI: 10.17116/flebo202115041259
- [8] C.-D. Ohl, M. Arora, R. Dijkink, V. Janve, D. Lohse, Appl. Phys. Lett., **89**, 074102 (2006). DOI: 10.1063/1.2337506
- [9] C.W. Hirt, B.D. Nichols, J. Comput. Phys., **39**, 201 (1981). DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5
- [10] W.H. Lee, in *Multiphase transport: fundamentals, reactor safety, applications*, ed. by T. Veziroglu (Hemisphere Publ., 1980), vol. 1, p. 407–432.
- [11] M. Plesset, A. Prosperetti, Ann. Rev. Fluid Mech., **9**, 145 (1977). DOI: 10.1146/annurev.fl.09.010177.001045
- [12] W. Wagner, A. Pruß, J. Phys. Chem. Ref. Data, **31**, 387 (2002). DOI: 10.1063/1.1461829