

03.4

## Динамика парового пузырька, индуцированного лазерным нагревом воды в капилляре

© А.А. Левин<sup>1,2</sup>, Д.С. Елистратов<sup>1,3</sup>, А.С. Сафаров<sup>1,2</sup>, А.А. Чернов<sup>1,3</sup><sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск, Россия<sup>3</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: Lirt@mail.ru

Поступило в Редакцию 27 июня 2023 г.

В окончательной редакции 14 июля 2023 г.

Принято к публикации 15 июля 2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования эволюции лазерно-индуцированного парового пузырька в недогретой жидкости в пространственно стесненных условиях (в капилляре). Изучено влияние геометрических параметров на характер протекания процесса. Выявлено, при каких условиях коллапс пузырька сопровождается генерацией затопленной струи, направленной от торца оптоволокна в глубь жидкости, а когда этого не происходит. Показано, что в последнем случае в жидкости предположительно образуется стоячая волна давления.

**Ключевые слова:** лазерно-индуцированное кипение, недогретая жидкость, паровой пузырек.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.18.56172.19667

В настоящее время описанию процесса кипения жидкости в разнообразных постановках посвящено большое число как экспериментальных, так и теоретических работ. Можно выделить два особенно актуальных на данный момент направления. Первое связано с исследованием кипения в условиях сильной неравновесности и нестационарности процесса, в том числе с изменяющимися граничными условиями. Во втором фазовый переход изучается в пространственно ограниченных средах, в которых характерный размер паровых пузырьков сопоставим с размерами системы. Известны как экспериментальные результаты, демонстрирующие слабую применимость уже развитых подходов к описанию кинетики нуклеации в условиях нестационарных тепловых потоков [1], так и теоретические работы, посвященные развитию моделей эволюции парового пузырька в существенно неравновесных условиях [2–4]. Растет также интерес к мини- и микроканальным теплообменным системам, что вызвано большим спектром практических приложений [5].

Еще одной задачей, представляющей фундаментальный и практический интерес, является изучение процесса лазерно-индуцированного кипения существенно недогретой жидкости [6–9]. Этот процесс лежит в основе малоинвазивной лазерной хирургии, где с помощью горячих затопленных струй, образующихся при коллапсе парового пузырька, формирующегося в результате нагрева жидкости лазерным излучением, осуществляется тепловое и/или механическое воздействие на патогенные ткани и образования [10]. Здесь процесс кипения происходит в существенно нестационарных условиях с достижением локального перегрева жидкости в несколько сотен градусов. При этом объем жидкости в силу есте-

ственных причин ограничен и сопоставим с объемом образующихся паровых включений. Исследованию — как экспериментальному, так и теоретическому — эволюции лазерно-индуцированного парового пузырька с последующей генерацией кумулятивной струи (которая впоследствии становится затопленной) посвящены недавние работы авторов [11,12], где данный процесс исследовался в большом объеме (кювете). Целью настоящей работы является изучение лазерно-индуцированного кипения в ограниченном объеме (капилляре), когда влияние стенок на общую картину процесса становится существенным.

Схема экспериментальной установки подробно описана в [12], единственным отличием является то, что в настоящей работе жидкость — дистиллированная вода — заливалась не в кювету, а в стеклянный вертикально ориентированный капилляр (использовались капилляры с различными внутренними диаметрами  $D_{cap}$  от 3 до 10 мм). В ходе проведения экспериментов вода подвергалась воздействию непрерывного лазерного излучения с длиной волны  $1.94 \mu\text{m}$  (коэффициент поглощения  $\sim 100 \text{ cm}^{-1}$ ), передающегося от лазера в рабочий объем посредством кварц-кварц полимерного волокна (с диаметрами  $d_{fiber} = 0.4$  и  $0.6 \text{ mm}$ ). Это позволяло осуществлять быстрый локальный нагрев воды в окрестности торцевой поверхности оптоволокна, что приводило к взрывной нуклеации парового зародыша. Последний в ходе своей эволюции проходит стадии быстрого роста и последующего не менее быстрого схлопывания, сопровождаемого образованием затопленной струи жидкости. Мощность излучения в опытах варьировалась в пределах от 2 до 10 W (с шагом 1 W). Температура воды поддерживалась постоянной и составляла  $30 \pm 2^\circ\text{C}$ . Давление в системе было атмосферным. Для видеозаписи изучае-

мого процесса использовалась высокоскоростная камера Photron FASTCAM Mini UX100 со скоростью записи до 100 000 fps. Погрешность измерения размеров пузырьков не превышала  $32 \mu\text{m}$ .

На рис. 1 представлены покадровые изображения эволюции паровых структур, образующихся при воздействии на воду лазерного излучения, при различных значениях отношения диаметра капилляра  $D_{cap}$  к диаметру оптоволоконка  $d_{fiber}$ . Хорошо видны последовательные стадии нуклеации (рис. 1, *b*, кадры 2, 3), роста (рис. 1, *b*, кадры 3–15) и последующего коллапса (рис. 1, *b*, кадры 15–29) парового пузырька. Отметим, что рост пузырька обусловлен испарением локально перегретой в результате действия лазерного излучения (на стадии индукции) жидкости. Согласно расчетам [12], температура жидкости в момент нуклеации пузырька (локально, где и происходит нуклеация) значительно превышает температуру насыщения и близка к температуре предельного перегрева. Коллапс пузырька вызван общим недогревом жидкости и сопровождается конденсацией пара. В том случае, когда диаметр капилляра значительно превосходит диаметр оптоволоконка (рис. 1, *a*), рост пузырька происходит практически по тому же сценарию, что и в случае, когда лазерно-индуцированный пузырек эволюционирует в большом объеме жидкости [11,12]. Характерной особенностью такого процесса является то, что как в процессе роста, так и в процессе схлопывания пузырек имеет форму, близкую к сферической, за исключением, быть может, последних мгновений его жизни. В данном случае коллапс пузырька сопровождается генерацией горячей затопленной струи, направленной от торца оптоволоконка в глубь жидкости [11,13].

В настоящей работе показано развитие другого сценария данного процесса, когда диаметр капилляра не столь значительно превосходит диаметр оптоволоконка. В этом случае рост пузырька в поперечном относительно оси капилляра направлении ограничен стенками капилляра, вследствие чего пузырек в процессе роста теряет сферичность. К моменту достижения максимального размера он полностью перекрывает сечение капилляра. Это в значительной степени изменяет гидродинамическую картину в сравнении со сценарием, когда пузырек растет в большом объеме. Так, в отсутствие возможности поперечного движения жидкости схлопывание пузырька происходит при значительной асимметрии скорости натекающей на межфазную поверхность жидкости. Очевидно, что максимальная скорость жидкости наблюдается на оси капилляра, что отчетливо видно на кадрах 22–27 (рис. 1, *b*) по образованию в пузырьке характерной глубокой впадины, обращенной к торцу оптоволоконка. Здесь уместно провести аналогию с коллапсом пузырька вблизи плоской поверхности (см., например, [7]), где реализуется подобный сценарий. Отметим, что в данном случае не происходит формирования затопленной струи, направленной от торца оптоволоконка в глубь жидкости, как это наблюдается в опытах по вскипанию в большом

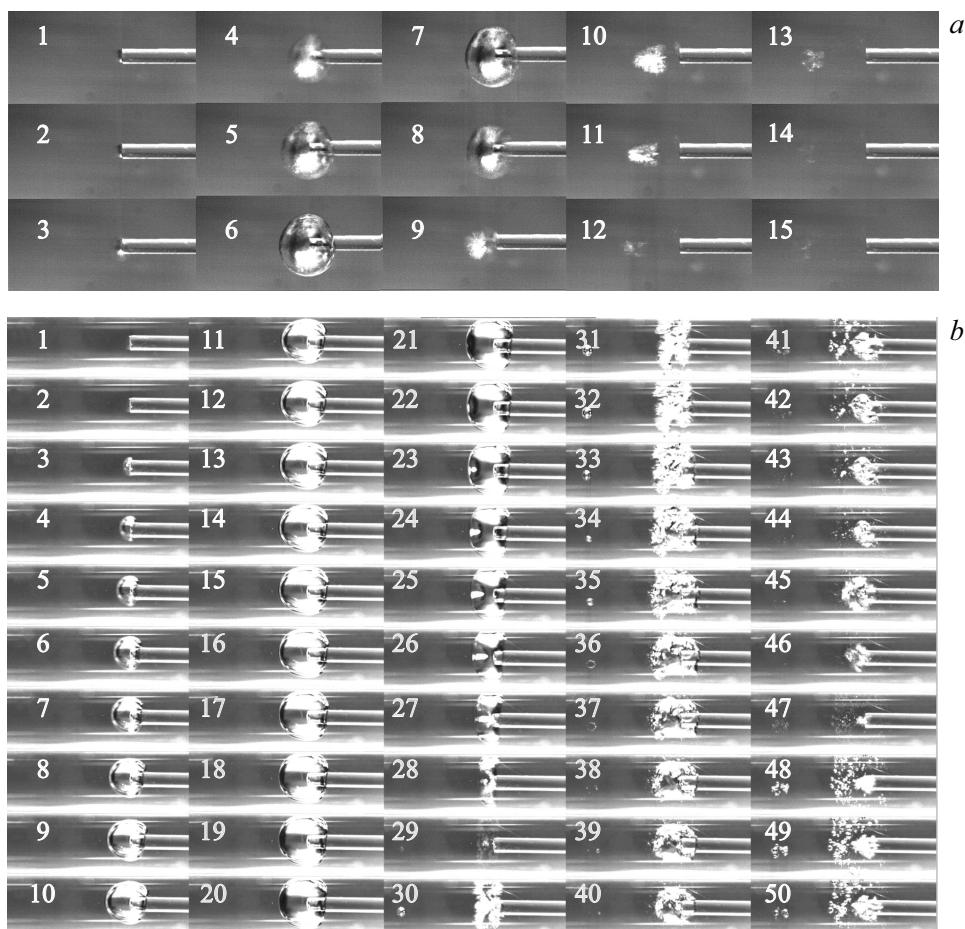
объеме, так как не реализуются необходимые для этого условия.

Из рис. 1, *b* видно, что коллапс пузырька приводит к возникновению в жидкости пульсаций давления, инициирующих циклический процесс образования и конденсации паровой фазы (кадры 29–47) с периодом  $\sim 0.72 \text{ ms}$ . Дополнительной иллюстрацией этого служит осцилляция „паразитного“ газового пузырька, находящегося на расстоянии 6 mm от торца оптоволоконка. Следует отметить, что пульсации давления наблюдаются и в капиллярах большого диаметра, и в большом объеме, однако амплитуда этих колебаний значительно меньше, чем в случае с капиллярами малого диаметра. Можно предположить, что значительная доля кинетической энергии жидкости при коллапсе пузырька в большом объеме идет на образование затопленной струи, а не на формирование стоячей волны давления.

Таким образом, характер эволюции лазерно-индуцированного пузырька в капиллярах различного диаметра принципиально различается и обуславливается тем, насколько стенки капилляра влияют на картину течения жидкости вокруг пузырька. Это влияние прежде всего проявляется в том, что пузырек в процессе своего роста теряет сферичность (в особенности, когда его размер становится сопоставимым с размером капилляра), что приводит к различным сценариям эволюции парожидкостной системы.

С целью обобщения результатов, полученных в ходе серии экспериментов, проведенных при варьировании различных режимных параметров процесса (см. выше), строилась зависимость коэффициента эллиптичности (конечно, здесь этот термин вводится не строго математически)  $k = d_1/d_2$  — отношения продольного размера пузырька  $d_1$  к поперечному  $d_2$  — от степени стесненности пузырька в капилляре, которая характеризуется геометрическим фактором — отношением диаметров капилляра  $D_{cap}$  и оптоволоконка  $d_{fiber}$ :  $\delta = D_{cap}/d_{fiber}$  (рис. 2, *a*). Из рисунка видно, что с уменьшением параметра  $\delta$  диапазон значений  $k$  существенно возрастает. Это указывает на то, что форма пузырька перестает быть сферической. Так, для капилляров относительно малого диаметра ( $\delta = 5$ ), когда пузырек достигает своего максимального размера и фактически представляет собой „снаряд, нанизанный на оптоволоконно“, значение эллиптичности  $k = 1.2$  (рис. 1, *b*, кадр 21), при этом в момент, когда он практически схлопнулся,  $k = 0.12$  (рис. 1, *b*, кадр 28). Иная картина наблюдается для капилляров большого диаметра ( $\delta = 25$ ), где пузырек растет в условиях, приближенных к свободным, а диапазон изменения  $k$  не столь значителен.

Рассмотрим влияние мощности излучения на максимальный размер, которого пузырек достигает в процессе своего роста, так как этот фактор во многом и предопределяет последующее развитие рассматриваемого процесса. В качестве размера в настоящей работе использован максимальный эквивалентный диаметр, вычисляемый



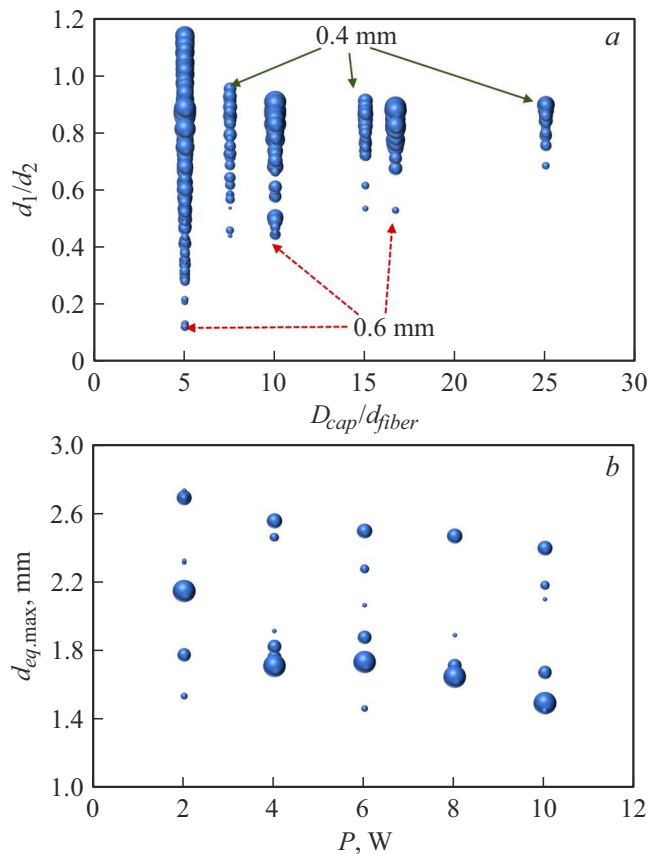
**Рис. 1.** Динамика паровых структур, образующихся при поглощении водой лазерного излучения, в капиллярах различного диаметра. *a* —  $D_{cap} = 10$  mm,  $d_{fiber} = 0.4$  mm; *b* —  $D_{cap} = 3$  mm,  $d_{fiber} = 0.6$  mm. Мощность лазерного излучения 10 W. Временной интервал между кадрами  $40 \mu\text{s}$ .

как диаметр сферы, объем которой равен объему наблюдаемого в процессе видеосъемки парового пузырька. Как было показано в работе [12] на основе численного моделирования, размер пузырьков несколько снижается при значительном увеличении мощности излучения и в то же время существенно зависит от диаметра оптоволокон, на торце которого осуществляется вскипание локально перегретой жидкости. Сравнивая максимальные размеры пузырей (рис. 2, *a*), образующихся на торце оптоволокон с различными диаметрами, можно заметить, что максимальные размеры пузырей при  $d_{fiber} = 0.6$  mm заметно превышают аналогичные при  $d_{fiber} = 0.4$  mm, что подтверждает выдвинутую ранее гипотезу. Это прежде всего объясняется различием в запасе тепловой энергии, накапливаемой жидкостью на стадии индукции.

Экспериментальную зависимость максимального размера пузырька от мощности лазерного излучения для различных значений параметра  $\delta$  иллюстрирует рис. 2, *b*. Из рисунка видно, что при большом значении  $\delta$  эта зависимость аналогична наблюдаемой для пузырьков, растущих в большом объеме [12]: она обратно пропорциональна мощности излучения. Однако с уменьшением

геометрического фактора  $\delta$ , что означает уменьшение свободного пространства для роста парового пузырька, монотонный характер этой зависимости исчезает, что, по всей видимости, свидетельствует о снижении устойчивости кипения в стесненных условиях, так как даже небольшие изменения в пространственной локализации парового зародыша будут существенно определять гидродинамическую картину и, как следствие, достигаемый размер парового пузырька.

Исходя из изложенного выше можно заключить, что для практических приложений, опирающихся на использование процесса лазерно-индуцированного кипения жидкостей, необходимо отчетливо понимать, при каких условиях данный процесс происходит, ведь в зависимости от этих условий могут реализоваться различные сценарии его протекания. В частности, если предполагается использование эффекта генерации затопленных струй жидкости при коллапсе паровых пузырьков, можно рекомендовать избегать малых значений геометрического фактора  $\delta$ , так как в сильно стесненных условиях эти струи могут вовсе не образовываться. Что касается мощности лазерного излучения, то если



**Рис. 2.** Геометрические характеристики парового пузырька в процессе его эволюции. *a* — эллиптичность пузырька для различных соотношений диаметров оптоволокна и капилляра, размер маркера пропорционален эквивалентному диаметру пузырька, т.е. диаметру сферы, объем которой равен измеренному по видеокдрам объему парового пузырька. *b* — зависимость максимального размера парового пузырька  $d_{eq,max}$  от мощности лазерного излучения  $P$ , размер маркера пропорционален геометрическому фактору  $\delta$ .

в свободных условиях она не оказывает существенного влияния на процессы кипения, генерации и распространения затопленных струй жидкости, то в стесненных условиях она позволяет регулировать размер, которого паровой пузырек достигает в процессе своей эволюции, в чувствительных для практических приложений пределах.

### Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-19-00092).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A.A. Levin, P.V. Khan, *Appl. Therm. Eng.*, **149**, 1215 (2018). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.12.126
- [2] A.A. Avdeev, *Bubble systems* (Springer, Cham, 2016).
- [3] A.A. Chernov, A.A. Pil'nik, I.V. Vladyko, S.I. Lezhnin, *Sci. Rep.*, **10** (1), 16526 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-73596-x
- [4] L. Zhang, H. Liu, D. Chen, X. Zhou, Y. Chen, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **176**, 121426 (2021). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121426
- [5] D. Deng, L. Zeng, W. Sun, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **175**, 121332 (2021). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121332
- [6] J.P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J.C. Ramirez-San-Juan, R. Ramos-Garcia, *Phys. Fluids*, **26** (12), 122007 (2014). DOI: 10.1063/1.4904718
- [7] M. Mohammadzadeh, S.R. Gonzalez-Avila, K. Liu, Q.J. Wang, C.-D. Ohl, *J. Fluid Mech.*, **823**, R3 (2017). DOI: 10.1017/jfm.2017.358
- [8] S.D. George, S. Chidangil, D. Mathur, *Langmuir*, **35** (31), 10139 (2019). DOI: 10.1021/acs.langmuir.8b03293
- [9] A. Brujan, H. Takahira, T. Ogasawara, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **101**, 48 (2019). DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2018.10.007
- [10] V.P. Minaev, N.V. Minaev, V.Y. Bogachev, K.A. Kaperiz, V.I. Yusupov, *Lasers Med. Sci.*, **36** (8), 1599 (2021). DOI: 10.1007/s10103-020-03184-y
- [11] 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
- [12] A.A. Chernov, A.A. Pil'nik, A.A. Levin, A.S. Safarov, T.P. Adamova, D.S. Elistratov, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **184**, 122298 (2022). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122298
- [13] В.И. Юсупов, Письма в ЖТФ, **48** (19), 12 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.19.53588.19301 [V.I. Yusupov, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (10), 9 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.10.54788.19301].