

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

УДК 536.423; 532.528

ИМПУЛЬС ДАВЛЕНИЯ
ПРИ ВЗРЫВНОМ ВСКИПАНИИ ВОДЫ

Д. И. Ашихмин, В. И. Юсупов

Исследованы акустические сигналы, возникающие при взрывном вскипании воды у торца оптического волокна при непрерывном лазерном воздействии. Предложена термодинамическая модель, описывающая генерацию импульса давления при распаде перегретого объема жидкости. На основе расчетного температурного поля и фазовой диаграммы воды реконструирован профиль регистрируемого акустического сигнала и выполнена оценка эффективного давления пузыря перед его расширением. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей показало согласие по скорости нарастания фронта импульса при меньшей расчетной длительности, что может быть связано со снижением скорости звука в перегретой жидкости. Расчет динамики пузыря по уравнению Рэлея–Плессета приводит к значениям максимального радиуса и времени первого схлопывания, находящимся в пределах экспериментальной погрешности, что подтверждает адекватность предложенной модели.

Ключевые слова: лазерная термокавитация, взрывное вскипание, акустическое давление, кавитационный пузырек, фазовая диаграмма.

Введение. Локальное лазерное энерговложение в жидкость может приводить к формированию экстремальных термодинамических состояний и даже к оптическому пробою; оба режима сопровождаются интенсивными гидродинамическими и акустическими эффектами [1–6]. Особый интерес представляют процессы, развивающиеся вблизи

НИИ “Курчатовский институт”, 123182 Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1; e-mail: ashikhmin.dmitrii68@gmail.com.

торца оптического волокна, где высокая плотность поглощенной мощности обеспечивает быстрый перегрев ограниченного объема жидкости и последующую генерацию интенсивных течений и акустических возмущений [7–9]. Подобные явления рассматриваются в контексте как фундаментальных задач физики, так и практических приложений, включающих лазерную обработку, оптоакустические методы диагностики и биомедицинские технологии [10–12].

Перегрев жидкости выше равновесной температуры кипения при фиксированном давлении приводит к ее переходу в метастабильное состояние [13]. Релаксация такого состояния реализуется через формирование двухфазной структуры, включающей паровые образования с высоким внутренним давлением [14, 15]. Развитие термокавитационных явлений характеризуется, по меньшей мере, двумя различными временными масштабами. Первый из них соответствует моменту активации кипения в перегретом объеме и определяется степенью перегрева, объемом жидкости, что определяет вероятность нуклеации. Второй временной масштаб связан с динамикой вскипания перегретой жидкости после ее начала и описывает время, за которое весь перегретый объем вовлекается в двухфазное состояние. В отличие от момента начала кипения, второй процесс в настоящее время остается существенно менее изученным [16, 17].

При интенсивном лазерном воздействии на воду реализуется режим взрывного кипения, сопровождающийся быстрым распадом метастабильного состояния и генерацией акустических импульсов [18]. Акустические методы позволяют эффективно исследовать динамику этого процесса и получать количественные оценки характерных давлений и временных масштабов [19, 20]. Для интерпретации экспериментальных данных требуется их сопоставление с модельными оценками скачков давления, возникающих при переходе перегретой жидкости в двухфазное состояние [21].

Целью работы является определение характерных давлений и времени активации взрывного вскипания воды у торца оптического волокна при непрерывном лазерном нагреве путем сопоставления акустического эксперимента с термодинамической моделью распада метастабильной жидкости.

Материалы и методы. Схема установки приведена на рис. 1. В экспериментах использовался волоконный лазер ЛС-1.9 (“ИРЭ-Полус”, Россия) с длиной волны $\lambda = 1.94 \text{ }\mu\text{m}$, мощностью 3 W с оптоволокном с диаметром светопроводящей сердцевинки $400 \text{ }\mu\text{m}$. На $\lambda = 1.94 \text{ }\mu\text{m}$ коэффициент поглощения излучения в воде составляет $\alpha = 130 \text{ см}^{-1}$ [22]. Оптическое волокно располагалось горизонтально и вводилось в кювету, заполненную дистиллированной водой при комнатной температуре $22 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Мощность лазерного излучения, контролировалась с помощью измерителя мощности FieldMaster LM-10HTD (“Coherent”, США).

Акустические сигналы регистрировались игольчатым гидрофоном диаметром 1 mm (Precision Acoustics, Великобритания) с предусилителем с полосой пропускания 10 kHz–50 MHz (чувствительность -241 dB относительно 1 V/ μ Pa). Гидрофон располагался соосно с оптическим волокном на расстоянии 1.5 mm от его торца. Сигнал с гидрофона регистрировался на запоминающем осциллографе GDS 72304 (GW Instek, Тайвань) с полосой пропускания 300 MHz. Давление пересчитывалось на расстояние $r = 100$ μ m от источника в предположении сферического расхождения волны ($\propto 1/r$).

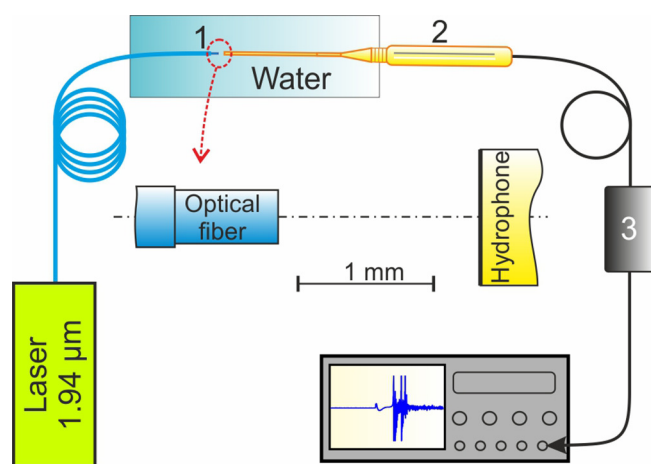


Рис. 1: Конфигурация установки для исследования термокавитации: 1 – волокно, 2 – игольчатый гидрофон, 3 – предусилитель.

Результаты и обсуждение. На рис. 2 приведен типичный акустический сигнал, в котором отчетливо выделяются два мощных импульса давления (2) и (3), а также более слабый импульс (1). Этот слабый импульс соответствует моменту взрывного вскипания перегретой воды и началу расширения парогазового пузыря при термокавитации. В начальной фазе давление скачкообразно возрастает в течение ~ 300 ns, достигая ~ 0.6 МПа (рис. 2). Интенсивные импульсы давления (2) и (3) формируются при первом и втором схлопываниях пузыря.

Оценка давления, возникающего при взрывном вскипании воды, проводилась при следующих допущениях: 1) При распаде микрообъема жидкости, нагретой до температуры T , давление скачкообразно возрастает до значения $p_{\max}(T) = p_{\text{bin}}(T)$, где p_{bin} – давление на бинадали. 2) Далее происходит снижение давления, обусловленное расхождением запасенной внутренней энергии на фазовый переход. Конечное давление $p_{\text{fin}}(T)$

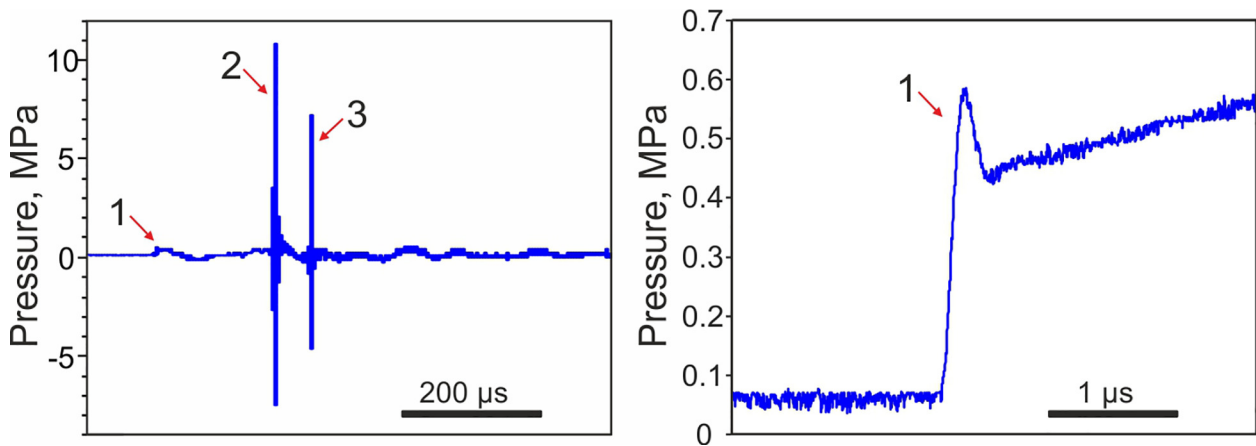


Рис. 2: Акустический сигнал, зарегистрированный при первом акте термокавитации, в различных временных масштабах: 1 – начальный импульс, 2 и 3 – импульсы давления, соответствующие первому и второму схлопываниям парагазового пузыря.

определялось из энергетического баланса: избыточная внутренняя энергия (с учетом теплоемкости и степени перегрева $\Delta T = T - 100$ °C) расходуется на превращение части жидкости в пар с учетом удельной теплоты парообразования. В расчетах использовалась модель, предложенная в [23], согласно которой взрывное вскипание первоначально инициируется в наиболее перегретой области объема. Из этой области распространяется сферическая ударная (акустическая) волна, инициирующая взрывное вскипание в других участках среды. Расчет давления, регистрируемого игольчатым гидрофоном, выполнялся в предположении геометрической акустики без учета фазовой структуры сигналов. Давление в каждой точке поверхности торца гидрофона в момент времени t определялось как суперпозиция вкладов от всех источников. Регистрируемое гидрофоном давление $p(t)$ вычислялось путем усреднения по площади торца.

Амплитуда начального импульса в рамках данного подхода зависела от времени существования максимального давления τ , в течение которого сохранялось значение $p_{\max}(T)$. При относительно больших значениях τ , сопоставимых или превышающих характерное время пробега акустического возмущения через перегретую область (l/c , где l – характерный размер области, c – скорость звука), форма регистрируемого сигнала существенно изменялась. В этом случае сигнал постепенно трансформировался в квазипрямоугольный импульс с характерной длительностью порядка $\tau + l/c$. Параметр τ рассматривался как подгоночный и подбирался таким образом, чтобы расчетная амплитуда начального импульса согласовывалась с экспериментально измеренной вели-

чиной. Вместе с тем параметр τ имеет ясный физический смысл как характерное время взрывного вскипания локального объема, и его оценка по экспериментальным данным представляет самостоятельный интерес.

Для анализа особенностей взрывного вскипания использовались расчетные распределения температуры воды у торца оптического волокна через 14 ns лазерного нагрева (рис. 3(а)) из работы [24]. Видно, что к этому моменту времени объем перегретой воды в вертикальном направлении превышает диаметр волокна.

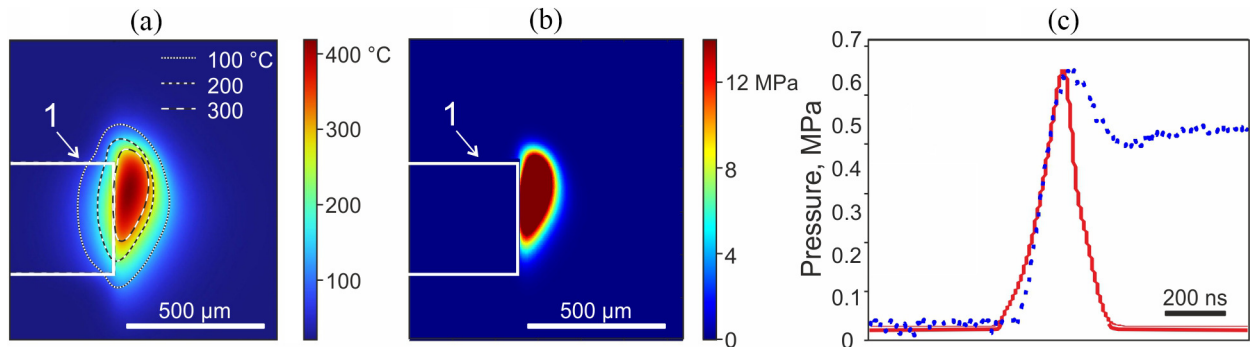


Рис. 3: (а) распределение температуры воды у торца волокна (1) после 14 ns лазерного нагрева (по данным [24]). Показаны изолинии температуры; (б) расчетное распределение максимальных скачков давления $p_{max}(T)$ при взрывном вскипании; (с) сравнение экспериментального профиля давления (точечная кривая) с модельным профилем (красная кривая), полученным при времени существования $p_{max}(T)$ $\tau = 40$ ns.

Как видно из рис. 3(б), в результате взрывного вскипания объема перегретой жидкости амплитуда скачков давления $p_{max}(T)$ превысила 12 МПа. На основании полученных данных было рассчитано давление, которое должен зарегистрировать игольчатый гидрофон (рис. 3(с)). Сопоставление модельного профиля импульса давления с $\tau = 40$ ns с экспериментальными данными показало хорошее совпадение по скорости роста давления на фронте. При этом длительность импульса в расчете оказалась в несколько раз меньше зарегистрированной экспериментально. Данное расхождение можно объяснить тем, что реальная скорость звука в перегретой жидкости уменьшается по мере приближения к спинодали.

На рис. 4(а) показано расчетное распределение давления $p_{fin}(T)$ при взрывном вскипании у торца волокна при среднем значении $p = 3.1$ МПа. Таким образом, в результате взрывного вскипания у торца образовался пузырек сложной формы, заполненный сжатым паром. Дальнейшая динамика этого пузырька рассчитывалась с использовани-

ем уравнения Рэлея–Плессета в предположении его сферической формы и начального давления в нем, равного усредненному по объему значению p_{fin} . Начальный радиус принимался таким, чтобы объем сферы соответствовал объему перегретой жидкости.

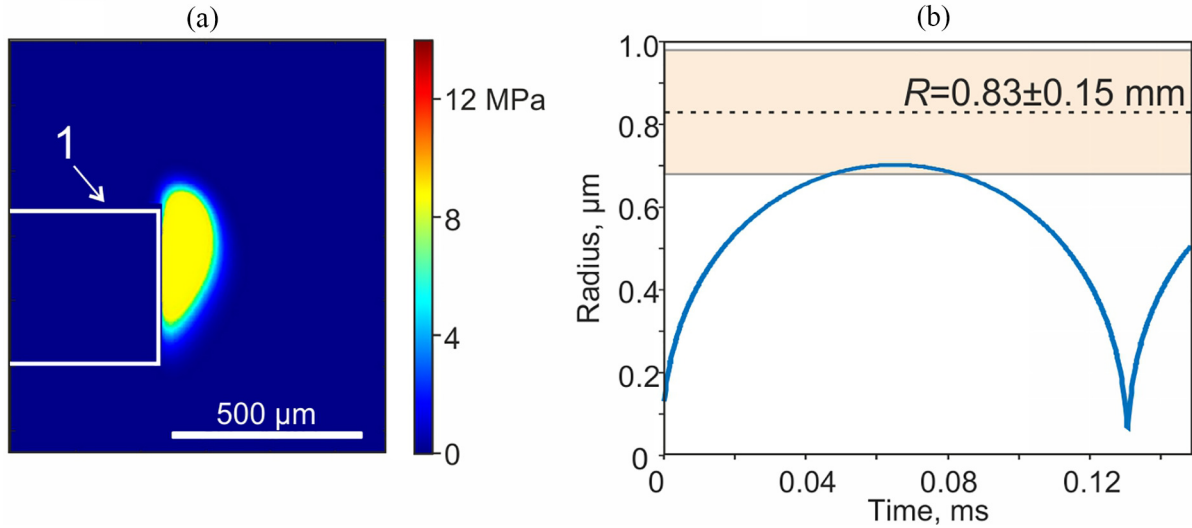


Рис. 4: (а) расчетное распределение давления $p_{fin}(T)$ при взрывном вскипании объема у торца волокна после 14 ms лазерного нагрева; (б) расчетная динамика парогазового пузыря. R – максимальный радиус пузыря в эксперименте.

Рассчитанное значение максимального радиуса пузырька удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными и располагается вблизи нижней границы доверительного интервала (рис. 4(б)). Также наблюдается удовлетворительное совпадение периода до схлопывания: в модели пузырек схлопывается примерно через 130 μs , тогда как в эксперименте время схлопывания составляет $159 \pm 29 \mu s$.

Таким образом, сопоставление расчетного профиля давления с экспериментально зарегистрированным акустическим сигналом показало удовлетворительное согласие по амплитуде и скорости нарастания переднего фронта. Оценка эффективного начального давления образующегося парогазового пузыря и последующий расчет его динамики на основе уравнения Рэлея–Плессета также приводят к значениям максимального радиуса и времени до первого схлопывания, находящимся в пределах экспериментальной погрешности. Это свидетельствует о том, что предложенная модель распада перегретой жидкости адекватно описывает основные механизмы формирования начального акустического импульса при лазерно-индуцированной термокавитации.

Отметим, что выполненные оценки носят приближенный характер. В расчетах использовалось модельное распределение температуры без точного восстановления ее пространственного профиля в объеме жидкости; не учитывалась зависимость скорости звука от температуры; при определении регистрируемого давления применялось приближение геометрической акустики, корректное преимущественно для высокочастотных компонент сигнала. Учет указанных факторов может привести к количественному уточнению результатов и требует дальнейших исследований. Кроме того, выбор момента времени, для которого задается температурное распределение, существенно влияет как на степень перегрева, так и на объем перегретой области: использование более ранних моментов приводит к заниженным оценкам амплитуды и длительности импульса, тогда как более поздние моменты, соответствующие температурам выше спинодали, могут давать их завышенные и физически не реалистичные значения.

Следует полагать, что и при импульсном режиме воздействия [9, 20] описанная модель сохраняет применимость. Однако в этом случае формирование результирующего акустического сигнала будет происходить при суперпозиции импульса давления, обусловленного взрывным вскипанием, и термоакустического вклада, что требует их совместного учета при интерпретации экспериментальных данных.

Заключение. В работе проведено комплексное исследование акустических проявлений взрывного вскипания воды при лазерно-индуцированной термокавитации у торца оптического волокна при непрерывном лазерном нагреве с $\lambda = 1.94 \text{ }\mu\text{m}$. Показано, что предложенная термодинамическая модель адекватно описывает формирование начального импульса давления и последующую динамику парогазового пузыря. Достигнуто удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных по ключевым параметрам процесса. Установлено, что характерное время взрывного вскипания в локальном микрообъеме составляет порядка 40 ns. Выявленные расхождения по длительности импульса указывают на необходимость учета зависимости скорости звука от степени перегрева.

Полученные результаты важны для развития физических представлений о механизмах взрывного вскипания, а также для совершенствования оптоакустических методов диагностики и управления лазерно-индуцированными процессами в жидкости, включая приложения в биомедицинских технологиях и лазерной обработке материалов.

Работа поддержана РНФ (No. 25-79-10125) в части биопечати, и проведена в рамках госзадания НИЦ “Курчатовский институт” в части изучения термокавитации.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] X. Liang, A. Vogel, Influence of inertial confinement on laser-induced bubble generation and shock wave emission, arXiv preprint. arXiv: 2501.13749 (2025). DOI: 10.48550/arXiv.2501.13749.
- [2] J. Chen, X. Lu, Q. Wen, et al., Int. J. Adv. Manuf. Technol. **117**(9), 2545 (2021). DOI: 10.1007/s00170-021-07853-2.
- [3] D. Kim, M. Ye, C. P. Grigoropoulos, Appl. Phys. A **67**(2), 169 (1998). DOI: 10.1007/s003390050756.
- [4] V. I. Yusupov, V. V. Bulanov, V. M. Chudnovskii, V. N. Bagratashvili, Laser Phys. **24**(1), 015601 (2014). DOI: 10.1088/1054-660X/24/1/015601.
- [5] A. Vogel, J. Noack, K. Nahen, et al., Appl. Phys. B: Lasers & Opt. **68**(2), 271 (1999). DOI: 10.1007/s003400050617.
- [6] H. Delibašić-Marković, V. Petrović, I. Petrović, Bull. Lebedev Phys. Inst. **52**(1), 22 (2025). DOI: 10.3103/S106833562460102X.
- [7] V. M. Chudnovskii, V. I. Yusupov, S. A. Zhukov, et al., Dokl. Phys. **62**(4), 174 (2017). DOI: 10.1134/S1028335817040061.
- [8] V. M. Chudnovskii, M. A. Guzev, V. I. Yusupov, et al., Int. J. Heat Mass Transf. **173**, 121250 (2021). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121250.
- [9] A. A. Samokhin, N. N. Il'ichev, P. A. Pivovarov, A. V. Sidorin, Bull. Lebedev Phys. Inst. **43**(5), 156 (2016). DOI: 10.3103/S106833561605002X.
- [10] S. V. Egerev, Y. O. Simanovsky, Acoust. Phys. **68**(1), 83 (2022). DOI: 10.1134/S106377102201002X.
- [11] A. Bychkov, V. Simonova, V. Zarubin, et al., Applied Sciences **8**(10), 1931 (2018). DOI: 10.3390/app8101931.
- [12] R. E. Morales, K. J. Harke, J. W. Tringe, et al., Sci. Rep. **12**(1), 9865 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-13940-5.
- [13] P. G. Debenedetti, *Metastable liquids: concepts and principles* (PUP, 2020).
- [14] V. P. Carey, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment* (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2020).
- [15] E. P. Dats, A. V. Kulik, M. A. Guzev, V. M. Chudnovskii, Tech. Phys. **71**(4), 612 (2026). DOI: 10.61011/TP.2026.04.63258.207-25.

- [16] A. N. Kotov, A. L. Gurashkin, A. A. Starostin, et al., *Energies* **16**(19), 6966 (2023). DOI: 10.3390/en16196966.
- [17] A. Vogel, W. Lauterborn, R. Timm, *J. Fluid Mech.* **206**, 299 (1989). DOI: 10.1017/S0022112089002314.
- [18] J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, et al., *Phys. Fluids* **26**(12), 122007 (2014). DOI: 10.1063/1.4904718.
- [19] W. Lauterborn, T. Kurz, *Reports Prog. Phys.* **73**(10), 106501 (2010). DOI: 10.1088/0034-4885/73/10/106501.
- [20] A. A. Samokhin, N. N. Il'ichev, P. A. Pivovarov, A. V. Sidorin, *Appl. Phys. A* **122**(6), 594 (2016). DOI: 10.1007/s00339-016-0112-x.
- [21] O. Supponen, D. Obreschkow, P. Kobel, et al., Shock waves from non-spherical cavitation bubbles, arXiv preprint. arXiv: 1708.04049 (2017). DOI: 10.48550/arXiv.1708.04049.
- [22] R. Deng, Y. He, Y. Qin, et al., *Natl. Remote Sens. Bull.* **16**(1), 192 (2012). DOI: 10.11834/jrs.20121188.
- [23] V. I. Yusupov, *Acoust. Phys.* **70**(6), 957 (2024). DOI: 10.1134/S1063771024601894.
- [24] V. I. Yusupov, A. N. Konovalov, *Int. J. Therm. Sci.* **203**, 109131 (2024). DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2024.109131.

Поступила в редакцию 31 марта 2026 г.

После доработки 12 июня 2026 г.

Принята к публикации 12 июня 2026 г.