

Лазерная кавитация, вызванная цугом микросекундных импульсов

© К.А. Феклисова¹, О.И. Походяев², Н.П. Крючков², Е.В. Яковлев², Ю.А. Сучков¹,
И.Н. Долганова^{1,3}, Д.Г. Кочиев¹, К.И. Зайцев¹, А.К. Зотов^{1,¶}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

² Центр мягких материй и физики жидкостей, Кластер инженерных наук о жизни (CELS), Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

³ Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН,
Черноголовка, Россия

¶ e-mail: akzotov@hotmail.com

Поступила в редакцию 15.12.2026 г.

В окончательной редакции 29.01.2026 г.

Принята к публикации 03.06.2026 г.

Комплексно исследована каскадная кавитация, возникающая при облучении водного раствора CuSO_4 серий из семи микросекундных лазерных импульсов (длительность $1.2\ \mu\text{s}$, энергия $140\ \text{mJ}$ каждый) с межимпульсным интервалом $34.3\ \mu\text{s}$, доставляемых через кварцевое волокно с диаметром сердцевины $550\ \mu\text{m}$. В отличие от предыдущих работ была предложена модифицированная численная модель с эмпирическим механизмом охлаждения газовой фазы, что позволило достичь высокой точности воспроизведения динамики каскадного пузыря, включая затухание последующих осцилляций. Впервые проведено детальное пространственное картирование акустического отклика при коллапсе пузыря, выявившее принципиальные различия между одиночным и каскадным вариантами: первый демонстрирует устойчивую направленную структуру сигнала с четким первым пиком, тогда как второй характеризуется пространственной неоднородностью и хаотичной последовательностью всплесков из-за асимметрии коллапса. Полученные результаты открывают новые возможности для оптимизации лазерных медицинских процедур, где требуется точный контроль направленности механического воздействия, таких как офтальмологическая хирургия и литотрипсия.

Ключевые слова: лазерная кавитация, цуг микросекундных импульсов, каскадная кавитация пузырьков.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63714.19-26

Введение

Разрушительное воздействие лазерной кавитации на материалы и структуры активно изучается [1–8]. Фокусировка лазерного импульса в жидкости инициирует формирование и коллапс кавитационных пузырей, генерируя экстремальные локальные давления и направленные механические силы. Сегодня этот эффект находит применение в микрофабрикации [9–11], синтезе наночастиц [12,13], управлении кристаллизацией [14], а также в биомедицине [15–19]. В промышленности технологии кавитации используются для упрочнения металлов и создания функциональных поверхностей [20,21].

Для оптимизации процессов использовались различные режимы лазерного облучения [22–24], методы контроля формы кавитационных пузырьков (включая регулирование давления, использование плазмонных наночастиц [25] и гибридную лазерно-акустическую кавитацию [26]), а также генерация их произвольных конфигураций с помощью цифровых голограмм, формируемых пространственным модулятором света [27]. Ключевым параметром является длительность импульса: короткие импульсы ($< 1\ \mu\text{s}$) формируют сферические пузыри, тогда как длинные ($> 100\ \mu\text{s}$) — несимметричные структуры, чувствительные к температуре среды [28,29]. Во многих приведенных выше работах демонстрируется,

что акустический сигнал, сопровождающий лазерную кавитацию, является ключевым диагностическим инструментом и не только отражает динамику расширения и коллапса пузыря, но и несёт информацию об энергии импульса, геометрии пузыря и наличии границ раздела фаз [30–35].

В нашей предыдущей работе [36] было экспериментально продемонстрировано формирование каскадного кавитационного пузыря при облучении жидкости серий микросекундных импульсов. Применённая численная модель не учитывала возможные фазовые переходы между газовой и жидкой фазами в системе в ходе эволюции пузыря после его образования, а также теплопроводность, приводящую к постепенному оттоку энергии из газовой полости. Вследствие этого модель некорректно воспроизводила динамику объёма газовой фазы и плохо согласовывалась с экспериментальными данными в этой части. Строгое решение этой проблемы требует наличия точных и удобных для расчёта уравнений состояния жидкости, учитывающих возможность фазового перехода между жидким и газообразным состояниями воды, которые, насколько нам известно, на сегодняшний день отсутствуют. Поэтому в настоящей работе мы предлагаем феноменологический подход, который позволяет добиться лучшего согласия модели с экспериментом (временные

масштабы расширения, коллапс и последующие отскоки каскадного пузыря) за счет введения эмпирического механизма отвода тепла от газовой фазы. Кроме того, при анализе акустических сигналов мы обнаружили принципиальное отличие в первом акустическом отклике, соответствующем первичному коллапсу пузыря: для каскадного пузыря этот отклик оказывается более широким и менее интенсивным по сравнению с одиночным пузырьём, что отражает иное распределение энергии и иной характер коллапса. В настоящей работе мы также исследуем динамику акустического сигнала, детектируемого гидрофоном, в зависимости от положения оптического волокна относительно него. Это позволяет картировать направленность акустического излучения и выявить асимметрию коллапса каскадного пузыря, что критически важно для практических применений.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально продемонстрировано формирование каскадной лазерной кавитации, описано усовершенствованное численное моделирование с учётом механизма охлаждения газовой фазы, показана комплексная акустическая диагностика для интерпретации этого эффекта и обсуждается его потенциальные применения. Наши результаты подчёркивают необходимость комплексного подхода, объединяющего эксперимент, акустическую диагностику и численное моделирование, для полного понимания и управления современными режимами лазерной кавитации.

Схема эксперимента

Для изучения динамики акустического сигнала, получаемого вследствие лазерной кавитации в зависимости от положения оптического волокна, была разработана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1, *a*. Ключевым компонентом системы является импульсный твердотельный лазер (ИОФ РАН, Москва, Россия) на кристалле Nd:YAlO₃ (ортоалюминат иттрия, легированный неодимом). Лазер генерирует излучение с длиной волны $\lambda = 1079.6$ нм, что обеспечивает глубокое проникновение в биологические ткани благодаря минимальному поглощению в оптическом окне прозрачности биологических сред. Особенностью лазерной системы является сочетание пассивной модуляции добротности резонатора (с применением насыщающегося поглотителя Cr⁴⁺:YAG) и встроенной волоконно-оптической линии задержки. Это позволяет формировать последовательности импульсов (цуг) с заданной временной структурой. Длительность отдельного импульса (на полувысоте максимума) составляет $t_p = 1.2$ мкс, а количество импульсов в цуге регулируется в диапазоне 1–7 за счет изменения параметров накачки лазера. В экспериментах использовались цуги из 7 импульсов с общей длительностью $T_t = 213$ мкс и межимпульсным интервалом

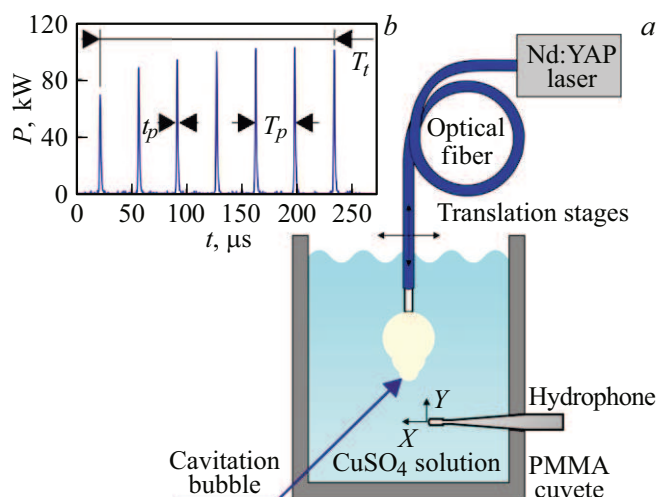


Рис. 1. Экспериментальная установка для изучения динамики акустического сигнала, получаемого вследствие лазерной кавитации в водном растворе CuSO₄, в зависимости от положения оптического волокна относительно гидрофона: (а) схема экспериментальной установки, стрелками указано расположение линейных трансляторов, отвечающих за перемещение волокна относительно гидрофона; (б) временной профиль цуга из 7 микросекундных импульсов.

$T_p = 34.3$ мкс (рис. 1, *b*). Пиковая мощность импульса достигает $P_{\text{peak}} \approx 103.3$ kW, что соответствует энергии отдельного импульса 140 мДж и суммарной энергии цуга 980 мДж.

Доставка излучения к образцу осуществлялась через кварцевое оптическое волокно с диаметром сердцевинны 550 мкм, диаметром кварцевой оболочки 600 мкм и числовой апертурой $NA = 0.22$. Плоский полированный дистальный конец волокна помещался в кювету из полиметилметакрилата (ПММА, размеры $10 \times 3 \times 10$ см), заполненную жидкой средой. Размеры кюветы превышают характерные размеры кавитационных пузырей (максимальный радиус ~ 2 мм для цуга из 7 импульсов [36]), что минимизирует влияние стенок на динамику кавитации. Для регистрации акустических сигналов в кювету помещался гидрофон с приемным элементом из поливинилиденфторида (ПВДФ) (ООО „БАРИНН“, Россия). Гидрофон обладает чувствительностью 0.48 мВ/Па и полосой пропускания 0.1–100 МГц. Во избежание попадания прямого лазерного излучения на датчик ось волокна была ориентирована перпендикулярно оси гидрофона, что снижает риск повреждения оборудования. Перемещение волокна относительно гидрофона в двух ортогональных направлениях (вдоль осей *X* и *Y*, обозначенных на рис. 1, *a*) обеспечивалось моторизованными линейными трансляторами (Zaber XLRM050A-E03, Канада; Thorlabs LTS150C/M, США), на которых был закреплён держатель волокна. Трансляторы указаны стрелками на рис. 1, *a*.

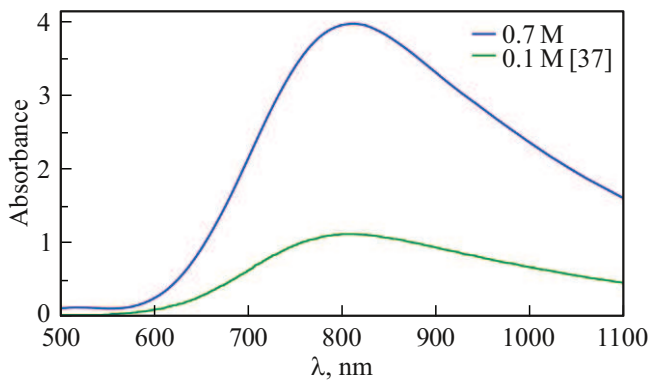


Рис. 2. Спектр поглощения исследуемого раствора с концентрацией CuSO_4 0.7 M и спектр, представленный в работе [37], где была использована концентрация 0.1 M.

Экспериментальный образец

В эксперименте в качестве модельной среды использовали водный раствор пентагидрата сульфата меди ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$) с концентрацией 0.7 M. Для приготовления раствора применялись аналитические весы AND HR-250AZG (A&D Company Limited, Япония), обеспечивающие высокую воспроизводимость концентрации компонентов. Приготовление раствора заключалось в растворении $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ в деионизованной воде с использованием магнитной мешалки Primelab PL-HR-Capacity (Россия). Объем раствора составлял около 300 ml. По завершении каждой серии измерений остатки раствора утилизировали, а для последующих серий готовили свежий раствор с сохранением исходной концентрации.

Раствор характеризуется интенсивным оптическим поглощением в видимом и ближнем ИК-диапазонах (коэффициент поглощения $\mu_a \approx 10.705 \text{ cm}^{-1}$ при $\lambda \approx 1000 \text{ nm}$), что позволяет имитировать оптические свойства биологических тканей. На рис. 2 представлено сопоставление спектра поглощения исследуемого раствора, зарегистрированного на спектрофотометре Shimadzu UV-3101PC (Япония), с данными, приведёнными в работе [37], где использовалась концентрация CuSO_4 0.1 M. Сравнение с биологическими средами показывает, что коэффициент поглощения раствора близок к таковым (печень — $\mu_a \approx 4 \text{ cm}^{-1}$ при 1000 nm [38], мозг — $\mu_a \approx 54 \text{ cm}^{-1}$ при 1000 nm [39]), что подтверждает его применимость для тестирования оптических диагностических методов.

Исследования проводились при комнатной температуре ($20\text{--}25^\circ\text{C}$) без активного термостатирования образца. Такие условия соответствуют стандартным лабораторным протоколам и исключают влияние температурных флуктуаций на форму регистрируемого акустического сигнала.

Численное моделирование

Для качественного воспроизведения и интерпретации экспериментальных данных по лазерной кавитации было проведено численное гидродинамическое моделирование в пакете OpenFOAM версии 2406. В исследовании использовалась двухфазная модель на основе решателя compressibleInterFoam, предназначенного для описания динамики двух несмешиваемых сжимаемых жидкостей. Модель использует метод Volume-of-Fluid для определения границ раздела между фазами, где для каждой вычислительной ячейки определяется объемная доля жидкости α_l как отношение объема воды в ячейке к полному объему ячейки (при $\alpha_l = 0$ ячейка заполнена парогазовой фазой, при $\alpha_l = 1$ — жидкостью).

Математическая модель включает систему уравнений двухфазной гидродинамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla(\rho u \otimes u) = -\nabla p + \nabla \tau + F_\sigma, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \rho_k u) = 0, \quad (3)$$

где $\rho = \alpha_l \rho_l + \alpha_g \rho_g$ — плотность смеси, t — время, u — вектор скорости, p — давление, τ — тензор напряжений для ньютоновской жидкости, F_σ — сила поверхностного натяжения в приближении Continuum Surface Force. Для газовой фазы используется уравнение состояния идеального газа $\rho_g = \frac{p}{RT}$, а для жидкости — модель слабо сжимаемой среды с линейной зависимостью плотности от давления: $\rho_l = \rho_0 + \frac{p}{K}$, где ρ_0 — плотность при опорном давлении, K — коэффициент объемного сжатия.

Ключевым усовершенствованием данной модели по сравнению с предыдущими работами [39] стало внедрение механизма охлаждения газовой полости. Для учета теплопотерь в газовой фазе был введен эмпирический сток энергии:

$$Q_{\text{cold}} = -\beta(T - T_0), \quad (4)$$

где Q_{cold} — мощность теплового стока, β — эмпирический коэффициент, T — локальная температура газа, T_0 — начальная температура. Данное дополнение обеспечивает корректное затухание осцилляций пузыря, что значительно улучшает согласованность с экспериментальными данными.

Лазерное воздействие моделировалось с помощью упрощенного эмпирического подхода [39], основанного на мгновенной замене небольшой области жидкости газом с высоким давлением (10^7 Pa), что соответствует формированию первичного кавитационного пузыря. Для моделирования последовательности импульсов аналогичные газовые области размещались на границе раздела фаз в моменты времени 35 и $70 \mu\text{s}$ с начальным давлением, равным половине предыдущего.

В качестве области моделирования рассматривалась трехмерная область в форме капсулы, образованной двумя полусферами и цилиндром с радиусом 6 mm и общей длиной 16 mm, как в предыдущей работе [36].

Введение охлаждающего компонента изменяет временную динамику давления и температуры парогазовой полости, обеспечивая корректное затухание осцилляций и улучшая согласованность модели с экспериментальными данными. При этом остальные элементы моделирования — геометрия, граничные условия, способ задания ввода энергии лазерного импульса — полностью воспроизводят модель из [36], что позволяет выделить влияние нового механизма теплоотвода.

Обработка результатов моделирования

Для получения временной зависимости радиуса пузыря были использованы данные с виртуальных датчиков, автоматически сохраняемых пакетом OpenFOAM в процессе расчета. По оси Y , вдоль которой распространяется пузырь, расположены 72 контрольные точки, для каждой из которых во времени регистрировалась объемная доля жидкости α_l , что позволило отслеживать во времени фазовый состав вдоль оси симметрии.

Так как объемная доля принимает значения $\alpha_l \approx 1$ в жидкой фазе и $\alpha_l \approx 0$ в парогазовой области, определение границы пузыря выполнялось по фактическому значению α_l . Как видно из схемы на рис. 3, для каждого временного шага вычислялись первая ($Y_{\min}$) и последняя ($Y_{\max}$) координаты (отмеченные красными точками на рис. 3), где $\alpha_l \approx 0$, т.е. соответствовала паровой фазе. Разность этих координат задавала диаметр пузыря вдоль оси Y : $D_{\text{bubble}}(t) = Y_{\max}(t) - Y_{\min}(t)$.

Для оценки размеров кавитационных пузырей использовался эффективный радиус (R_{eff}), определённый как половина диаметра D_{bubble} . То есть для восстановления размера пузыря определялась минимальная окружность, которая соответствует всему контуру пузырька. Данный подход позволяет минимизировать вычислительную сложность при обработке динамических каскадных процессов и обеспечивает прямую сопоставимость с экспериментальными данными, полученными в работе [36], где также использовался R_{eff} . Положение центра пузыря вычислялось как среднее значение крайних координат паровой зоны.

Результаты и обсуждение

На рис. 4 представлены характерные акустические сигналы, зарегистрированные при первом схлопывании одиночного и каскадного кавитационных пузырей, индуцированных одиночным лазерным импульсом и цугом из 7 импульсов соответственно. Измерения проводились при фиксированном положении оптического волокна, когда его дистальный конец находился на расстоянии $x = 15 \text{ mm}$ по горизонтали и $y = 0 \text{ mm}$ по вертикали

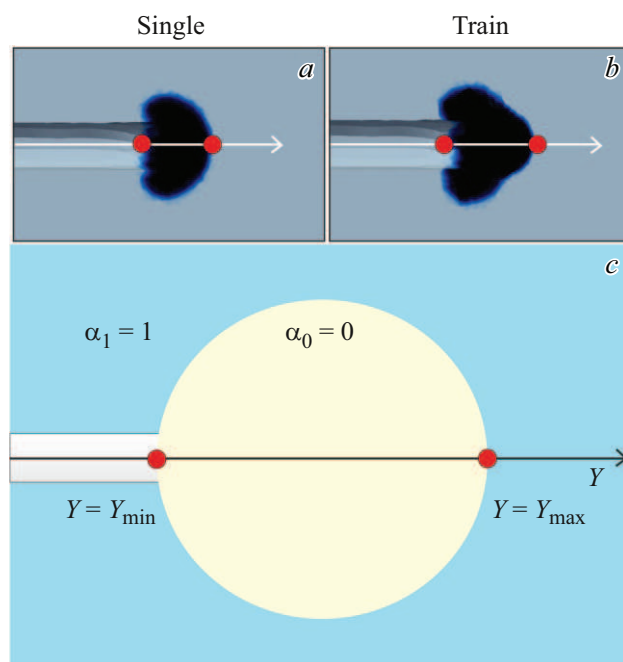


Рис. 3. Схема вычисления диаметра пузыря: (a, b) пример обработки результатов моделирования одиночного и каскадного пузырей; (c) схема обработки результатов моделирования, красными точками отмечены координаты границ пузыря.

относительно гидрофона (рис. 1). Акустический сигнал от одиночного пузыря представляет собой сигнал биполярной формы, характеризующийся наличием одного четко выраженного лидирующего пика, форма которого воспроизводится при повторных экспериментах. В отличие от этого сигнал каскадного пузыря демонстрирует значительную вариативность: вместо единичного пика он часто состоит из множества всплесков различной амплитуды. Такая хаотичность обусловлена несимметричной формой каскадного пузыря и его гидродинамической неустойчивостью на поздних этапах схлопывания.

Для исследования динамики акустического сигнала в зависимости от положения оптического волокна, а также оценки характера распространения акустической волны были построены пространственные распределения амплитуды сигнала (рис. 5). Измерения проводились в плоскости, содержащей ось волокна и гидрофона. Ось оптического волокна ориентирована вдоль оси Y , а ось гидрофона совпадает с осью X . Для построения распределений выбиралось максимальное значение акустического сигнала первого коллапса с усреднением по 5 измерениям для одиночного пузыря и по 30 измерениям для каскадного пузыря.

Рисунок 5, a демонстрирует двумерное распределение амплитуды акустического сигнала в зависимости от положения волокна относительно гидрофона для пузыря, индуцированного одиночным импульсом, а рис. 5, b — для пузыря, индуцированного цугом из 7 импульсов. В случае одиночного пузыря наблюдается характерная

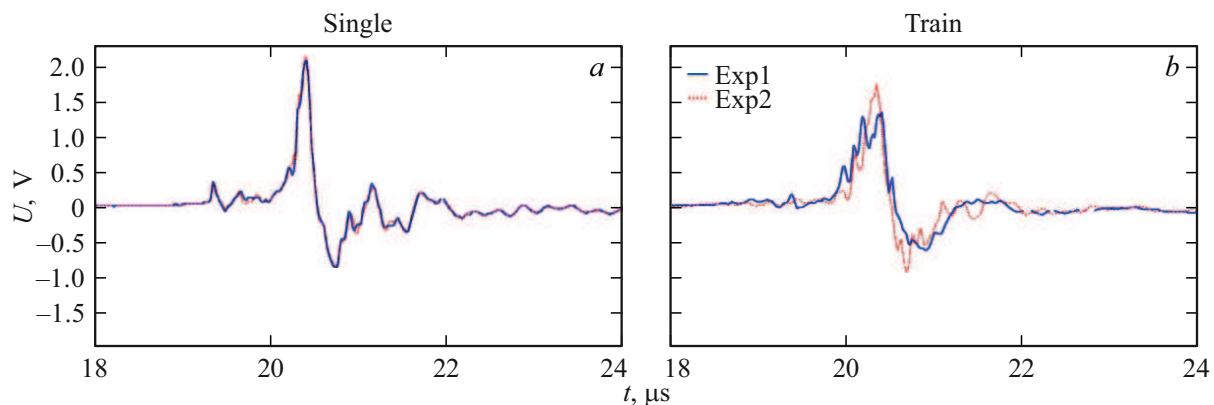


Рис. 4. Временные зависимости акустического сигнала, соответствующие первым коллапсам кавитационных пузырей, индуцированных одиночным лазерным импульсом (а) и цугом из 7 импульсов (б), U — амплитуда акустического сигнала в вольтах.

монотонная картина изменения амплитуды сигнала с изменением расстояния от источника кавитации, что указывает на воспроизводимость и стабильность процесса коллапса. Для цуга импульсов распределение амплитуд имеет менее монотонный характер, однако демонстрирует большую интенсивность на близких расстояниях от источника. Данная особенность дополнительно подтверждает несимметричность и хаотичность процесса коллапса каскадного пузыря, обусловленную сложной динамикой последовательного образования кавитационных полостей.

Дополнительное подтверждение различий в динамике одиночного и каскадного пузырей представлено на рис. 5, с, где приведено сравнение пространственных распределений амплитуд в формате трехмерной поверхности (ось x — положение вдоль гидрофона, ось y — положение вдоль волокна, ось z — амплитуда акустического сигнала (напряжение U, V). Четко видно, что для одиночного пузыря распределение имеет гладкую структуру с плавным уменьшением амплитуды на периферии, тогда как для каскадного наблюдается выраженная пространственная неоднородность с локальными максимумами и минимумами, что согласуется с хаотической природой кавитационного коллапса в данном случае.

Сравнительный анализ динамики одиночного и каскадного кавитационных пузырей был выполнен с использованием усовершенствованной численной модели, включающей механизм охлаждения газовой полости.

На рис. 6, а–г представлены результаты численного моделирования лазерной кавитации, индуцированной одиночным импульсом. В данном случае формировался стандартный сферический кавитационный пузырь, чья динамика хорошо согласуется с классической моделью осциллирующего пузыря. Максимальный эффективный радиус составлял около $R_{\text{eff}} \approx 1.7 \text{ mm}$, а первый коллапс происходил в момент времени $t_{\text{sim}} \approx 300 \mu\text{s}$, что близко к экспериментальным данным ($t_{\text{exp}} \approx 400 \mu\text{s}$ [36]).

В случае воздействия цуга импульсов формировался удлиненный каскадный кавитационный пузырь (рис. 6, г–

м), для которого максимальный эффективный радиус составил $R_{\text{eff}} \approx 2 \text{ mm}$, а время первого коллапса $t_{\text{sim}} \approx 500 \mu\text{s}$, что также согласуется с экспериментальными данными ($t_{\text{exp}} \approx 600 \mu\text{s}$ [36]).

На основе результатов моделирования были построены временные зависимости максимальных эффективных радиусов одиночного и каскадного пузырей (рис. 7). Для этого определялись границы парогазовой области путем вычисления усредненных координат точек с заданным пороговым значением объемной доли.

Следует отметить особенности определения геометрических параметров пузыря при использовании метода Volume-of-Fluid. В данной методике переход между жидкой и газовой фазами описывается плавным изменением объемной доли α_l в диапазоне $0 < \alpha_l < 1$, занимающем несколько ячеек вычислительной сетки. В результате при достижении пузырем максимального размера область с малыми значениями объемной доли ($\alpha_l < 0.2–0.5$) может оставаться практически неизменной на протяжении нескольких временных шагов. Это приводит к появлению горизонтальных участков на зависимости радиуса от времени, не соответствующих реальной динамике. Несмотря на эти ограничения, введение механизма охлаждения позволило значительно улучшить согласие модели с экспериментальными данными за счет более реалистичного описания затухания осцилляций кавитационного пузыря.

Заключение

В настоящей работе проведено комплексное исследование каскадной лазерной кавитации, являющееся логическим продолжением работы [36], где впервые был продемонстрирован эффект формирования удлиненного каскадного пузыря при облучении водного раствора CuSO_4 серией из 7 микросекундных импульсов. Основным достижением стало усовершенствование численной модели путем введения эмпирического механизма

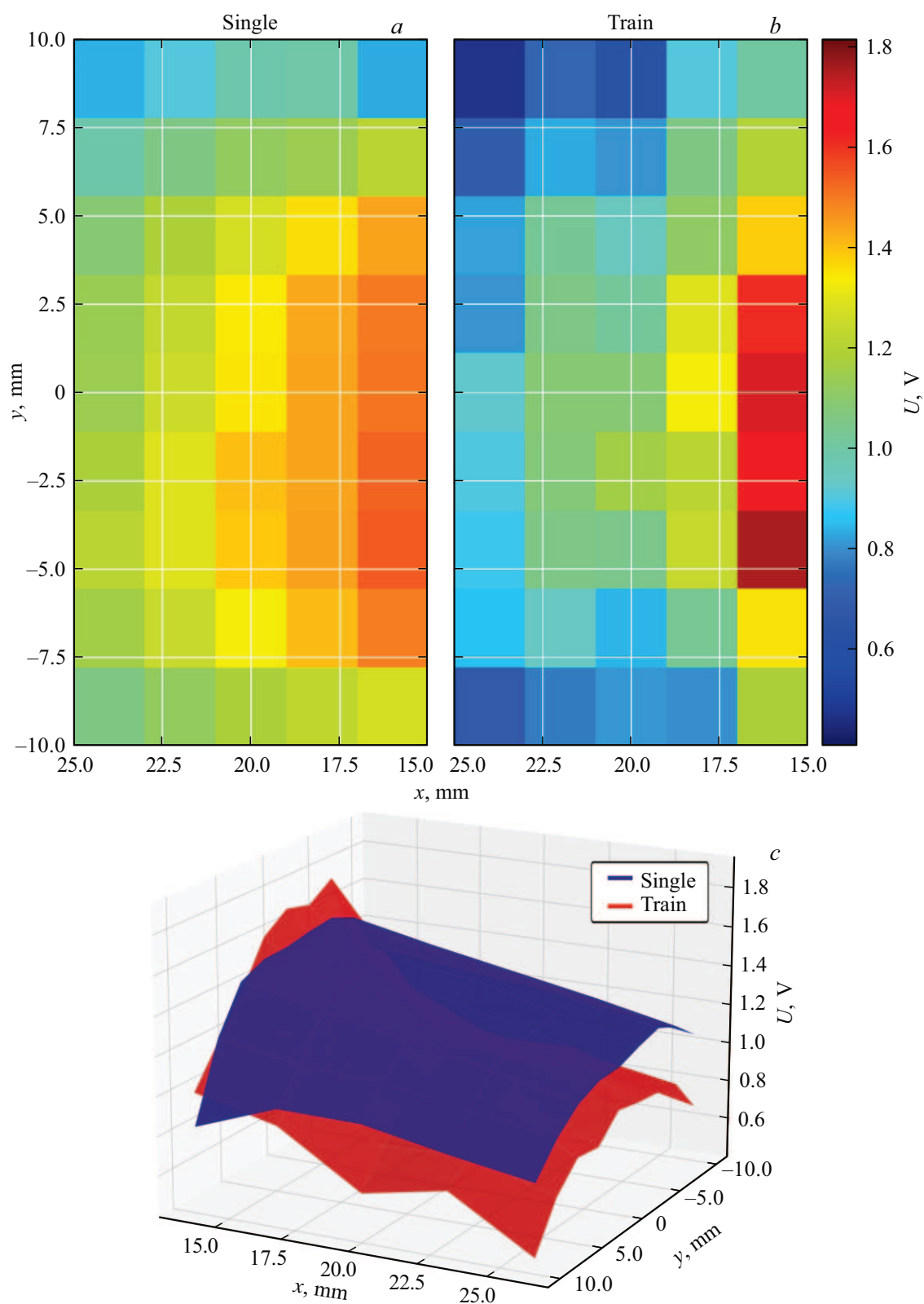


Рис. 5. Динамика акустического сигнала в зависимости от положения оптического волокна относительно гидрофона: (*a*, *b*) двумерное распределение амплитуды акустического сигнала коллапса пузырей, индуцированных одиночным импульсом и пучком из 7 импульсов, в зависимости от положения волокна относительно гидрофона; (*c*) сравнение пространственных распределений амплитуд акустического сигнала для двух типов кавитационных пузырей; U — амплитуда акустического сигнала в вольтах.

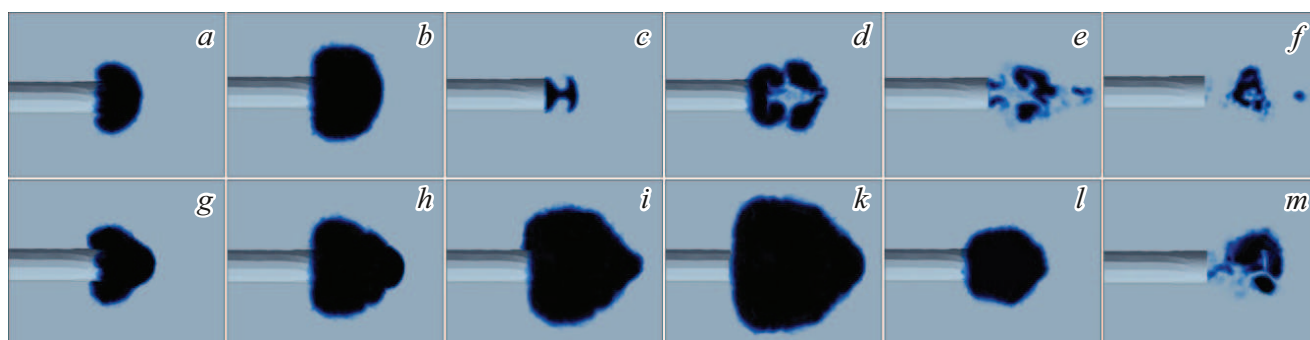


Рис. 6. Результаты численного моделирования: (a–f) результаты моделирования лазерной кавитации, вызванной одиночным импульсом; (g–m) результаты моделирования кавитации, индуцированной цугом из 7 микросекундных импульсов.

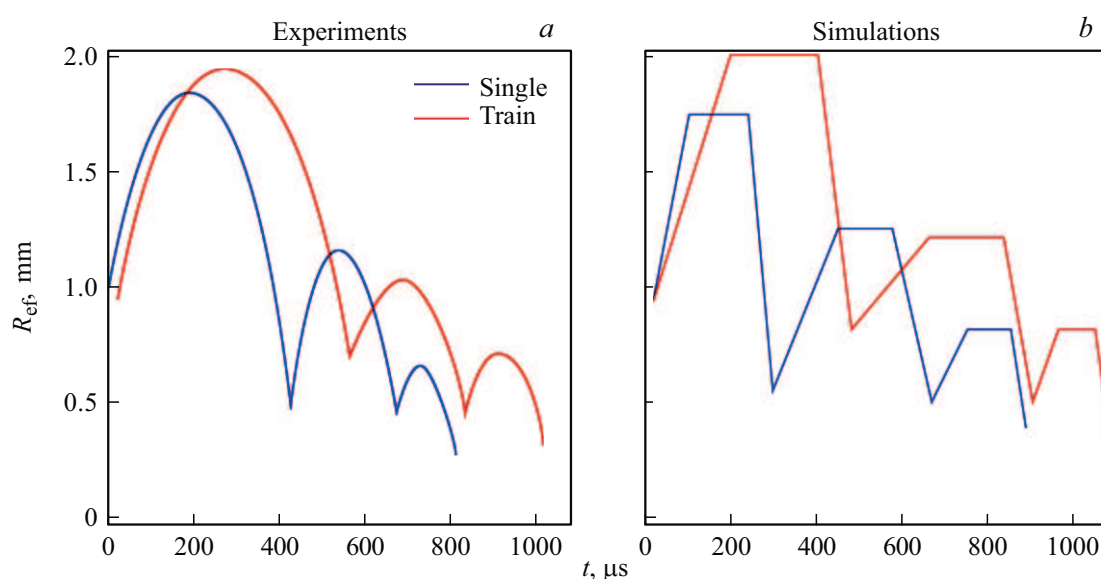


Рис. 7. Динамика размера лазерного кавитационного пузыря, возбуждаемого одиночным лазерным импульсом (синяя кривая) или серией импульсов (красная кривая): (a) эффективный радиус R_{eff} для обоих типов кавитационных пузырей на основе экспериментальных данных [36]; (b) эффективный радиус R_{eff} , полученный на основе результатов численного моделирования.

охлаждения газовой фазы, что позволило достичь качественного согласия с экспериментальными данными по временным параметрам динамики пузыря. В отличие от предыдущего исследования, где не удавалось точно воспроизвести затухание последующих отскоков, обновленная модель корректно описывает полную динамику осцилляций кавитационного пузыря. Также было проведено детальное картирование акустического отклика в плоскости расположения оптического волокна и гидрофона, выявившее принципиальные различия между одиночным и каскадным пузырями: первый демонстрирует стабильный направленный сигнал с четким первым пиком, тогда как второй характеризуется пространственной неоднородностью и хаотичной последовательностью всплесков. Проведенные измерения подтвердили асимметрию коллапса каскадного пузыря, обусловленную его удлинённой формой и гидродинамической неустойчивостью.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] W. Lauterborn, H. Bolle. *J. Fluid Mechanics*, **72** (2), 391–399 (1975). DOI: 10.1017/S0022112075003448
- [2] W. Lauterborn. *Physikalische Blätter*, **32** (12), 553–563 (1976). DOI: 10.1002/phbl.19760321208
- [3] X.-X. Liang, N. Linz, S. Freidank, G. Paltauf, A. Vogel. *J. Fluid Mechanics*, **940**, A5 (2022). DOI: 10.1017/jfm.2022.202
- [4] Y. Tomita, A. Shima. *J. Fluid Mechanics*, **169**, 535–564 (1986). DOI: 10.1017/S0022112086000745
- [5] A. Vogel, W. Lauterborn, R. Timm. *J. Fluid Mechanics*, **206**, 299–338 (1989). DOI: 10.1017/S0022112089002314

- [6] C. Lechner, W. Lauterborn, M. Koch, R. Mettin. *Phys. Rev. Fluids*, **4** (2), 21601 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.021601
- [7] M. Senegačnik, K. Kunimoto, S. Yamaguchi, K. Kimura, T. Sakka, P. Gregorčič. *Ultrasonics Sonochemistry*, **73**, 105460 (2021). DOI: 10.1016/j.ultsonch.2021.105460
- [8] X. Zhong, J. Eshraghi, P. Vlachos, S. Dabiri, A.M. Ardekani. *Intern. J. Multiphase Flow*, **132**, 103433 (2020). DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103433
- [9] X. Chen, R.-Q. Xu, J.-P. Chen, Z.-H. Shen, L. Jian, X.-W. Ni. *Appl. Opt.*, **43** (16), 3251–3257 (2004). DOI: 10.1364/AO.43.003251
- [10] V. Robles, E. Gutierrez-Herrera, L.F. Devia-Cruz, D. Banks, S. Camacho-Lopez, G. Aguilar. *Physics of Fluids*, **32** (4), 42005 (2020). DOI: 10.1063/5.0007164
- [11] H. Soyama, Y. Iga. *Appl. Sci.*, **13** (11), 6702 (2023). DOI: 10.3390/AP13116702
- [12] R. Streubel, S. Barcikowski, B. Gokce. *Opt. Lett.*, **41** (7), 1486–1489 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.001486
- [13] M.E. Shaheen, A.Y.E. Abdelwahab. *Optics & Laser Technology*, **186**, 112705 (2025). DOI: 10.1016/j.optlastec.2025.112705
- [14] N. Nagalingam, A. Raghunathan, V. Korede, C. Poelma, C.S. Smith, R. Hartkamp, H.B. Eral. *Phys. Rev. Lett.*, **131** (12), 124001 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.124001
- [15] X. Jia, Y. Feng. *J. Cosmetic Dermatology*, **24** (2), (2025). DOI: 10.1111/jocd.16657
- [16] A. Manzano-Finol, H. Parra-Pelosi, G. Cubillos-Valencia, J. Urdaneta, D. Rivera-Porras, M. Chacín, V. Bermúdez. *Aesthetic Plastic Surgery*, **49** (19), 5522–5531 (2025). DOI: 10.1007/s00266-025-05056-8
- [17] S. Li, Y. Wei, B. Zhang, X. Li. *Annals of Translational Medicine*, **11** (6), 263–263 (2023). DOI: 10.21037/atm-22-2578
- [18] K.P. Varsha, S.-H. Yeo, H. Soyama. *Intern. J. Fatigue*, **189**, 108558 (2024). DOI: 10.1016/j.ijfatigue.2024.108558
- [19] A. Vogel, W. Hentschel, J. Holzfuss, W. Lauterborn. *Ophthalmology*, **93** (10), 1259–1269 (1986). DOI: 10.1016/S0161-6420(86)33576-0
- [20] H. Soyama, Y. Iga. *Appl. Sci.*, **13** (11), 6702 (2023). DOI: 10.3390/app13116702
- [21] H. Soyama. *Coatings*, **13** (8), 1395 (2023). DOI: 10.3390/coatings13081395
- [22] S.F. Rastopov, A.T. Sukhodol'sky. *Phys. Lett. A*, **149** (4), 229–232 (1990). DOI: 10.1016/0375-9601(90)90334-K
- [23] J.C. Ramirez-San-Juan, E. Rodriguez-Aboytes, A.E. Martinez-Canton, O. Baldovino-Pantaleon, A. Robledo-Martinez, N. Korneev, R. Ramos-Garcia. *Opt. Express*, **18** (9), 8735–8742 (2010). DOI: 10.1364/OE.18.008735
- [24] J.P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J.C. Ramirez-San-Juan, R. Ramos-Garcia. *Physics of Fluids*, **26** (12), 122007 (2014). DOI: 10.1063/1.4904718
- [25] H. Ju, R.A. Roy, T.W. Murray. *Biomed. Opt. Express*, **4** (1), 66–76 (2013). DOI: 10.1364/BOE.4.000066
- [26] H. Kim, J. Kang, J.H. Chang. *Opt. Lett.*, **39** (9), 2806–2809 (2014). DOI: 10.1364/OL.39.002806
- [27] P.A. Quinto-Su, V. Venugopalan, C.D. Ohl. *Opt. Express*, **16** (23), 18964–18969 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.018964
- [28] S. Verma, S. Arba Mosquera. *Photonics*, **11** (11), (2024). DOI: 10.3390/photonics11111047
- [29] D. Wang, Y. Bi. *AIP Advances*, **14**, 25013 (2024). DOI: 10.1063/5.0185608
- [30] L. Fu, L. Fu, J. Wang, S. Wang, Z. Zhang, A. Vogel, C. Yao. *Opt. Express*, **32** (6), 9747–9766 (2024). DOI: 10.1364/OE.516264
- [31] N. Nagalingam, V. Korede, D. Irimia, J. Westerweel, J.T. Padding, R. Hartkamp, H.B. Eral. *Sci. Rep.*, **14** (1), 18763 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-68971-x
- [32] L. Fu, X.X. Liang, S. Wang, S. Wang, P. Wang, Z. Zhang, C. Yao. *Ultrasonics Sonochemistry*, **101**, 106664 (2023). DOI: 10.1016/J.ULTSONCH.2023.106664
- [33] A.V. Belikov, S.V. Gagarisky, A.N. Sergeev, S.N. Smirnov, A.M. Zagorulko. *Scientific and Technical J. Information Technologies, Mechanics and Optics*, **18** (6), 939–945 (2018). DOI: 10.17586/2226-1494-2018-18-6-939-945
- [34] A.V. Belikov, S.V. Gagarisky, A.N. Sergeev, S.N. Smirnov. *Izvestiia vysshih uchebnyh zavedenij. Priborostroenie*, 367–374 (2017). DOI: 10.17586/0021-3454-2017-60-4-367-374
- [35] S.R. Aglyamov, A.B. Karpouk, F. Bourgeois, A. Ben-Yakar, S.Y. Emelianov. *Opt. Lett.*, **33** (12), 1357 (2008). DOI: 10.1364/OL.33.001357
- [36] N.A. Kudasheva, N.P. Kryuchkov, A.K. Zotov, P.V. Aleksandrova, O.I. Pokhodyaev, K.A. Feklisova, E.V. Yakovlev. *Photonics*, **12** (9), 927 (2025). DOI: 10.3390/photonics12090927
- [37] M.D. Mokrousov, W. Thompson, S.A. Ermilov, T. Abakumova, M.V. Novoselova, O.A. Inozemtseva, D.A. Gorin. *Biomed. Opt. Express*, **12** (6), 3181 (2021). DOI: 10.1364/BOE.419461
- [38] I. Carneiro, S. Carvalho, R. Henrique, L. Oliveira, V. Tuchin. *Quant. Electron.*, **49**, 13 (2019). DOI: 10.1070/QEL16903
- [39] T.M. Gonyalves, I.S. Martins, H.F. Silva, V.V. Tuchin, L.M. Oliveira. *Photochem*, **1** (2), 190–208 (2021). DOI: 10.3390/photochem1020011