

УДК 532.528

ДИНАМИКА КОЛЛАПСА ПОЛУСФЕРИЧЕСКОГО КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА В КОНТАКТЕ С ТВЕРДОЙ ГРАНИЦЕЙ

© 2020 г. А. В. Постников*

Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Ярославский филиал, Ярославль, Россия

**E-mail: mems@yf-ftian.ru*

Поступила в редакцию 17.10.2019 г.

После доработки 20.12.2019 г.

Принята к публикации 20.01.2020 г.

Экспериментально исследована динамика полусферического пузырька на границе раздела твердое тело—жидкость образующегося в электрохимическом процессе. Фотографии с разрешением по времени применяются для измерения положения стенки пузырька как функции времени. С помощью стробоскопической шлирен-фотографии со временем экспозиции 1 микросекунда показано, что развитие неустойчивостей формы пузырька является общей особенностью динамики пузырька при контакте с твердыми границами. Акустические переходные процессы, испускаемые после схлопывания кавитационного пузырька, регистрировались методом отклонения лазерного луча. Длительность переходного процесса составляет 50–60 наносекунд, что позволяет оценить максимальное давление как 2.5 кбар, когда максимальный радиус пузырька равен 1 мм.

Ключевые слова: кавитация, схлопывание пузырька, полусферический пузырь, жесткая граница, коллапс, ударные волны

DOI: 10.31857/S056852812004009X

Большинство исследований кавитационных пузырьков и ударных волн касается пузырьков в объемной жидкости или вблизи твердой границы [1–3]. Теоретические и экспериментальные усилия были предприняты для того, чтобы понять механизм, посредством которого коллапсирующие пузырьки воздействуют на границу твердого тела. Было показано, что сферическая форма коллапсирующей полости нестабильна в том смысле, что конечное начальное возмущение сферической формы будет неограниченно увеличиваться при разрушении полости [4]. Полость, разрушающаяся вблизи или на твердой границе, которая не остается сферически симметричной во время разрушения, может играть важную роль в кавитационном повреждении. Динамика кавитационных пузырьков даже с незначительными отклонениями формы от сферической является проблемой, которую еще предстоит решить. Деформированные кавитационные пузырьки имеют другие характеристики воздействия на поверхность, чем их сферические аналоги, с появлением высокоскоростных струй, множественных ударных волн из нескольких мест при схлопывании [5–9]. Деформированные пузырьки, которые пронизываются высокоскоростными микроструями, после коллапса создают несколько ударных волн, разделенных пространственно [10, 11]. Большая часть энергии сферически коллапсирующего пузыря либо уносится ударной волной, либо идет на пульсацию пузырька перед его окончательным захлопыванием [1, 12]. Однако сегодня нет теории, предсказывающей долю энергии, передаваемой в каждый из этих процессов. Коллапс пузырька характеризуется амплитудой давления на фронте ударной волны, максимальным размером пузырька и скоростью движения стенок пузырька. Продолжительность ударной волны вместе с пиковым давлением позволяет оценить энергетическое распределение.

Максимальный размер кавитационного пузырька может быть легко измерен оптическими методами, давление ударной волны в дальнем поле также может быть легко измерено с помощью пьезоэлектрического гидрофона при условии, что время нарастания гидрофона короткое по сравнению с длительностью ударной волны. [13, 14]. Методы оптических измерений позволяют избежать проблем, связанных со временем нарастания гидрофона, поскольку они обеспечивают очень высокое временное и пространственное разрешение, будучи бесконтактным. Методики, основанные на принципе измерения отклонения оптического луча с помощью одномодового

оптического волокна вместо апертуры [15], двухсекторного фотодиода [16] или лезвия ножа [17], использовались в качестве чувствительного к отклонению луча элемента.

Недавно был предложен новый тип электрохимического привода [18]. Его работа основана на высокоэнергетических явлениях при электролизе воды с импульсами переменной полярности [19]. Нанопузырьки, содержащие водород – H_2 и кислород – O_2 , были получены в микросистемах с использованием импульсов напряжения переменной полярности. При достаточно большой амплитуде и высокой частоте импульсов $f \sim 100$ кГц локальная концентрация обоих газов над одним и тем же электродом достигает очень высоких значений. Она может быть настолько большой, что пузырьки, содержащие газы, однородно перемешиваются. Когда концентрация нанопузырьков H_2 и O_2 становится критической, пузырьки начинают сливаться, образуя микропузырьки. В камере появляется пузырек (диаметром около 40 мкм), содержащий стехиометрическую смесь газов. Микропузырек появляется на твердой поверхности между плоскими электродами и имеет форму полусферы. Кавитационные пузырьки способны создавать ударные волны. Характеристика распространения ударной волны и кавитационных эффектов представляет интерес для оптимизации работы микрофлюидных устройств. Другой интерес к динамике кавитационных пузырьков возникает из-за разрушительного действия, связанного с коллапсом пузырьков в жидкостях, контактирующих с твердыми границами.

В данной работе представляются экспериментальные результаты по динамике схлопывания и пульсации кавитационного полусферического пузырька на твердой границе. С помощью скоростного квадрантного фотоприемника исследуются кавитационный пузырек и ударная волна, вызванная его коллапсом. Из этих данных оцениваются фактические значения давления и энергии акустического переходного процесса. Другая часть экспериментальной работы проводится с использованием стробоскопической системы теневой фотографии с импульсным светодиодным (LED) источником. Короткое время вспышки, одна микросекунда, позволяет тщательно изучить схлопывание и последующую пульсацию пузырька. Наблюдается эффект “всплеска”, который возникает в процессе коллапса пузыря. Результаты этого исследования полностью и достоверно отражают закон коллапса полусферического пузырька и могут предоставить точную справочную информацию для численного моделирования.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

1.1. Электрохимическая ячейка

Титановые электроды, нанесенные на подложку из окисленного кремния, помещались вертикально в кювету, заполненную электролитом, который представляет собой 1 М раствор Na_2SO_4 в воде. На рис. 1б цифрой 3 обозначена кремниевая подложка с электродами. Электроды представляют собой концентрические окружности с диаметрами внутреннего и внешнего электродов 0.35, 0.75 мм. Зазор между электродами составляет 0.1 мм. Амплитуда возбуждающего напряжения заключена в интервале $U = 15–18$ В и его частота $f = 200$ кГц. Ячейка из кварцевого стекла прямоугольной формы ($5 \times 3 \times 8$ см) с образцом была помещена на столик с перемещением по координатам $X–Z$, с точностью 10 мкм в диапазоне 25 мм. Подробное описание электрохимической ячейки можно найти в статье [20]. При электролизе воды в микросистемах с быстрым изменением полярности напряжения образуются оптически невидимые нанопузырьки, содержащие газы H_2 и O_2 . Когда концентрация нанопузырьков H_2 и O_2 становится очень большой, пузырьки соприкасаются друг с другом и сливаются во время процесса. В этом случае в камере появляются микропузырьки с типичным размером 40–50 мкм с последующим сгоранием газов в образовавшемся микропузырьке. Взрывающийся микропузырек вытесняет электролит над электродами, что вызывает падение тока. Пороговая схема контролирует ток, и как только падение тока достигает установленного значения, срабатывает вспышка светодиода стробоскопа, и осциллограф начинает сбор сигналов тока и фотодиодов.

1.2. Система регистрации отклонения луча

Экспериментальная установка метода зондового отклонения луча показана на рис. 1б. Сфокусированный лазерный луч с длиной волны $\lambda = 632$ нм выровнен параллельно подложке с электродами так, чтобы перетяжка луча находилась вблизи электродов. Размер перетяжки пучка был выбран на основе экспериментальных данных исследования [21], где протяженность ударной волны оценивалась в 1.5 мм. Расстояние от перетяжки пучка диаметром 0.1 мм до электродов варьировалось от 0.25 до 2 мм. Ударная волна локально изменяет плотность жидкости, что в свою очередь вызывает изменение показателя преломления. Размер перетяжки пучка невелик по

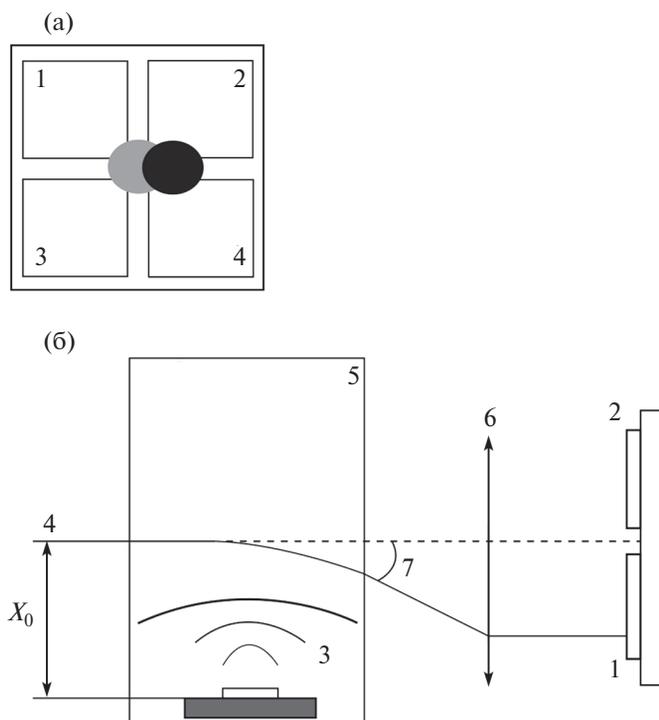


Рис. 1. Эскиз квадрантного фотодиода и зондирующего луча (а), отклонение только в горизонтальном направлении и экспериментальная установка (б): 1 и 2 сегменты фотодетектора; 3 – кремниевая подложка с электродами; 4 – ход лазерного луча через кювету с электролитом и отклонение при изменении показателя преломления на фронте ударной волны (изогнутые линии внутри кюветы); 5 – кювета с электролитом; 6 – линза; 7 – угол отклонения луча.

сравнению с характерным размером ударной волны, что позволяет увидеть детальную структуру ударной волны (изогнутые линии внутри кюветы на рис. 1б). Луч лазера отклоняется по горизонтали (полярный угол) и по вертикали (азимутальный угол) в сферической системе координат центром в расширяющемся пузырьке, когда ударные волны пересекают пучок из-за градиента показателя преломления [22]. Угловое отклонение луча трансформируется в линейное смещение в плоскости фотодиода с помощью линзы. Пробный луч позиционирован таким образом, чтобы сигнал вертикального отклонения от соответствующих сегментов фотодиодов был нулевым, как это схематично показано на рис. 1а. Следовательно, сигнал сегмента 1 соответствует отклонениям луча в сторону подложки, а сигнал сегмента 2 – отклонениям луча наружу подложки. Методика измерения отклонения луча использует быстрый 4-сегментный фотодетектор. Время нарастания сигнала фотоприемника составляет 30 нс. Скорость звука в электролите согласно [23] равна 1.64 мм/мкс. Время, необходимое для прохождения ударной волной пучка в перетяжке, получается как диаметр перетяжки, деленный на скорость звука 0.1:1.64 примерно 60 нс, таким образом, фотоприемник достаточно быстрый, чтобы зарегистрировать изменения показателя преломления.

1.3. Время-разрешенная шлирен-фотография

Динамика пузырьков была исследована с помощью стробоскопической системы шлирена с подсветкой светодиодной матрицей. Система теневой фотографии была описана ранее в [24]. В настоящей работе в качестве источника света используется светодиодная матрица вместо лампы накаливания. Светодиодная матрица может генерировать одиночную вспышку или двойную. Временной интервал между импульсами в пачке может варьироваться от 1 мкс до секунд. Низкоскоростная CMOS-камера запускается для считывания своей матрицы пороговым устройством с определенной задержкой по времени и определенной длительностью синхронизирующего импульса. Камера имеет собственную временную задержку относительно запускающего импульса. Настройка синхронизации была сделана таким образом, что при включении камеры триггером светодиод делает одну вспышку или две. Это приводит к одинарной или двойной экспозиции матрицы CMOS. Двойная вспышка подходит для изучения процесса в динамике на четко определенной временной шкале. Таким образом, скорость роста пузырька и его схлопывание могут быть детально исследованы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Акустические измерения переходных процессов

Измерения отклонения лазерного луча были проведены на различных расстояниях от подложки с электродами до луча. Энергия взрыва пузырька подвержена значительным изменениям. Основными причинами этого являются: деградация электродов, процесс образования нано-пузырьков сам по себе не является регулярным из-за потоков жидкости [25]. По этой причине не удалось установить достоверную зависимость амплитуды оптического отклика на прохождение ударной волны от расстояния зондирующего пучка до подложки. На рис. 2 показаны типичные сигналы сегментов фотоприемника и тока, проходящего через электролит, когда зондирующий луч расположен на расстоянии $r_0 = 0.5$ мм от подложки с электродами. Когда ток начинает падать из-за расширения микропузырька, сигнал сегмента 1 фотодиода уменьшается. Этот момент соответствует взрыву пузыря. Растущий пузырек блокирует лучи, проходящие к этому сегменту. Напротив, сигнал от сегмента 2 увеличивается в начале расширения пузырька (пик 3 на рис. 2б). Сигнал увеличивается потому, что некоторая часть падающего луча отклоняется, когда луч находится под углом скольжения к полусферической области среды вокруг пузырька. Продолжающийся рост пузырька маскирует больше лучей, и сигнал обоих сегментов стремится к нулю. Схлопывание пузырька восстанавливает ток через электролит (в момент времени $t = 125$ мкс на рис. 2в) и сигналы фотодиодов снова увеличиваются. Ударные волны, вызванные пульсациями пузырька, имеют пики 1, 2 на рис. 2а.

На рис. 3 сигналы от сегментов фотоприемника, вызванные ударной волной, представлены подробно. Положительные пики сегмента 1 (рис. 3а, 3в) и отрицательные сегмента 2 фотоприемника на рис. 3б, 3в соответствуют отклонению к центру пузырька (к подложке). Наоборот, положительные пики сегмента 2 фотоприемника и отрицательные максимумы сегмента 1 фотоприемника – от центра пузырька. Схлопывание несферического пузырька вызывает множественные ударные волны и связанные с ними пики давления [8]. На вставках а и б рис. 3 показаны сигналы двух сегментов. Сигнал сегмента 2 дает зеркальную версию сигнала сегмента 1. Уровни в начале и в конце кривых отклонения соответствуют невозмущенному сигналу. В отклике фотодиода имеются сдвоенные положительные пики (рис. 3а, 3б), которые соответствуют сжатию, за которым следует отрицательная стадия, связанная с разрежением. Эти два пика соответствуют двойной ударной волне, генерируемой в разных местах тороидального пузыря (фрагмент 5, рис. 5). Теневые изображения множественных ударных волн при коллапсе деформированного кавитационного пузыря, представленные в [26], подтверждают это предположение. Стоит отметить, что гидрофон из приведенных выше работ не разрешает эти пики из-за медленного отклика датчиков. Интервал во времени между пиками варьируется от 50 нс до 1 мкс, но в данной работе он обычно составляет 100–200 нс. На рис. 3в, 3г показываются отдельные пики, связанные с одной ударной волной. Здесь снова можно увидеть два зеркальных сигнала от противоположных сегментов фотодиода. Форма сигнала фотодиода представляет собой почти симметричный импульс с полушириной 54 нс. Время полуширины коррелирует со временем прохождения фронта ударной волны через перетяжку зондирующего пучка. Время затухания сигнала от максимума до минимума составляло 70 нс. Происхождение высокочастотных колебаний (периоды 100 нс) на наблюдаемых кривых в настоящее время не определено. Можно предположить, что это колебания системы нанопузырьков вокруг кавитационного пузырька [27]. Колебания выражены сильнее, если на кривых отклонения есть два пика. Наблюдаемые максимальные отклонения оптического зонда могут быть использованы для расчета давления и энергии ударной волны. С этой целью сигнал фотодетектора калибровался как функция смещения фотодетектор поперек лазерного пучка в плоскости наблюдения.

Распространение гауссова пучка в неоднородной среде было рассмотрено в [28]. Для установки диаметр перетяжки пучка мал по сравнению со шкалой неоднородностей, угол отклонения меньше 10^{-2} рад, что находится в пределах области применения теории. Из принципа Ферма следует, что световые лучи в среде, где показатель преломления n является функцией только расстояния r от начала координат, являются плоскими кривыми [29]. Соответствующая геометрия показана на рис. 1б, где угол отклонения сильно преувеличен. Для небольших отклонений, используя цилиндрическую симметрию, угол отклонения можно определить как

$$\theta(x_0) = \frac{x_0}{n_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} dz = \frac{2x_0}{n_0} \int_{x_0}^{\infty} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{(r^2 - x_0^2)^{1/2}}$$

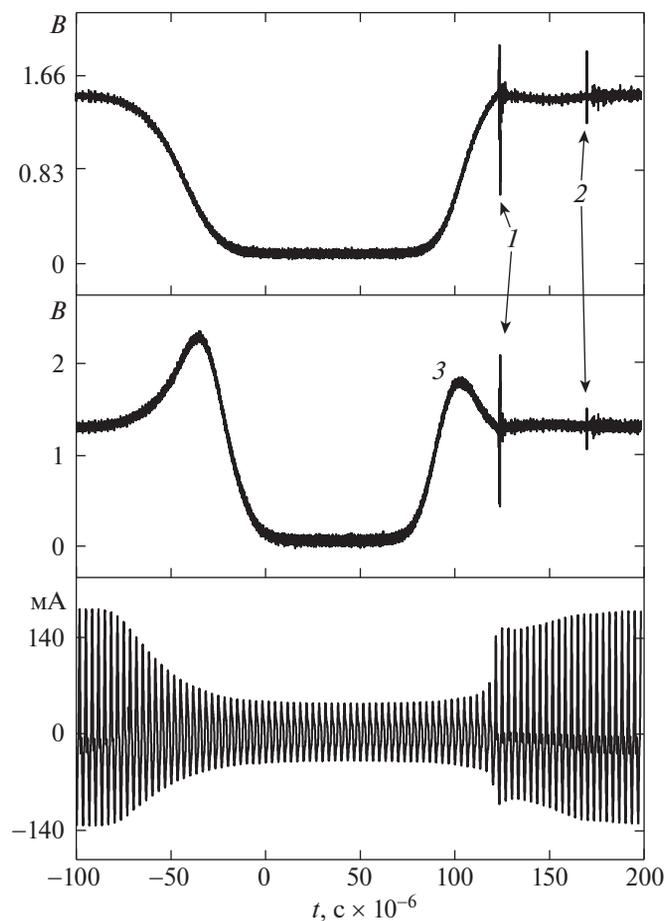


Рис. 2. Типичные сигналы, регистрируемые системой отклонения оптического луча (а, б), вместе с током (в), проходящим через электролит.

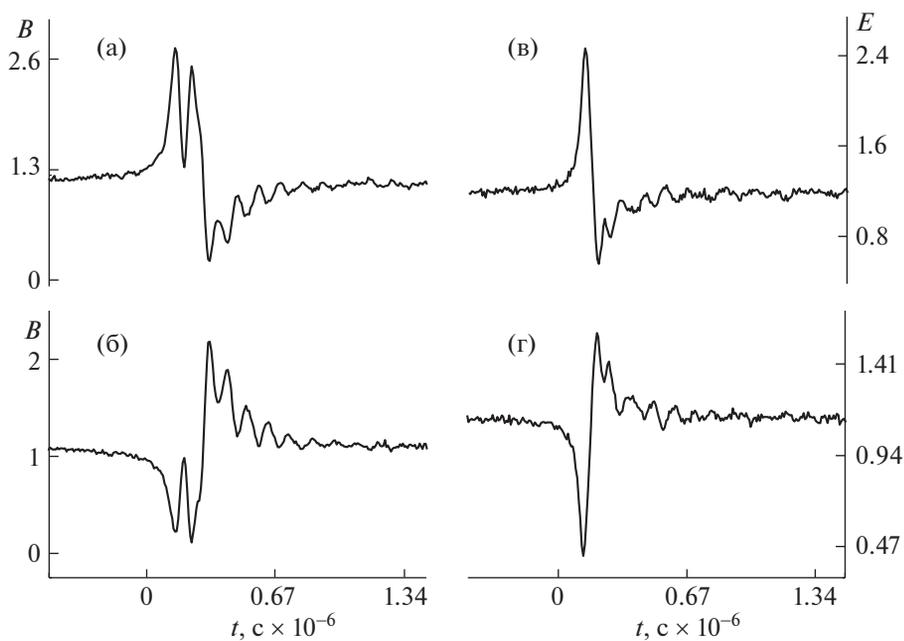


Рис. 3. Характерные сигналы отклонения лазерного луча схлопывающихся пузырьков от двойных (а, б) и одиночных ударных волн (в, г).

где x_0 – расстояние луча от оси цилиндрической среды (прицельный параметр), r – координата, dn – изменение показателя преломления, вызванного давлением, n_0 – показатель преломления невозмущенной среды, электролита в данном случае.

Показатель преломления n , как правило, – функция удельной плотности ρ . Изменения показателя преломления dn , вызванные небольшими изменениями удельной плотности $d\rho$ из-за изменения давления, можно аппроксимировать с помощью формул Гладстона–Дейла или Лоренца–Лоренца [30]. Однако ни одна из формул не дает удовлетворительного согласия для электролита в диапазоне используемых температур и давлений. Значения показателя преломления электролита Na_2SO_4 и его зависимость от давления и длины волны зондирующего пучка были взяты из данных [31–34]. Были использованы следующие значения $n_0 = 1.348$ ($T = 25^\circ\text{C}$, $P = 1$ бар, $\lambda = 632$ нм), рассчитанные по формуле экстраполяции [33], и $dn/d\rho = 1.22 \times 10^{-5}$ бар $^{-1}$ в диапазоне от 1 до 100 бар. В [35] показано с помощью численных расчетов, а в [36] экспериментально, что амплитуда сферической акустической волны обратно пропорциональна расстоянию r . Этот закон верен для нелинейной области в непосредственной близости от центра коллапса.

Максимальный угол отклонения был рассчитан исходя из профиля показателя преломления на фронте ударной волны в виде

$$n(r) = n_0 + \frac{r_0}{r} \Delta n \exp\left[-\frac{(r-R)^2}{w^2}\right]$$

где n_0 – показатель преломления окружающей среды, $\Delta n = 0.0305$ – амплитуда изменения показателя преломления, r_0 – начальный радиус ударной волны равен 50 мкм, w – полуширина неоднородности, R – радиус ударной волны в точке наблюдения. Величина r_0 выбрана согласно измерениям из [19]. Среднее значение угла отклонения равно 0.0033 рад для одиночной ударной волны, при этом расстояние от луча до подложки составляло 1–2 мм. Максимальная высота кавитационного полусферического пузырька определялась по теневым изображениям и составляет около 1 мм. Максимальная амплитуда давления ударной волны на стенке пузырька радиусом 50 мкм рассчитывается по оптическому сигналу с помощью (2.1) и составляет 2.5 кбар. Эта величина находится в разумном согласии с выводами [15]. В большинстве экспериментов с коллапсом кавитационного пузырька акустические импульсы после второго коллапса слишком слабы, чтобы их можно было определить оптическим методом. Энергия E_B кавитационного полусферического пузырька определяется выражением

$$E_B = \frac{2\pi}{3}(p_\infty - p_v)R^3$$

где давление окружающей среды $p_h = 101.5$ кПа, $p_v = 2.6$ кПа – давление насыщенного пара, $R = 1$ мм – максимальный радиус. Это дает среднюю энергию 70 мкДж. Энергия ударной волны E_S рассчитывается как [7]

$$E_S = \frac{4\pi r^2}{\rho c} \int p^2 dt$$

где c – скорость звука в жидкости, а r – расстояние между датчиком давления и центром эмиссии переходного процесса, ρ – плотность жидкости, $r = 50$ мкм, p – пиковое давление на стенке пузырька. Уравнение дает оценку $E_S = 36$ мкДж. Это почти половина энергии кавитационного пузырька. Эта величина хорошо согласуется с результатами, полученными в [7, 36] для сферических пузырьков вблизи твердой границы.

2.2. Динамика коллапса пузырька в контакте с твердой границей

На рис. 4 показана финальная стадия схлопывания пузырька на твердой границе. Изображения были получены в режиме двойной вспышки. Вертикальные полосы на теневых изображениях вызваны градиентом показателя преломления из-за потока жидкости в пузырьковых средах. Светло-серая область на теневых снимках соответствует первой вспышке, темная область соответствует моментам, указанным стрелками. Интервал между вспышками составлял 50 или 100 мкс. На центральной панели рис. 4 представлена осциллограмма тока через электролит. Малая амплитуда импульсов тока в начале осциллограммы резко возрастает в конце стадии схлопывания пузырька. Сравнивая светло-серые области на первом и втором изображениях верхних вставок, можно увидеть, что непосредственно перед тем, как пузырек схлопнется, он становится нестабильным и теряет свою круглую форму. На фрагменте 1 рис. 4 светло-серая область – это форма пузырька за 50 мкс до второй экспозиции (темная область), тогда как на фрагменте 2 вто-

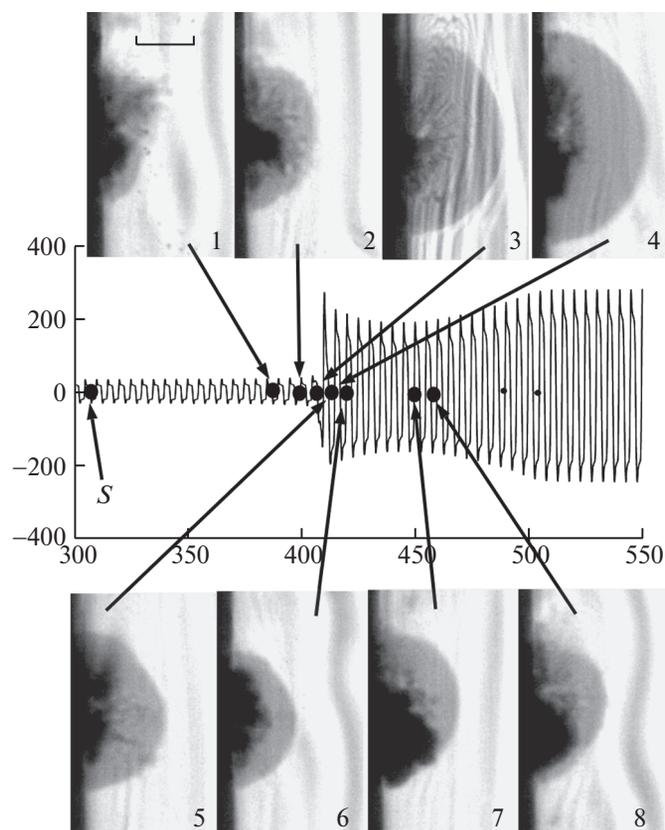


Рис. 4. Теневые изображения (1–8) эволюции формы пузырька и соответствующая осциллограмма тока через электролит на вставке в центре; горизонтальная шкала в левой верхней рамке соответствует 0.5 мм; режим двойной экспозиции для всех снимков.

рое изображение (темная область) было сделано за 100 мкс до первого изображения светло-серого). В момент достижения пузырьком минимального размера видны многочисленные струи (брызги) на вставке 3 рис. 4. Аналогичный эффект был описан ранее для сферического пузырька, близкого к твердой границе [37], который объясняется взаимодействием кумулятивной струи с твердой границей и перенаправлением потока, создаваемого струей, в виде радиального потока наружу от оси струи.

Эволюцию брызг можно увидеть на рис. 5. Эти изображения были получены с помощью микроскопа и стробоскопа в режиме одиночной вспышки со временем экспозиции 5 мкс под углом 45° к плоскости образца. Фрагмент 1 на рис. 5 соответствует моменту, обозначенному “s” на графике тока рис. 4. Это начало коллапса пузырька, форма пузырька полусферическая. На следующих снимках 2–4, по мере развития коллапса, всплеск, вызванный возвратной струей, виден в виде множества струй, перенаправленных на поверхность пузырька после удара возвратной струи о твердую границу. Формирование струи начинается очень рано, иголки струй видны примерно за 30 мкс до момента коллапса (рис. 5, 2). Существуют две причины распада кавитационного пузырька [38]. Первая – неустойчивость Рэлея–Тейлора, которая возникает, когда более легкая жидкость толкает более тяжелую жидкость. Вторая – это микроструйный механизм, который приводит к форме тороидального пузырька, показанного на фрагменте 5 (рис. 5). Тороидальный пузырек распадается на множество мелких пузырьков вдоль кольца, которые могут разрушаться или слипаться. Излучение ударных волн происходит от разных мест кольца, где давление максимально. Нерегулярный интервал между пиками сдвоенных ударов (рис. 3а, 3б) подтверждает это предположение.

Возможен иной сценарий коллапса: пузырек, схлопывающийся возле стенки, теряет устойчивость и выглядит как “блины” [39]. Этот тип коллапса показан на рис. 6. В этих условиях возвратная струя не наблюдалась. Стенка пузырька падает на твердую границу, и при этом возникает одиночная ударная волна. Момент излучения ударной волны определяется из сравнения поведения тока в экспериментах и соответствует фрагменту 4 рис. 6.

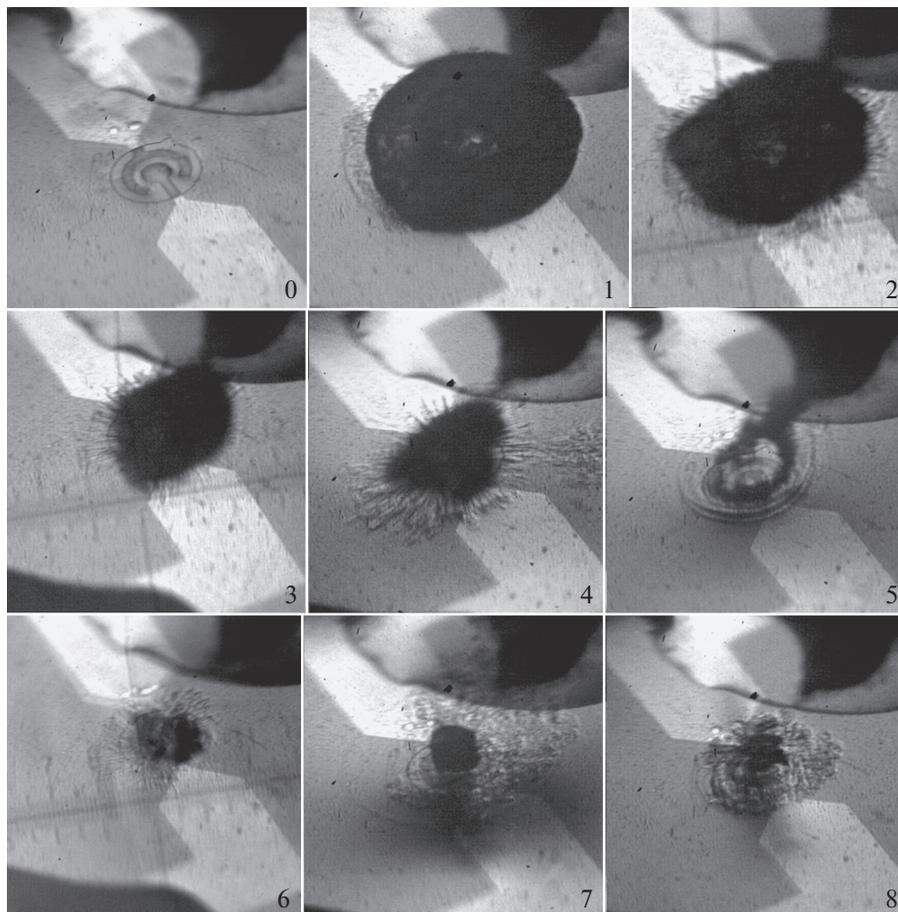


Рис. 5. Динамика пузырька в контакте с жесткой границей, максимальное расширение взрывающегося пузырька (1), схлопывание (2–5) и вторая пульсация (6–8); стробоскопические снимки, время экспозиции 5 мкс для всех снимков с 1 по 8.

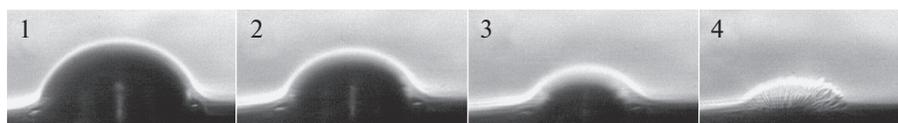


Рис. 6. Режим коллапса пузырька снимки (1–4) без образования кумулятивной струи, ширина каждого фрагмента 2.0 мм; время экспозиции 1 мкс для всех снимков.

Ударные волны, испускаемые при коллапсе пузыря, не видны на снимках из-за относительно длительного времени экспозиции. На рис. 7 показаны детальные изображения второй пульсации пузырька. Момент начала пульсации определяется по моменту восстановления максимального тока через электролит. Здесь снова светло-серая область соответствует экспозиции вспышки за 50 или 100 мкс до момента второй экспозиции, которая видна как темная область и показана стрелками относительно различных моментов осциллограммы тока через электролит. Неявное предположение теории Релея–Плессета и других расчетов [40] заключается в том, что пузырек во время коллапса остается сферическим. Однако большинство высокоскоростных наблюдений коллапса показывают, что распад пузырька при прохождении им минимального объема не может быть адекватно предсказан расчетами. Многие экспериментальные наблюдения [38, 39] схлопывания пузырьков подтверждают, что после первого схлопывания появляется облако более мелких пузырьков. Микропузырьки возникают из-за неустойчивостей, вызванных отклонением от сферической формы расширяющегося пузырька. Эти микропузырьки видны на фрагментах 5, 6 и 7 рис. 7 и на 6 рис. 5. Средняя длительность стадии второй пульсации составляет 100 мкс, а максимальный размер пузырька (от подложки до верха) составляет 300–350 мкм. Эта стадия динамики пузырьков показана на фрагменте 7 рис. 5 и на 9, 10 рис. 7. Расчеты, сделанные Плессетом [41], указывают на то, что напряжения, возникающие в результате коллапса и после-

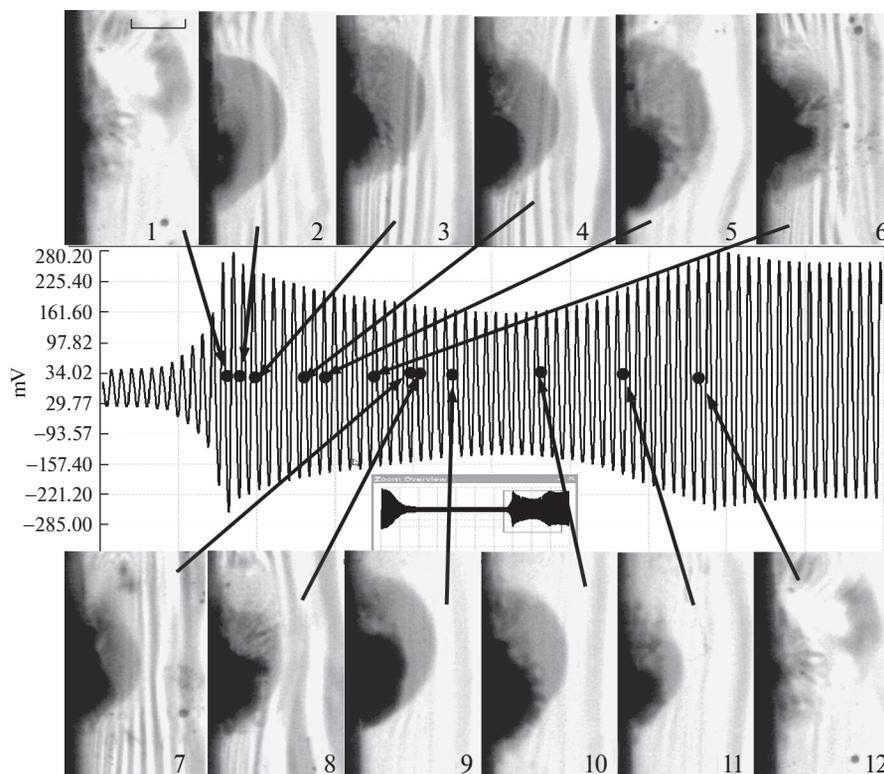


Рис. 7. Теневые изображения второй пульсации пузырька (1–11), вместе с соответствующей осциллограммой тока через электролит на вставке посередине; все изображения получены в режиме двойной экспозиции; фрагменты 1 изображают начало и конец пульсации; горизонтальная шкала в левой верхней рамке – 0.5 мм.

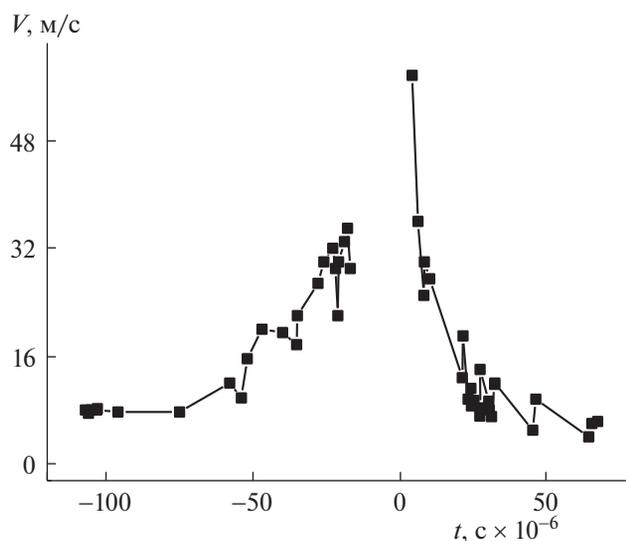


Рис. 8. Скорость стенки пузырька в фазе разрушения (слева) и после первого схлопывания (справа).

дующей пульсации сферического пузырька, быстро спадают, когда расстояние от поверхности до пузырька увеличивается, и они слишком малы, чтобы повредить твердую поверхность, если поверхность не находится достаточно близко к пузырьку. Образование возвратной струи во время схлопывания пузырьков вблизи твердой поверхности является причиной кавитационного повреждения. В случае, когда граница пузырька соприкасается со сплошной стенкой, расчетная скорость струи составляет около 130 ± 16 м/с, что практически равно измеренному значению 112 ± 24 м/с в [37].

График скорости стенки пузырька представлен на рис. 8. Момент $t = 0$ на рис. 8 соответствует коллапсу пузырька до его минимального размера. В левой части рис. 8 представлена скорость стенки пузырька при первом коллапсе. На правой стороне (от $t = 0$) изображена скорость стенки пузырька после первого коллапса. Видно, что скорость стенки пузыря достигает 60 ± 7 м/с. Это значение занижено, так как оно усредняется за время измерения 50 мкс. Максимальная скорость 60 м/с сравнима со 130 м/с для струи. На самом деле конечная скорость разрушающейся пузырьковой стенки может достигать скорости струи и наносить повреждения на твердой поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследованы стадии схлопывания и пульсации полусферического кавитационного пузырька в контакте с твердой границей. Пузырьки, полученные в результате электролиза, были исследованы с использованием метода зондового отклонения луча и время-разрешенной шпирен-фотографии. Излучение многократных ударных волн при схлопывании пузырьков регистрировалось лазерным зондом. Эти эксперименты показали, что профиль акустического переходного процесса имеет вид экспоненциального импульса с длительностью 50–60 нс. Метод зондового отклонения пучка позволяет оценить пиковое давление фронта ударной волны. Достигается максимальное давление около 2.5 кбар, и в среднем 50% энергии пузырька преобразуется в акустическую энергию. Пузырек, соприкасающийся с жесткой границей, не имеет пленки жидкости между стенкой пузырька и границей, поэтому кавитационное повреждение может быть вызвано движущейся стенкой пузырька. Измеренная скорость стенки пузырька после первого схлопывания составляла около 60 м/с. Поток, вызванный коллапсирующей пузырьковой стенкой, сталкивается с твердой поверхностью, и в результате этого столкновения образуются многочисленные струи, направленные радиально от центра пузырька. Наблюдения показали: нестабильность полусферической формы пузырька в конце коллапса; наличие явления пульсации пузырька после схлопывания; были зарегистрированы два различных сценария схлопывания пузырька. Динамика кавитационных пузырьков имеет много важных применений в сонохимии, ультразвуковой медицинской технике и кавитационной очистке.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tinguely M., Obreschkow D., Kobel P., Dorsaz N de Bosset A., Farhat M.* Energy partition at the collapse of spherical cavitation bubbles // *Phys. Rev. E.* 2012. V. 86: 046315.
2. *Zhang A.M., Cui P., Wang Y.* Experiments on bubble dynamics between a free surface and a rigid wall // *Experiments in Fluids* 2013. V. 54.
3. *Supponen O., Obreschkow, D., Kobel P. et al.* Detailed experiments on weakly deformed cavitation bubbles // *Experiments in Fluids* 2019. V. 60. P. 33.
4. *Plesset M.S., Mitchel M.T.* On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid // *Quarterly of Applied Mathematics* 1956. V. 13. P. 419–430.
5. *Naudé C.F., Ellis A.T.* On the Mechanism of Cavitation Damage by Nonhemispherical Cavities Collapsing in Contact With a Solid Boundary // *J. Basic Eng.* 1961. V. 83. P. 648–656.
6. *Blake J., Gibson D.* Cavitation bubbles near boundaries // *Annual Review of Fluid Mechanics.* 1987. V. 19. P. 99–123.
<https://doi.org/10.1146/annurev.fl.19.010187.000531>
7. *Vogel A., Lauterborn W.* Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries // *J. Ac. Soc. Am.* 1988. V. 82. P. 719.
8. *Supponen O., Obreschkow D., Philippe K., Marc T., Nicolas D., Mohamed F.* Shock waves from nonspherical cavitation bubbles // *Phys. Rev. Fluids.* 2017. V. 2. P. 093601.
9. *Supponen O., Obreschkow D., Farhat M.* Rebounds of deformed cavitation bubbles // *Phys. Rev. Fluids.* 2018. V. 3. P. 604.
10. *Ohl C.D., Kurz T., Geisler R., Lindau O., Lauterborn W.* Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 1999. V. 357. P. 269–294.
11. *Lindau O., Lauterborn W.* Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall // *J. Fluid Mech.* 2003. V. 49. P. 327–348.
12. *Wang Q.X.* Local energy of a bubble system and its loss due to acoustic radiation // *J. Fluid Mech.* 2016. V. 797. P. 201–230.

13. *Doukas A.G., Zweig A.D., Frisoli J.K., Birngruber R., Deutsch T.* Noninvasive determination of shock wave pressure generated by optical breakdown // *Appl. Phys. B.* 1991. V. 53. P. 237–245.
14. *Ward D.C., Emmony B.* Interferometric studies of the pressures developed in a liquid during infrared-laser-induced cavitation-bubble oscillation // *Infrared Phys.* 1991. V. 32. P. 489–515.
15. *Vogel A., Lauterborn W., Timm R.* Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 206. P. 299–338.
16. *Chen G.Y., Yeung E.S.* A spatial and temporal probe for laser-generated plumes based on density gradients // *Anal. Chem.* 1988. V. 60. P. 864–868.
17. *Petkovsek R., Gregorcic P., Mozina J.* A beam-deflection probe as a method for optodynamic measurements of cavitation bubble oscillations // *Meas. Sci. and Tech.* 2007. V. 18. P. 2972–2978.
18. *Uvarov I.V., Lokhanin M.V., Postnikov A.V. et al.* Electrochemical membrane microactuator with a millisecond response time // *Sensors and Actuators B: Chem.* 2018. V. 260. P. 12–20.
19. *Postnikov A.V., Uvarov I.V., Lokhanin M.V., Svetovoy V.B.* Highly energetic phenomena in water electrolysis // *Scientific Reports.* 2016. V. 39381.
20. *Postnikov A.V., Uvarov I.V., Lokhanin M.V., Svetovoy V.B.* Electrically controlled cloud of bulk nanobubbles in water solutions // *PLOS One.* 2017. V. 12.
21. *Postnikov A.V.* Shock Waves in an Electrochemical Microactuator // *Technical Physics Letters.* 2018. V. 44. P. 1096.
22. *Diaci J.* Response functions of the laser beam deflection // *Rev. Sci. Instr.* 1992. V. 63. P. 5306–5310.
23. *Chen C.T., Chen L.S., Millero F.J.* Speed of sound in NaCl, MgCl₂, Na₂SO₄, and MgSO₄ aqueous solutions as functions of concentration, temperature, and pressure // *J. Ac. Soc. Am.* 1978. V. 63. P. 1795–1800.
24. *Postnikov A.V., Uvarov I.V., Penkov N.V., Svetovoy V.B.* Collective behavior of bulk nanobubbles produced by alternating polarity electrolysis // *Nanoscale.* 2018. V. 10. P. 428–435.
25. *Shlepakov P.S., Uvarov I.V., Naumov V.V., Mazaletskiy L.A., Svetovoy V.B.* Degradation of titanium electrodes in the alternating polarity electrolysis // *Int. J. Electrochem. Sci.* 2019. V. 14. P. 5211–5225.
26. *Supponen O.* Collapse phenomena of deformed cavitation bubbles. Lausanne Swiss École Polytechnique Federale de Lausanne, 2017.
27. *Wijngaarden L.* Shock Waves in Bubbly Liquids. In: *Shock Wave Science and Technology Reference Library, Multiphase Flows I.* van Dongen M.E., Ed. Berlin, Germany: Springer, 2007. P. 3–31.
28. *Casperson L.W.* Gaussian Light Beams in Inhomogeneous Media // *Applied Optics.* 1973. V. 12. P. 2434–2441.
29. *Marchand E.W.* Gradient Index Optics. N.Y., USA: Academic Press, 1978.
30. *Weir R.M., Waxler C.E.* Effect of Pressure and Temperature on the Refractive Indices of Benzene, Carbon Tetrachloride, and Water // *J. Res. National Bureau of Standards. Section A: Physics and Chemistry.* 1963. V. 67A. P. 163–171.
31. *Wang C.C., Tan J.Y., Liu L.H.* Wavelength and concentration-dependent optical constants of NaCl, KCl, MgCl₂, CaCl₂, and Na₂SO₄ multi-component mixed-salt solutions // *Applied Optics.* 2017. V. 56. P. 7662–7671.
32. *Chen C.T., Emmet R.T., Millero F.J.* The apparent molal volumes of aqueous solutions of NaCl, KCl, MgCl₂, Na₂SO₄, and MgSO₄ from 0 to 1000 bars at 0, 25, and 50°C // *J. Chem. & Eng. Data.* 1977. V. 22. P. 201–207.
33. *Leyendekkers J.V., Hunter R.* Refractive index of aqueous electrolyte solutions. Extrapolations to other temperatures, pressures, and wavelengths and to multicomponent systems // *J. Chem. & Eng. Data.* 1977. V. 22. P. 427–431.
34. *Clément S.A., Guillemain A., McCleney A.B. et al.* Options for refractive index and viscosity matching to study variable density flows // *Exp. Fluids.* 2018. V. 59. P. 32.
35. *Fujikawa S., Akamatsu T.* Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid // *J. Fluid Mech.* 1980. V. 97. P. 481–512.
36. *Vogel S.A.* Busch Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water // *J. Ac. Soc. Am.* 1996. V. 100. P. 148–165.
37. *Brujan E.A., Keen G.S., Vogel A., Blake J.R.* The final stage of the collapse of a cavitation bubble close to a rigid boundary // *Physics of Fluids.* 2002. V. 14. P. 85–92.
38. *Kimoto H.* An experimental evaluation of the effects of a water microjet and a shock wave by a local pressure sensor // *Int. ASME Symposium on Cavitation Researches Facilities and Techniques.* 1987. FED 57. P. 217–224.
39. *Wang Q., Liu W., Zhang A. M., Sui Y.* Bubble dynamics in a compressible liquid in contact with a rigid boundary // *Interface Focus.* 2015. V. 5. P. 20150048.
40. *Brennen C.* Fission of collapsing cavitation bubbles // *J. Fluid Mech.* 2002. V. 472. P. 153–166.
41. *Plesset M.S., Chapman R.B.* Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary // *J. Fluid Mech.* 1971. V. 47. P. 283–290.