

УДК 532.593+532.528

ДИНАМИКА РАЗРЫВА В КАВИТИРУЮЩЕМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Е. С. Большакова, В. К. Кедринский*

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

E-mails: skwore@yandex.ru, kedr@hydro.nsc.ru

Исследуется проблема экспериментального моделирования формирования разрыва в слое кавитирующей жидкости при ударно-волновом нагружении. Показано, что разрыв принимает форму сегмента сферы и сохраняет ее вплоть до момента замыкания. Поверхность разрыва покрывается динамически растущим тонким пузырьковым пограничным слоем, который в момент замыкания разрыва, излучающего вторичную ударную волну, трансформируется в кольцевой вихревой пузырьковый кластер. Обсуждаются особенности структуры разрыва кавитирующего потока, возникающего при интенсивностях нагружения, не превышающих 0,1 и 5 кДж.

Ключевые слова: ударная волна, кавитационный процесс, слой жидкости, разрыв, масштабный фактор.

DOI: 10.15372/PMTF20170509

Введение. Сравнение характера и структуры течений в жидких средах с высокой плотностью микронеоднородностей (в дистиллированной воде — 10^{12} м^{-3}) при ударно-волновом нагружении и течений, развивающихся в магме в каналах вулканов при взрывных извержениях, позволяет сделать вывод, что и те и другие являются высокоскоростными многофазными нестационарными течениями [1]. Общие закономерности этих течений подтверждаются результатами анализа предвзрывного состояния вулкана Св. Елены (St Helens) в мае 1980 г., выполненного международной группой исследователей [2], представивших схему реконструированной архитектуры вулкана, которая оказалась моделью известной гидродинамической ударной трубки Гласса [3]. При исследовании механизмов, определяющих взрывной характер вулканических извержений и гидродинамику течений, выделяются две основные проблемы: 1) установление механизмов, определяющих динамику состояния магмы за фронтом волны декомпрессии, ее переход из состояния жидкого расплава в состояние газ — частицы с извержением в атмосферу гигантских облаков пепла [4–7]; 2) выяснение причин дискретности извержения, регистрируемого в случае как закрытых (вулкан Св. Елены), так и открытых (вулкан Эребус (Erebus)) вулканических систем [8–13]. Очевидно, что взрывной характер волны декомпрессии может инициировать появление разрывов в потоке интенсивно кавитирующей магмы в канале вулкана еще до его извержения. Однако авторы этой гипотезы, предложенной в работах [7, 8], полагали,

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 15-05-03336) и частично в рамках Проекта СО РАН III.22.3.1.

© Большакова Е. С., Кедринский В. К., 2017

что такие процессы характерны для больших глубин и не могут привести к взрывному извержению.

Представляет интерес исследование архитектуры вулкана Эребус — открытой вулканической системы взрывного типа с озером лавы на дне кратера, через которое происходит извержение. В работе [4] с использованием системы радаров и эффекта Доплера экспериментально исследована динамика десятков циклических извержений в зоне выброса. Показано, что газовые пузырьки в кавитирующем потоке магмы не осциллируют, тем не менее имеет место цикличность извержений вулкана Эребус и аналогичных ему систем.

Целью данной работы является экспериментальное моделирование процесса формирования разрыва в слое кавитирующей жидкости при его ударно-волновом нагружении для анализа влияния динамики разрыва на структуру кавитирующего потока.

1. Постановка эксперимента. В данной работе проведен анализ результатов экспериментов, в которых использовались малая и большая электромагнитные гидродинамические ударные трубки (ЭМ ГУТ) с максимальными энергиями в накопителях 0,1 и 5 кДж соответственно, что позволяло изучать масштабные эффекты. Схемы установок представлены на рис. 1. Установка состоит из электромагнитного источника, включающего разрядный промежуток 3, батарею конденсаторов 1 и плоскую спиральную катушку 2. Рабочая зона содержит цилиндрическую кювету 4 диаметром 4 см для малой ЭМ ГУТ и 12,5 см для большой ЭМ ГУТ. Дно кюветы представляет собой проводящую дюралюминиевую мембрану 5, расположенную непосредственно на спиральной катушке. Кювета наполняется дистиллированной водой, представляющей собой многокомпонентную среду, содержащую микронеоднородности (газовые пузырьки и микрочастицы) размером порядка 1,5 мкм и плотностью 10^6 см^{-3} [14].

При поджигании разрядного промежутка высоковольтным импульсом батарея конденсаторов (емкостью $C = 200 \text{ мкФ}$ для большой ЭМ ГУТ с максимальным напряжением $U = 5 \text{ кВ}$ и $C = 2 \text{ мкФ}$ для малой ЭМ ГУТ с напряжением до 3,5 кВ) разряжается на плоскую спиральную катушку. Возникающее импульсное магнитное поле за счет скин-эффекта

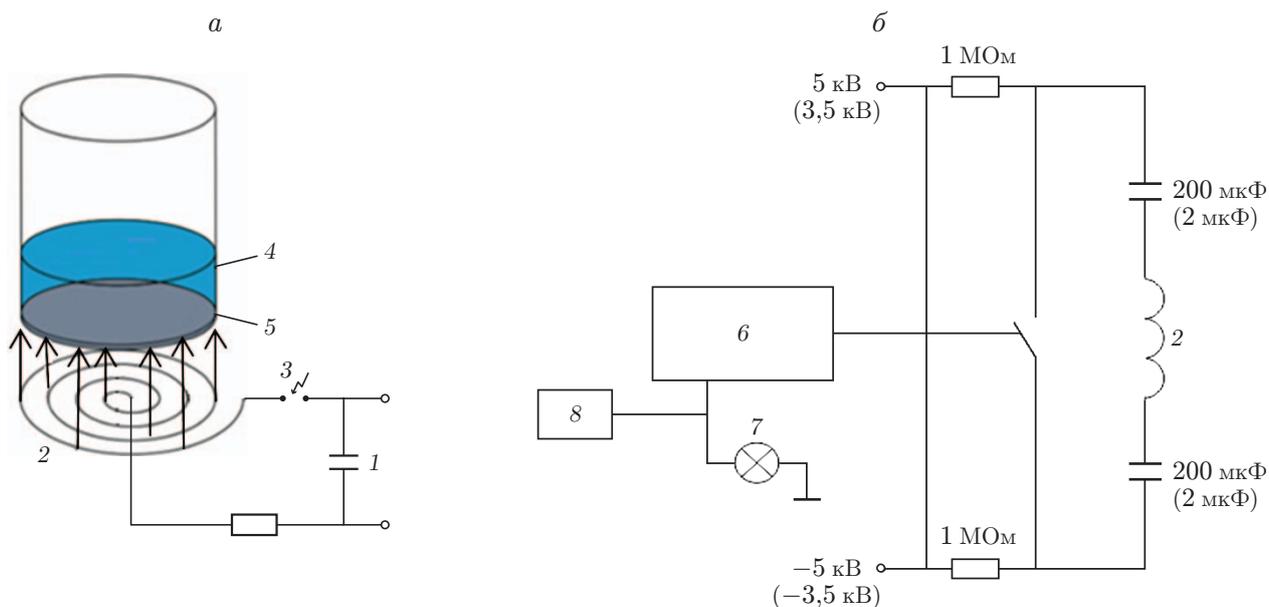


Рис. 1. Схемы установки (а) и высоковольтного источника (б):

1 — батарея конденсаторов, 2 — плоская спиральная катушка, 3 — разрядный промежуток, 4 — кювета с водой, 5 — проводящая мембрана, 6 — генератор задержки, 7 — лампа-вспышка (1 мкс), 8 — цифровая видеокамера

приводит в движение проводящую мембрану, в результате чего в жидкости возбуждается ударная волна (УВ). С моментом поджигания разрядного промежутка синхронизирован запуск высокоскоростной цифровой видеокамеры Photron FAST CAM SA5. Частота кадров в экспериментах варьировалась в диапазоне $5 \cdot 10^3 \div 10^5$ кадр/с.

Параметры цепи подобраны таким образом, чтобы сигнал был аperiodичным, т. е. мембрана совершает только один цикл удар по жидкости — возврат в начальное состояние. Этот цикл составляет достаточно малый промежуток времени (порядка 10 мкс для малой ЭМ ГУТ и $20 \div 30$ мкс для большой ЭМ ГУТ), в течение которого мембрана возвращается в начальное положение. Жидкость за счет инерции продолжает движение и отрывается от мембраны. Таким образом, на дне кюветы формируется квазипустой разрыв.

2. Экспериментальное исследование динамики разрыва при различной интенсивности нагружения. После отражения УВ от свободной поверхности слоя жидкости возникает волна разрежения и формируется зона кавитационных пузырьков, в которой размер пузырьков увеличивается на несколько порядков (с 1,5 до 100 мкм), в результате чего они становятся видимыми. На рис. 2 показаны формирование и замыкание разрыва на дне кюветы малой ЭМ ГУТ. Диаметр кюветы равен $D = 4$ см, толщина слоя воды $H = 1,5$ см, энергия, выделяющаяся при замыкании батареи конденсаторов на спиральную катушку, равна $E = 0,032$ кДж.

Анализ экспериментальных данных о динамике формирования, развития и структуре разрыва при интенсивностях нагружения, различающихся в 40 раз (данные для большой ЭМ ГУТ на рис. 3), показывает, что независимо от интенсивности нагружения разрыв принимает форму, близкую к форме сферического сегмента. Определив радиус сферы, в которую вписывается сегмент, находим максимальный объем разрыва $V = \pi h(h^2 + 3r^2)/6$, его максимальную потенциальную энергию $Q = V_{\max} p_0$ и долю энергии $\alpha = Q/E$, переданную системе накопителем для формирования разрыва. Оказалось, что для большой ЭМ ГУТ $\alpha \approx 0,02$, для малой ЭМ ГУТ $\alpha \approx 0,0032$. Уменьшение значения α , по-видимому, вызвано уменьшением диаметра мембраны и увеличением ее жесткости.

Из экспериментальных данных следует, что с момента образования разрыва вплоть до момента его замыкания на границе раздела разрыв — окружающая жидкость формируется (из ядер кавитации) тонкий пузырьковый пограничный слой. Причиной возникновения пузырькового пограничного слоя является практически полное отсутствие газовой фазы и соответственно низкое давление внутри разрыва. Очевидно, в окрестности границы разрыва микропузырьки начинают расти под действием их начального внутреннего давления p_0 .

Следует отметить, что в процессе замыкания разрыва на поверхности мембраны под разрывом формируется течение жидкости в виде тонкого кольцевого потока, который замыкается со скоростью, превышающей скорость разрыва. В момент, предшествующий замыканию системы разрыв — пузырьковый пограничный слой, в окрестности оси симметрии формируется плотное ядро разрыва, окруженное облаком с более разреженной пузырьковой структурой (см. рис. 3,з).

Наличие пузырькового слоя может приводить к нехарактерному замыканию разрыва на твердой поверхности с сохранением формы сферического сегмента и без образования кумулятивной струи, направленной перпендикулярно мембране. В конце процесса замыкания пузырьковый пограничный слой трансформируется в пузырьковый кластер, окружающий сжатый разрыв. Состояние разрыва в момент замыкания можно определить как состояние с высокой внутренней энергией, о чем свидетельствует появление достаточно мощной вторичной УВ после его замыкания. Прохождение этой УВ и ее взаимодействие со свободной поверхностью сопровождаются образованием вторичной кавитационной зоны (рис. 4).

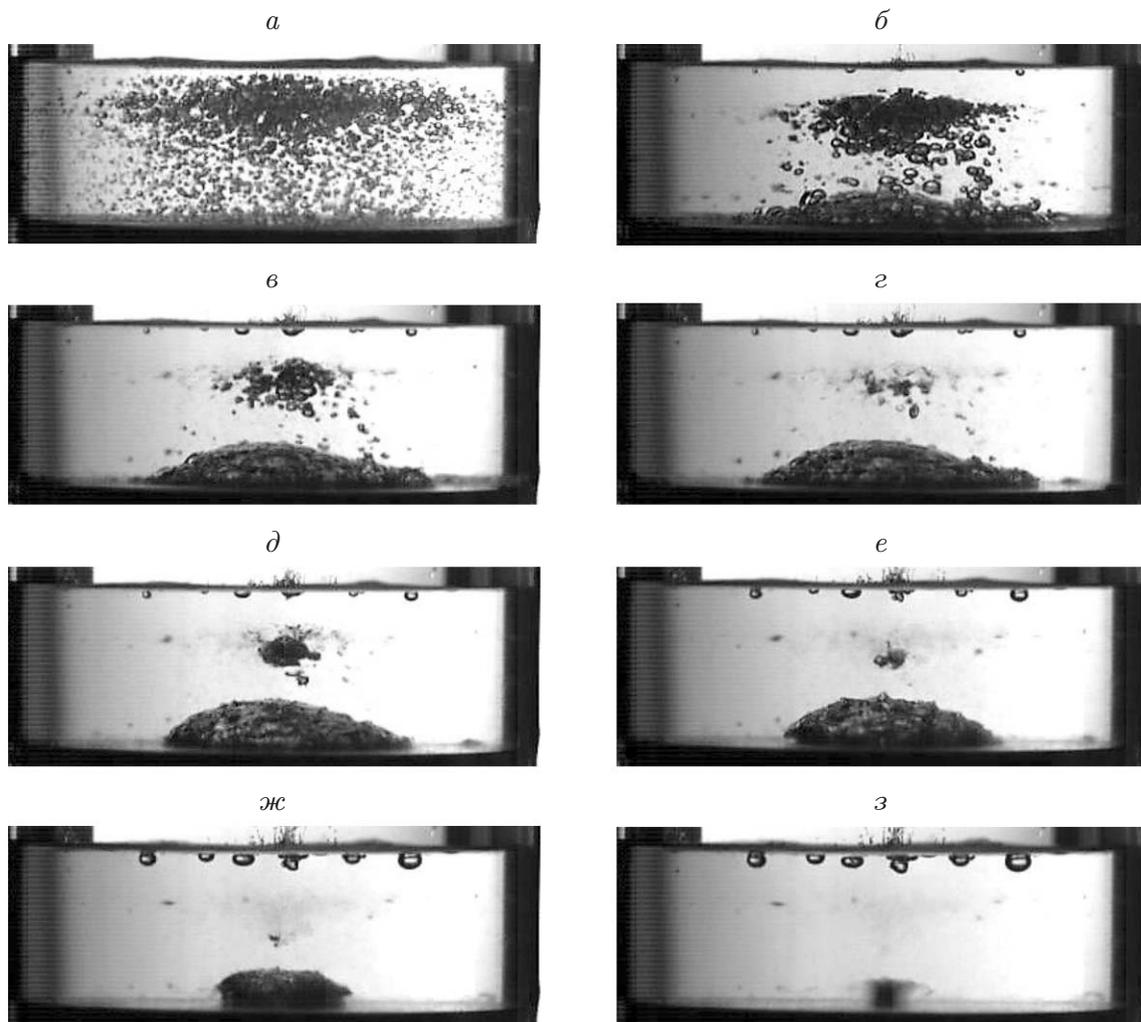


Рис. 2. Развитие кавитационной зоны вблизи свободной поверхности при $D = 4$ см, $H = 1,5$ см, $E = 0,032$ кДж:

$a — t = 0,08$ мс, $б — t = 0,24$ мс, $в — t = 0,44$ мс, $г — t = 0,5$ мс, $д — t = 0,6$ мс, $е — t = 0,76$ мс, $ж — t = 0,96$ мс, $з — t = 1,06$ мс

Сравнение результатов экспериментов, проведенных с большой и малой ЭМ ГУТ, показало, что при различных интенсивностях нагружения слоя жидкости в нем происходят одни и те же процессы: образование и замыкание разрыва, излучение разрывом вторичной УВ после замыкания, формирование пузырькового кластера. Кроме того, разрыв сохраняет форму сегмента сферы, а граница раздела разрыв — окружающая жидкость покрыта тонким пузырьковым пограничным слоем. При различной интенсивности нагружения различия динамики разрыва проявляются только в изменении характерных линейных и временных параметров.

3. Определение параметров пульсаций разрыва. Поскольку разрыв сохраняет форму, близкую к форме сегмента сферы, для получения формулы характерного времени существования разрыва используем метод размерности. Найдем комбинацию параметров, которая позволяет определить временную характеристику исследуемого процесса. В качестве основных параметров состояния жидкости принимаются гидростатическое давление p_0 и плотность жидкости ρ . Комбинация параметров, имеющая размерность времени,

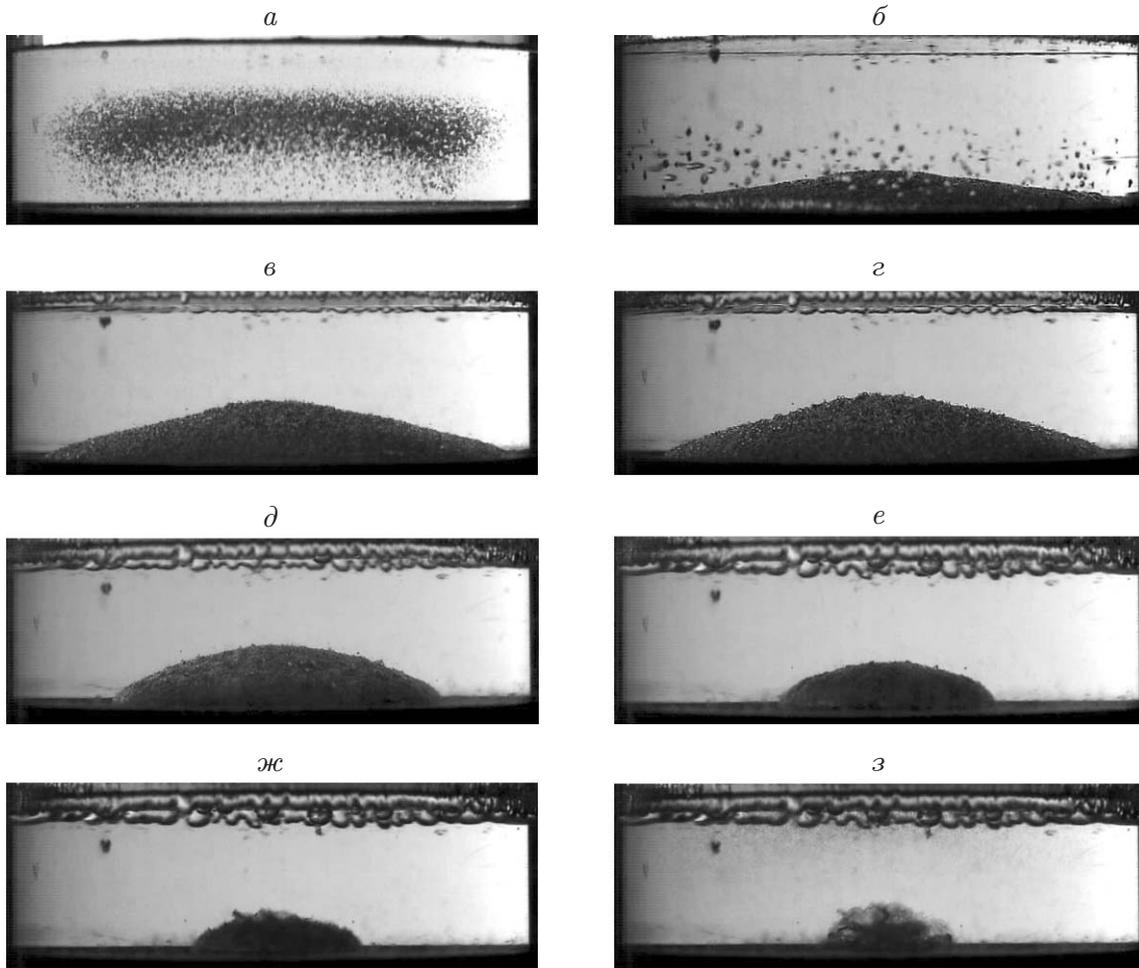


Рис. 3. Развитие кавитационной зоны вблизи свободной поверхности при $D = 12,5$ см, $H = 4$ см, $E = 1,25$ кДж:
 а — $t = 0,1$ мс, б — $t = 0,8$ мс, в — $t = 1,5$ мс, г — $t = 1,8$ мс, д — $t = 2,6$ мс, е — $t = 3,2$ мс, ж — $t = 3,4$ мс, з — $t = 3,5$ мс

дает временную характеристику процесса $t = Q^{1/3} \rho^{1/2} / p^{5/6}$. Для времени существования разрыва получаем выражение

$$T = \alpha^{1/3} \frac{E^{1/3} \rho^{1/2}}{p_0^{5/6}}. \tag{1}$$

Таким образом, возможны два способа определения значения коэффициента α : 1) вычисление максимального объема разрыва и как следствие его потенциальной энергии Q ; 2) подстановка в формулу (1) времени существования разрыва T , определенного в эксперименте. Сравнение значений α , полученных двумя способами, показало, что они достаточно близки.

С использованием результатов анализа экспериментальных данных об основных характеристиках формы разрыва — диаметре сегмента d и его высоте h (точки на рис. 5) — построены аппроксимации зависимостей этих характеристик от времени в следующем виде (сплошные линии):

$$d(\tau) = 3,45 + 36,2\tau - 37,9\tau^2, \quad h(\tau) = 10,7\tau - 10,5\tau^2. \tag{2}$$

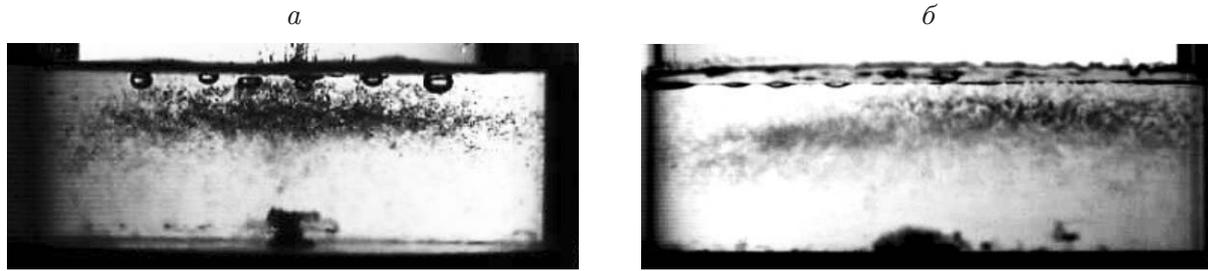


Рис. 4. Начальная стадия расширения кластера, генерация вторичной зоны кавитации и излучение разрывом УВ:

a — $D = 4$ см, $H = 1,5$ см, $E = 0,032$ кДж; *б* — $D = 12,5$ см, $H = 4$ см, $E = 0,8$ кДж

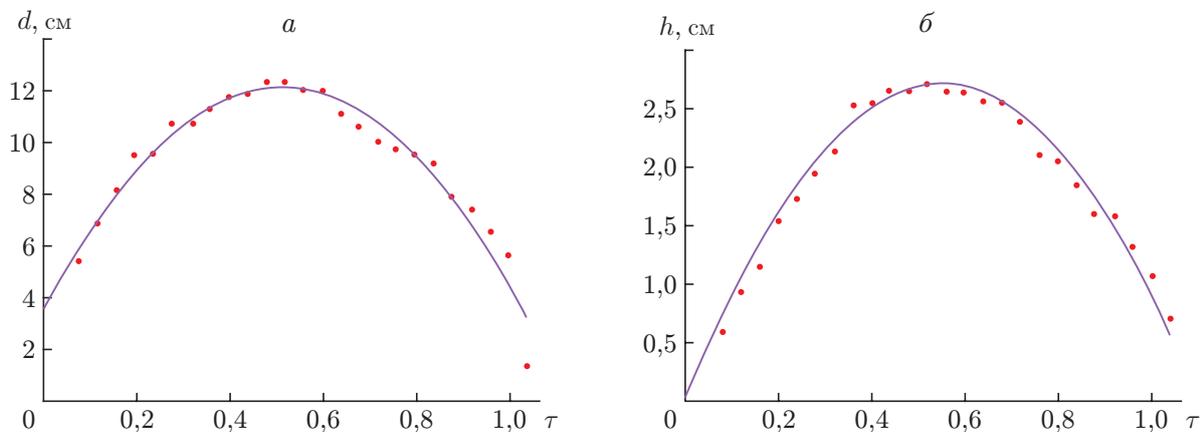


Рис. 5. Зависимости диаметра d (*a*) и высоты h (*б*) сегмента, форму которого принимает разрыв, от времени τ при $D = 12,5$ см, $E = 0,8$ кДж, $H = 4$ см:

точки — экспериментальные данные, линии — аппроксимация (2)

Здесь $\tau = t/T$. Аналогичные аппроксимации при различной толщине слоя воды получены с использованием результатов экспериментов с малой ЭМ ГУТ. Следует отметить, что результаты экспериментов, полученные при одной и той же величине энергии в накопителе, но при различной толщине слоя воды в малой кювете, хорошо согласуются. Таким образом, динамика разрыва в большей степени зависит от энергии нагружения и в значительно меньшей — от толщины слоя воды.

4. Динамика пузырькового кластера после замыкания разрыва. На рис. 6 представлена динамика пузырькового кластера после замыкания разрыва. Как отмечено выше, после замыкания происходит излучение достаточно сильной УВ, что приводит к образованию вторичной кавитационной зоны вдоль свободной поверхности слоя. Расширяющаяся УВ, излученная разрывом, оказывает существенное влияние на структуру пузырькового кластера, формируя кольцо. В результате появления волны разрежения (при отражении вторичной УВ от свободной поверхности слоя жидкости) значительно увеличивается размер кластера (см. рис. 6, б, в). При этом к поверхности слоя начинает всплывать кластер, имеющий вид кольцевого вихря. Об образовании кольцевого вихря свидетельствует тот факт, что в процессе замыкания разрыва вдоль мембраны с большой скоростью формируется кольцевой поток. Замыкание разрыва с последующей генерацией расходящейся УВ приводит к формированию кольцевой структуры кластера, при этом всплытие кластера происходит практически с постоянной скоростью.

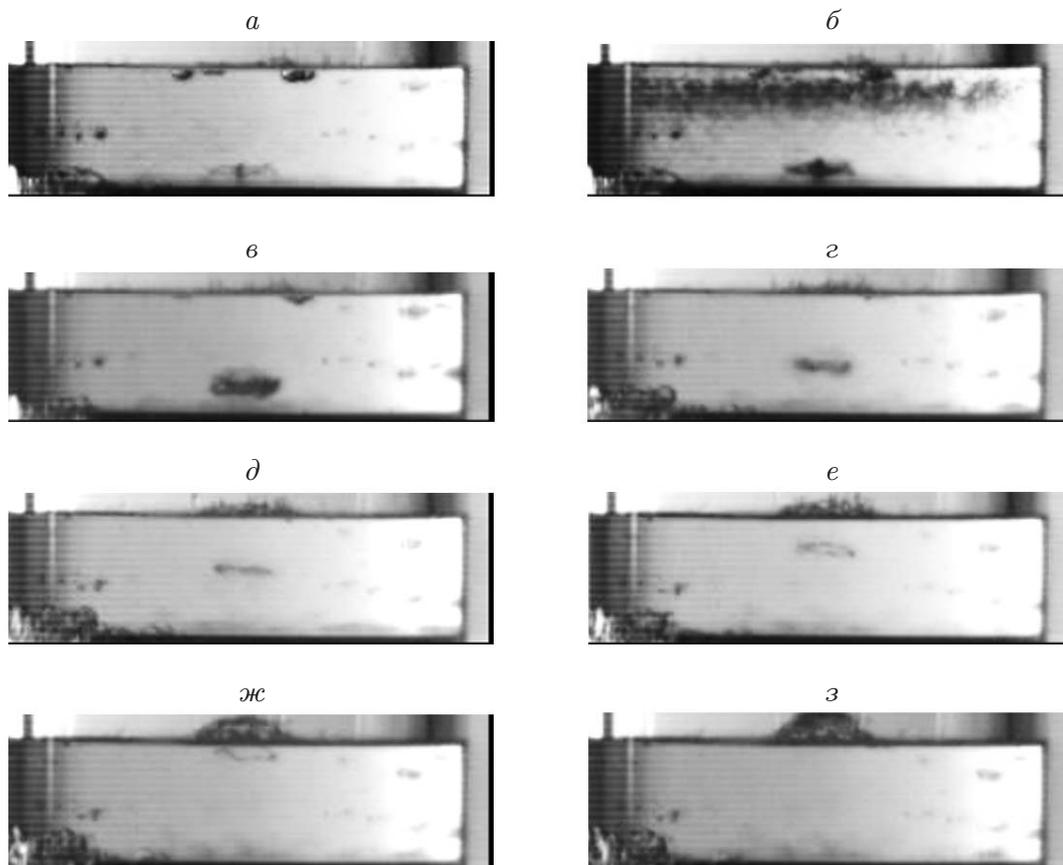


Рис. 6. Динамика пузырькового кластера при $D = 4$ см, $H = 1,5$ см, $E = 0,032$ кДж:

$a - t = 1,08$ мс, $б - t = 1,1$ мс, $в - t = 1,3$ мс, $г - t = 1,7$ мс, $д - t = 2,1$ мс, $е - t = 2,7$ мс, $ж - t = 3,1$ мс, $з - t = 3,4$ мс

Для определения порядка скорости движения пузырькового кластера к поверхности слоя воды вычислялась координата его центра. Из анализа экспериментальных данных следует, что при различной толщине слоя воды скорости всплытия кластера различаются незначительно и зависят от энергии, переданной ему системой с накопителем. На рис. 7 приведена зависимость координаты центра кластера s от времени при $E = 0,8$ кДж. При таком значении энергии в накопителе скорость пузырькового кластера составляет приблизительно 6 м/с. При увеличении энергии до $E = 1,2$ кДж скорость увеличивается до значения, равного 7,6 м/с.

Зависимость координаты центра кластера от времени при $D = 4$ см, $H = 1,5$ см и $E = 0,0180; 0,0245; 0,0320$ кДж представлена на рис. 8. Видно, что при большой энергии график зависимости $s(t)$ представляет собой практически прямую линию. При уменьшении энергии график зависимости $s(t)$ существенно отличается от прямой и скорость всплытия кластера уменьшается. При $E = 0,032$ кДж скорость пузырькового кластера приблизительно равна 4,7 м/с.

Заключение. Экспериментальное исследование формирования разрыва на дне кюветы в кавитирующем слое дистиллированной жидкости при ударно-волновом нагружении показало, что в широком диапазоне интенсивностей нагружения (два порядка) разрыв принимает форму, близкую к форме сферического сегмента, и сохраняет ее в течение всего процесса формирования и замыкания. Обнаружено формирование тонкого пузырькового

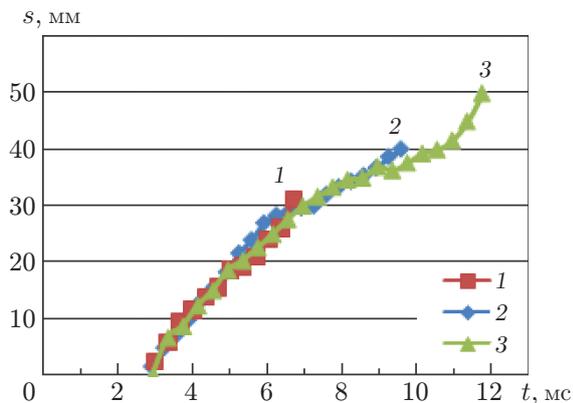


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость координаты центра кластера от времени при различной толщине слоя воды ($D = 12,5$ см, $E = 0,8$ кДж):

1 — $H = 3$ см, 2 — $H = 4$ см, 3 — $H = 5$ см

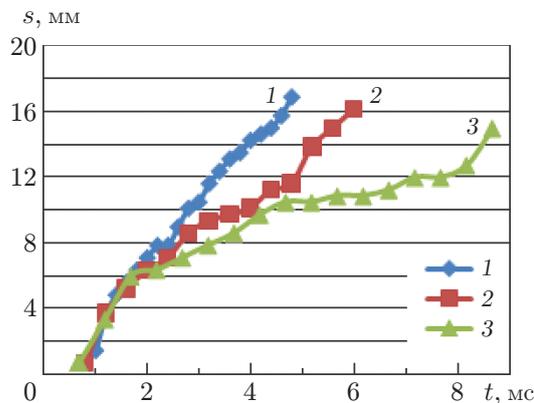


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость координаты центра кластера от времени при различных значениях энергии в накопителе ($D = 4$ см, $H = 1,5$ см):

1 — $E = 0,032$ кДж, 2 — $E = 0,024$ кДж, 3 — $E = 0,018$ кДж

слоя на границе раздела разрыв — окружающая среда в течение всего времени существования разрыва. Показано, что в окрестности точки схлопывания разрыв излучает расходящуюся УВ, под действием которой пузырьковый пограничный слой трансформируется в вихревое кольцо, всплывающее к поверхности слоя. С использованием метода размерности получена формула для времени существования разрыва, а также зависимости геометрических характеристик разрыва от времени. Обнаружено, что динамика кольцевого кластера слабо зависит от толщины слоя жидкости и в основном определяется энергией, затраченной на его формирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kedrinский V. K.** Hydrodynamic aspects of explosive eruptions of volcanoes: simulation problems // *Shock Waves*. 2009. V. 18, N 6. P. 451–464.
2. **The physics of explosive volcanic eruption.** L.: Geolog. Soc., 1998. V. 145. Spec. Publ.
3. **Glass I. I., Heuckroth L. E.** Hydrodynamic shock tube // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6, N 4. P. 543–549.
4. **Gerst A., Hort M., Kyle P. R., Voegelé M.** The first second of a strombolian eruption: velocity observations at Erebus volcano, Antarctica // *EOS Trans. Amer. Geophys. Union*. 2006. V. 87, N 52. Fall Meet. Suppl. Abstr. V31G-04.
5. **Woods A. W.** The dynamics of explosive volcanic eruptions // *Rev. Geophys.* 1995. V. 33, N 4. P. 495–530.
6. **Dobran F.** Nonequilibrium flow in volcanic conduits and application to the eruptions of Mt. St. Helens on May 18, 1980, and Vesuvius in AD 79 // *J. Volcan. Geotherm. Res.* 1992. V. 49, N 3. P. 285–311.
7. **Gonnermann H. M., Manga M.** Explosive volcanism may not be an inevitable consequence of magma fragmentation // *Nature*. 2003. V. 426. P. 432–435.
8. **Gonnermann H. M., Manga M.** The fluid mechanics inside a volcano // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2007. V. 39. P. 321–356.

9. **Denlinger R. P., Hobbitt R. P.** Cyclic eruptive behavior of silicic volcanoes // *Geology*. 1999. V. 27. P. 459–462.
10. **Barmin A., Melnic O., Sparks S.** Periodic behavior in lava dome eruptions // *Earth. Planet. Sci. Lett.* 2002. V. 199. P. 173–184.
11. **Costa A., Melnik O., Sparks R. S., Voight B.** Control of magma flow in dykes on cyclic lava dome extrusion // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L02303. DOI: 10.1029/2006GL027466.
12. **Кедринский В. К.** Роль плотности зародышей как “скрытого” параметра в формировании аномальных зон в тяжелой кавитирующей магме // *ПМТФ*. 2014. Т. 55, № 2. С. 101–107.
13. **Kedrinskiy V. K.** Structure of cavitation zones in a heavy magma under explosive character of its decompression // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2014. V. 136, N 4, pt 2. P. 2290.
14. **Бесов А. С., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И.** Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // *Письма в ЖТФ*. 1984. Т. 10, № 4. С. 67–71.

Поступила в редакцию 5/VI 2017 г.
