

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 —  $10^{12} \text{ м}^{-3}$ ) 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  $10^6 \text{ см}^{-3}$  [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

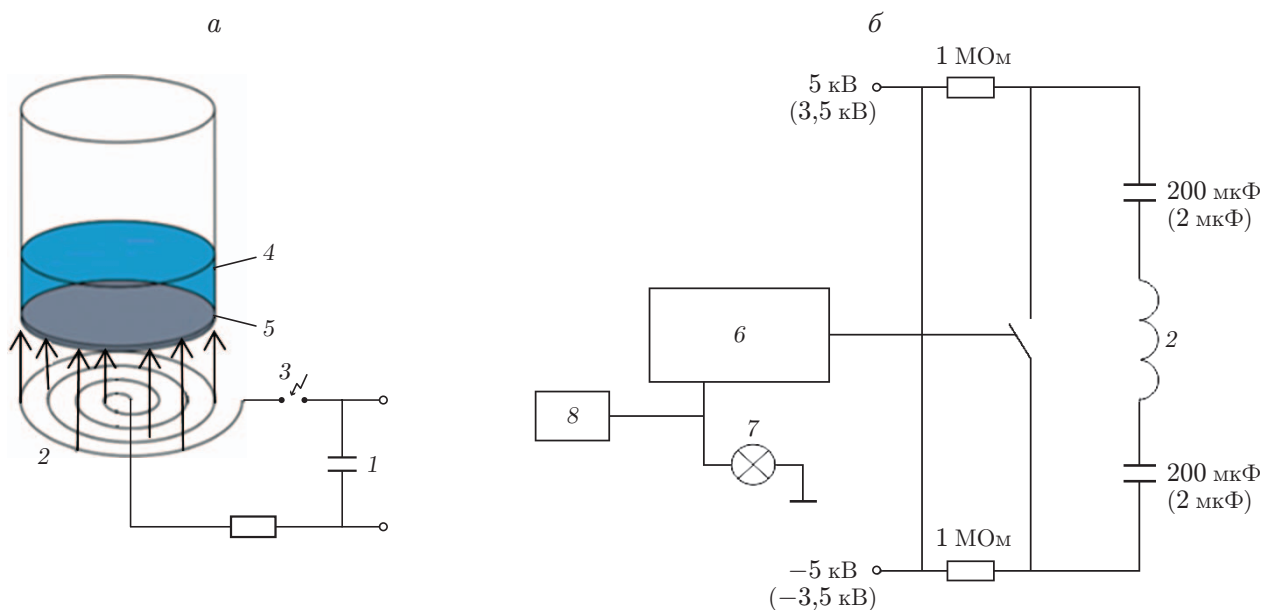


Рис. 1. Схемы установки (а) и высоковольтного источника (б):

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  $\alpha$ , 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 пузыркового 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 пузыркового 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).

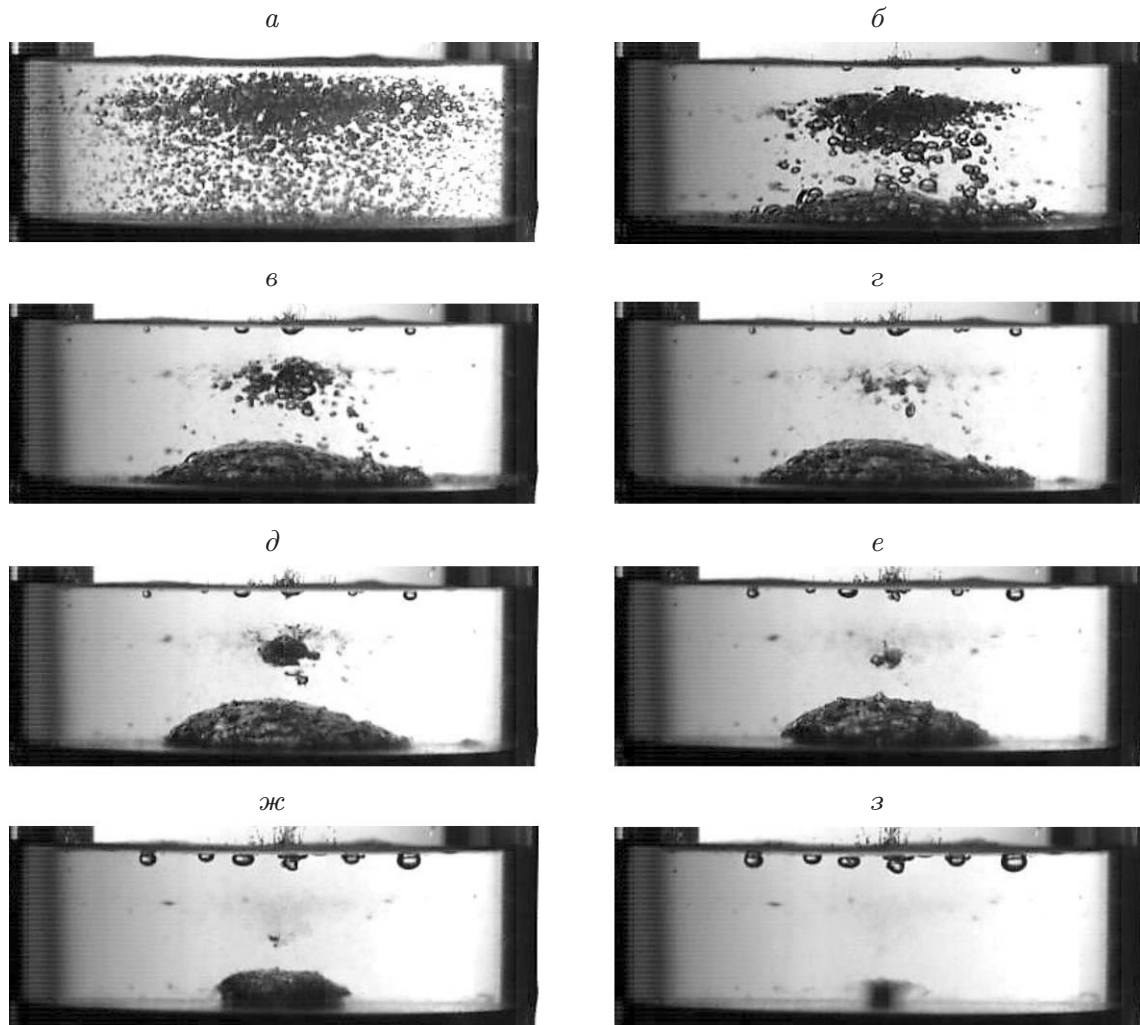


Рис. 2. Развитие кавитационной зоны вблизи свободной поверхности при  $D = 4$  см,  $H = 1,5$  см,  $E = 0,032$  кДж:

$a - t = 0,08$  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  $\rho$ . Комбинация параметров, имеющая размерность времени,

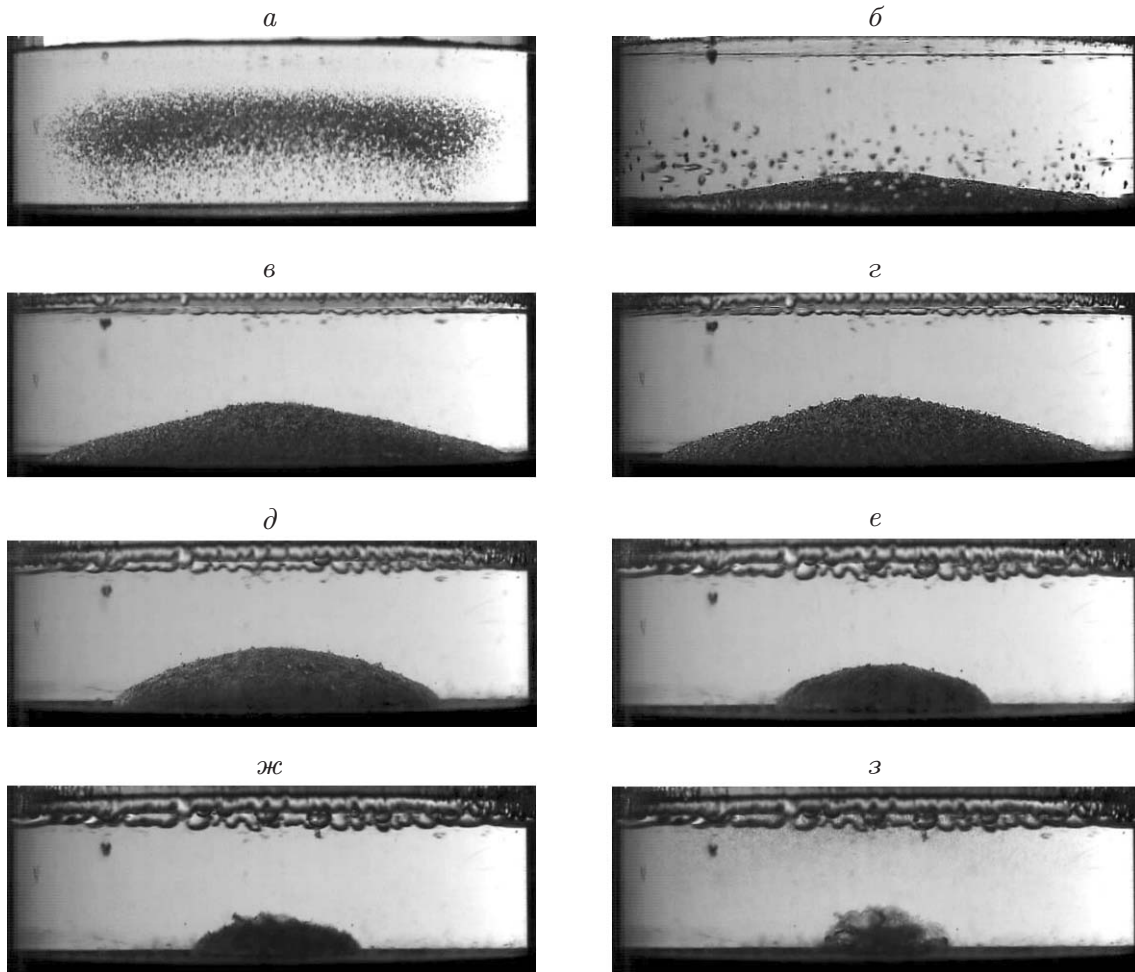


Рис. 3. Развитие кавитационной зоны вблизи свободной поверхности при  $D = 12,5$  см,  $H = 4$  см,  $E = 1,25$  кДж:  
 а —  $t = 0,1$  мс, б —  $t = 0,8$  мс, в —  $t = 1,5$  мс, г —  $t = 1,8$  мс, д —  $t = 2,6$  мс, е —  $t = 3,2$  мс, ж —  $t = 3,4$  мс, з —  $t = 3,5$  мс

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  $\alpha$ : 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  $\alpha$ , 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):

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

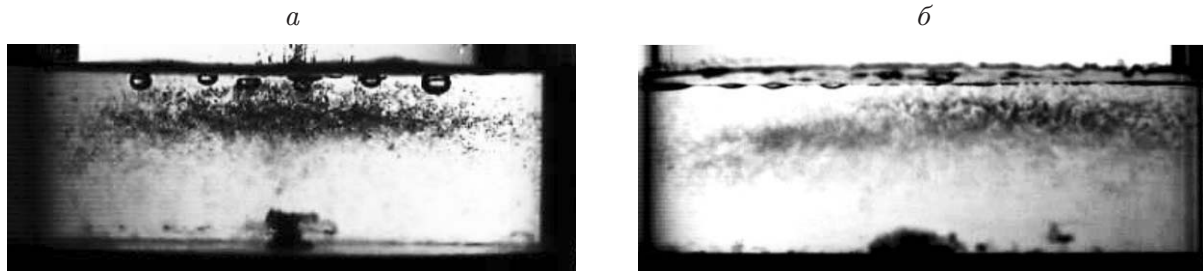


Рис. 4. Начальная стадия расширения кластера, генерация вторичной зоны кавитации и излучение разрывом УВ:

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

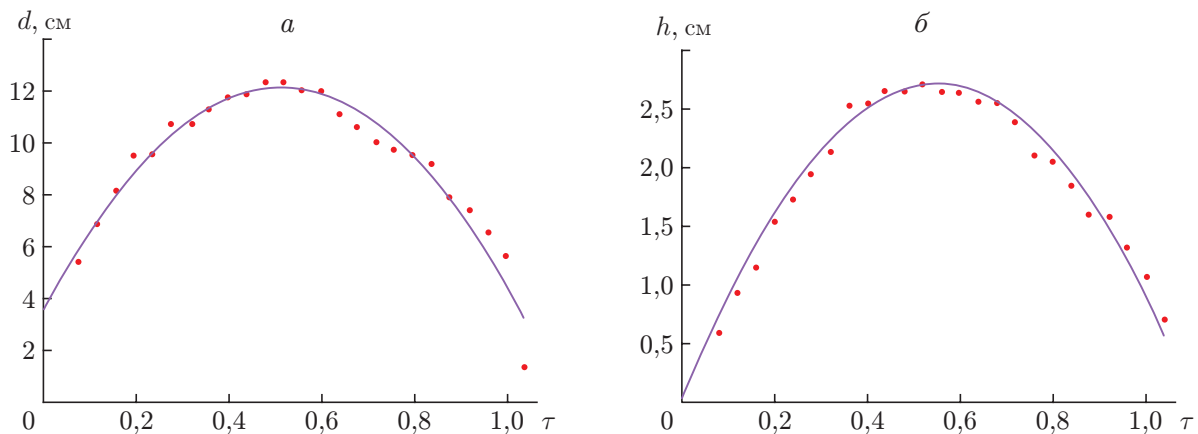


Рис. 5. Зависимости диаметра  $d$  (*a*) и высоты  $h$  (*б*) сегмента, форму которого принимает разрыв, от времени  $\tau$  при  $D = 12,5$  см,  $E = 0,8$  кДж,  $H = 4$  см:

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.



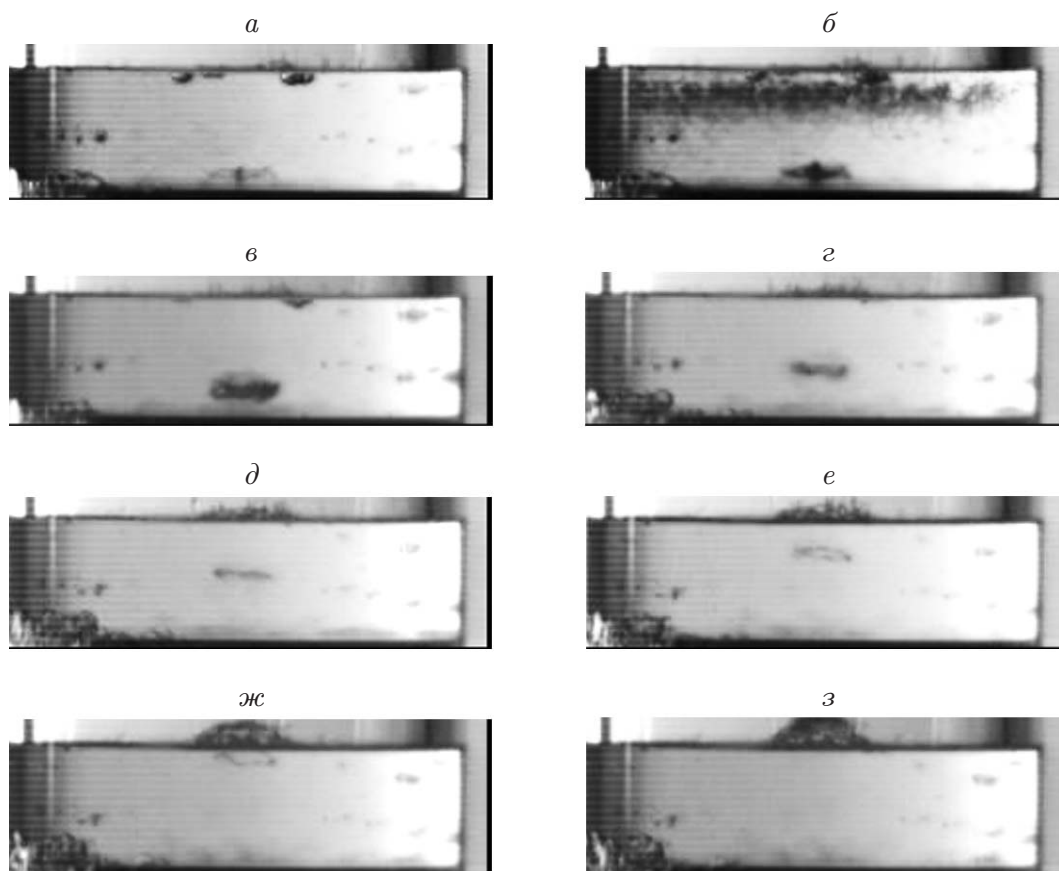


Рис. 6. Динамика пузырькового кластера при  $D = 4$  см,  $H = 1,5$  см,  $E = 0,032$  кДж:

$a - t = 1,08$  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

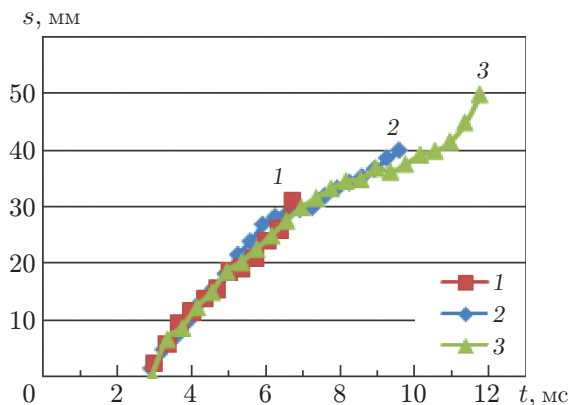


Рис. 7

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

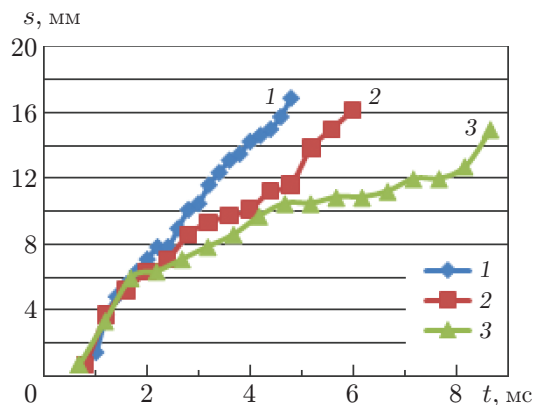


Рис. 8

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.*

---