

ческой модели течения. Можно показать, что кривая \mathcal{E} определяет максимально возможные значения $R_1(M_1)$ при заданных начальных условиях. Видно, что при увеличении M_1 экспериментальные значения R_1 приближенно описываются кривой \mathcal{E} , что косвенно свидетельствует о проявлении эффекта межфазного теплообмена в ударной волне в пористом материале.

Не проводя детального рассмотрения процессов, приводящих к формированию фронта ударной волны в пористой сжимаемой среде, отметим, что длительность фронта должна существенно превышать значения, характерные для ударных волн в газах. В общем случае толщина фронта ударной волны в мелкоструктурной среде соответствует нескольким характерным размерам среды d , в нашем случае — диаметрам пор. Полагая для простоты, что фронт формируется на расстоянии $l \sim 10d$, получим при $d \sim 10^{-3}$ м и скорости ударной волны в среде $D_2 \sim 2 \cdot 10^2$ м/с оценку длительности фронта $\tau \sim l/D_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ с, что неплохо соответствует экспериментальным данным [8, 9]. Проницаемость скелета реальных пористых материалов может приводить к дополнительному увеличению длительности фронта.

Область применения описанной расчетной методики ограничивается относительно высокими начальными давлениями газа в сжимаемой пористой среде ($p_0 \geq 10^4$ Па для эластичного пенополиуретана). При низких давлениях газа необходимо учитывать силу упругости скелета материала и соответствующим образом трансформировать выражение (8) для внутренней энергии пористой среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Справочник по пластическим массам**/Под ред. В. М. Катаева, В. А. Попова, Б. И. Сажина. М.: Химия, 1975, т. 2.
2. **Campbell I. J., Pitcher A. S.** Shock waves in a liquid containing gas bubbles.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1958, v. 243, N 1235.
3. **Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Броуд Г. Л.** Ударные волны в воде с пузырьками воздуха.— В кн.: Подводные и подземные взрывы/Под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1977.
4. **Рудингер Г.** Влияние конечного объема, занимаемого частицами, на динамику смеси газа и частиц.— РТК, 1965, т. 3, № 7.
5. **Mallock A.** The dumping of sound by frothy liquids.— Proc. Roy. Soc., 1910, v. A 84, N 391.
6. **Ван Вейнгарден Л.** Одномерные течения жидкостей с пузырьками газа.— В кн.: Реология суспензий. М.: Мир, 1975.
7. **Вуд А.** Звуковые волны и их применение. М.—Л.: Гостехтеориздат, 1934.
8. **Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др.** Исследование особенностей распространения и отражения волн давления в пористой среде.— ПМТФ, 1975, № 6.
9. **Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М.** О взаимодействии ударной волны со стенкой, покрытой пористым сжимаемым материалом.— Письма в ЖТФ, 1984, № 19.
10. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
11. **Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.

Поступила 21/XI 1984 г.

УДК 532.528

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ КАВЕРН МЕЖДУ ДВУМЯ ТВЕРДЫМИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СТЕНКАМИ

В. В. Кучеренко, В. В. Шамко

(Школаев)

На практике, например, при ультразвуковой или электрогидроимпульсной очистке сложных изделий возникает ситуация, когда образующиеся в этих процессах кавитационные пузырьки пульсируют между двумя стенками. Имеющиеся теоретические [1—3] и экспериментальные [4—7] работы свидетельствуют, что в этих условиях происходит существенное (по сравнению с безграничной жидкостью и наличием только одной стенки) изменение схемы замыкания полостей. К тому же в [1—3] рассматрива-

лось замыкание каверн, имеющих вначале сферическую форму, тогда как в реальных условиях стенки воздействуют на полость уже на стадии расширения (см., например, [7—9]), приводя к дополнительному * нарушению ее сферической формы. Совсем не изучено поведение каверн при их симметричном расположении между стенками, когда размеры каверн приближаются к расстоянию между ними и тем более при асимметричном расположении каверн относительно стенок.

Данная работа посвящена более детальному экспериментальному исследованию развития ЭВК между двумя плоскими параллельными твердыми стенками с целью выявления особенностей протекания послеразрядной стадии электровзрыва (ЭВ) в условиях двустороннего ограничения.

Полости генерировались электровзрывом в специальной ванне ($0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ м}^3$), заполненной дистиллированной водой и снабженной иллуминаторами для фотографирования процесса в проходящем свете от мощного источника. Параметры разрядного контура следующие: напряжение заряда $U_3 = 7 \cdot 10^3 \text{ В}$, емкость накопительной батареи $C = 10^{-6} \text{ Ф}$, индуктивность разрядного контура $L = 3,8 \cdot 10^{-6} \text{ Г}$, величина межэлектродного промежутка $l = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. При этом в отсутствие близлежащих границ создавались полости с максимальным радиусом $a_{\text{max}} = 20,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и периодом первой пульсации $T = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Воспроизводимость параметров электровзрывных каверн осуществлялась путем инициирования разряда константовым микропроводником $\varnothing = 11 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

В качестве твердых границ использовались пластины из оргстекла ($0,01 \times 0,2 \times 0,2 \text{ м}^3$), что позволяло фотографировать процесс также и в перпендикулярном к ним направлении. Между стенками помещались электроды, в одном случае симметрично им на расстояниях $b^* = b/a_{\text{max}} = 0,25; 1,1; 1,8; 2,6$, а в другом — несимметрично на расстояниях $b^* = 0,6-1,1; 0,6-1,8; 1,1-1,8; 1,1-2,5; 1,8-2,5$ (первое значение b^* соответствует расстоянию до нижней стенки, второе — до верхней).

На рис. 1 приведена схема расположения источника света 1, стенок 2 и электродов 3. В одном случае стенки, закрепленные жестко с электродами, опускались в ванну параллельно лучам света (рис. 1, а), в другом — перпендикулярно (рис. 1, б), что позволяло исследовать форму полости в трех измерениях. Расстояние до свободной поверхности и стенок бака 0,25 м, что более чем в 10 раз превышало значение максимального радиуса полости и, согласно [8], позволяло пренебречь их влиянием на динамику ЭВК.

Наиболее характерные фотограммы динамики ЭВК для различных расстояний между стенками показаны на рис. 2: а — $b^* = 0,25$; б — 1,1; в — 0,6—1,1; г — 0,6—1,8. Их профили для различных b^* приведены на рис. 3: а — $b^* = 0,6$; б — 1,1; в — 0,6—1,1; г — 0,6—1,8; д — 1,1—1,8; е — безграничная жидкость. Время t на рис. 2, 3 нормировалось следующим образом:

$$\bar{t} = \frac{t}{a_{\text{max}}} \sqrt{\frac{p_{\infty}}{\rho_0}} \quad (\rho_0 \text{ — плотность невозмущенной жидкости, } p_{\infty} \text{ — гидростатическое давление).$$

Рассмотрим различные расположения полости относительно твердых стенок.

1. Симметричное расположение.

При $b^* \geq 18$ полость приобретает сферическую форму уже на начальных стадиях расширения и замыкается аналогично случаю безграничной жидкости [10], вытягиваясь на заключительных стадиях замыкания в направлении, перпендикулярном твердым стенкам. Это приводит к формированию в указанном направлении кольцевой струи жидкости, разбивающей полость на две части, которые при последующем расширении объединяются опять в одно целое.

Однако в случае двух стенок в отличие от одной или для безграничной жидкости процесс вытягивания полости наступает раньше благодаря

* Электровзрывные каверны (ЭВК), например, как правило, несферичны из-за цилиндричности первоначального зародыша — канала разряда и воздействия электродов [10].

формированию потока жидкости преимущественно параллельно стенкам.

Сферическую форму полость имеет на стадии расширения и при $b^* = 1,1$. Однако на стадии замыкания формируемый вдоль электродов (параллельно твердым стенкам) поток жидкости сначала сжимает ЭВК в указанном направлении, а затем, превратив ее в фигуру гантелеобразной формы, разбивает на две

примерно равные части, соединенные перемычкой (см. рис. 2, б). Эти части, перемещаясь к твердым стенкам, продолжают пульсировать на них.

Дальнейшее уменьшение расстояния между стенками $b^* = 0,6$ приводит к тому, что на стадии расширения полость приобретает форму цилиндра, высота которого равна расстоянию между стенками (см. рис. 3, а).

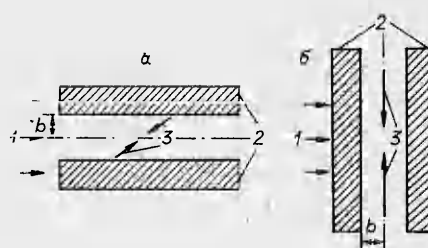


Рис. 1

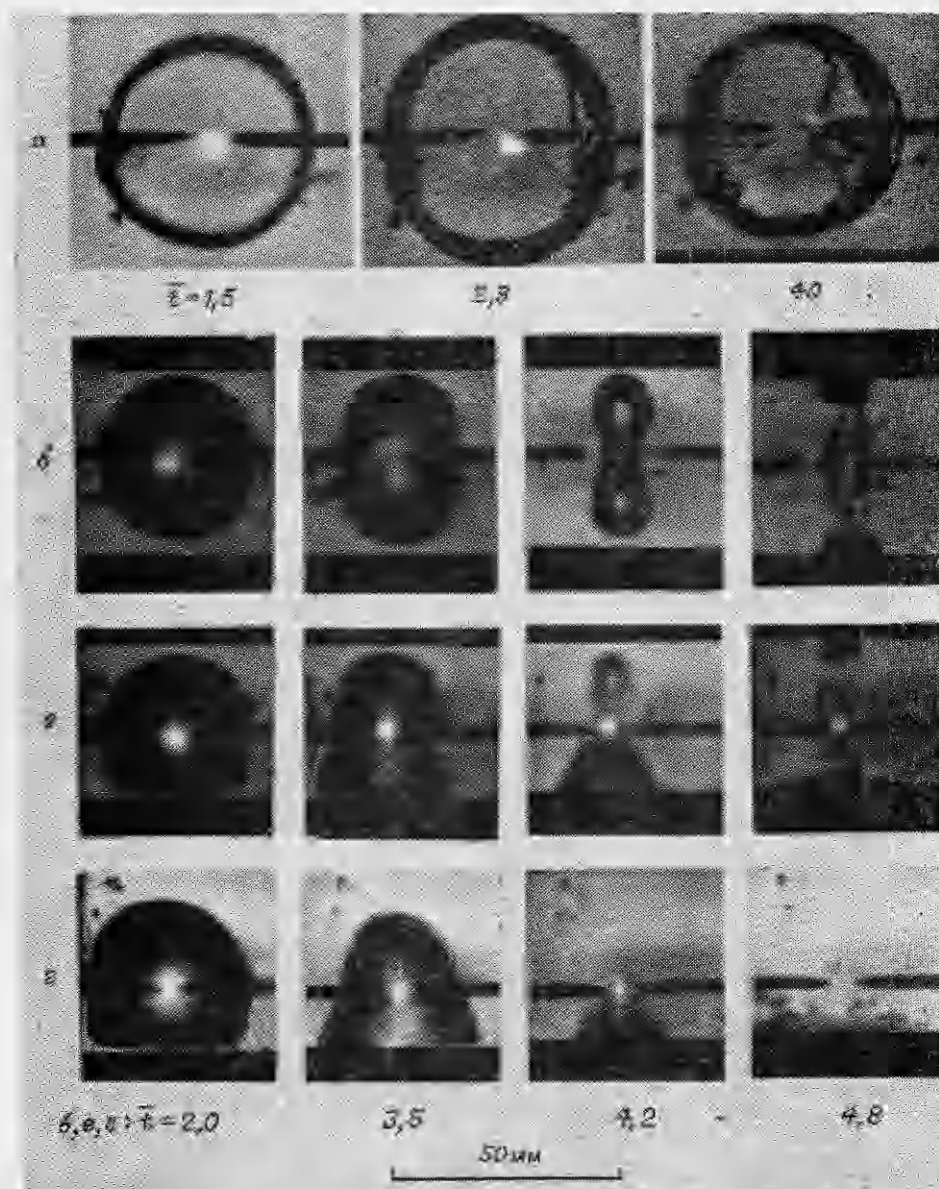


Рис. 2

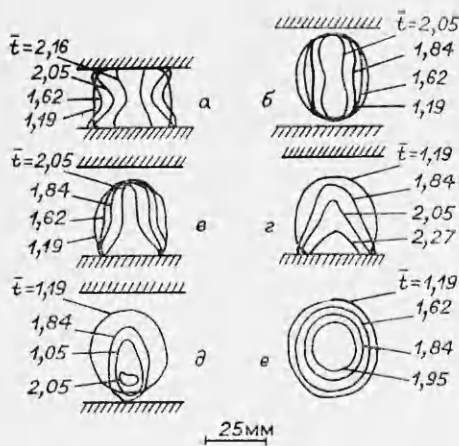


Рис. 3

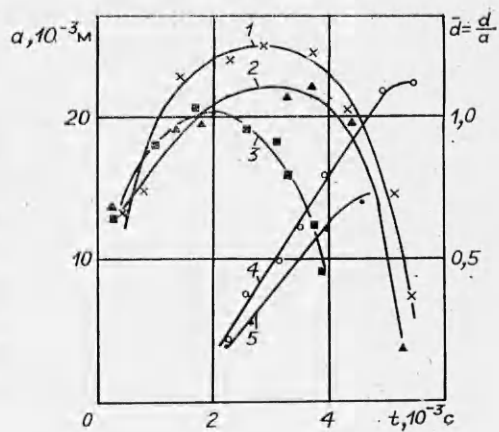


Рис. 4

При замыкании полости вдоль электродов формируется уже не кольцевая струя жидкости, как было при $b^* = 1,1$, а струи, напоминающие кумулятивные [6], которые распространяются к центру полости навстречу друг другу. Особенно отчетливо видно образование и распространение этих струй при $b^* = 0,25$ (см. рис. 2, а). Для детального исследования процесса формирования и распространения струй жидкости, пронизывающих полость, твердые стенки располагались перпендикулярно лучам света (см. рис. 1, б). Благодаря этому определена скорость струй и их форма. Оказалось, что чем меньше b^* , тем больше скорость этих струй и они становятся тоньше (острее). Так, для $b^* = 0,6$ средняя скорость струй ~ 3 м/с, а для $b^* = 0,25 \sim 6,5$ м/с; при этом максимальные значения скоростей струй для указанных b^* равнялись соответственно 5 и 9 м/с.

На рис. 4 приведены временные зависимости радиуса a полости в направлении, параллельном электродам, для различных b^* (1 — $b^* = 0,25$; 2 — $0,6$; 3 — безграничная жидкость), а также длина струи \bar{d} , нормированная к текущему радиусу (4 — $b^* = 0,25$; 5 — $0,6$). Видно, что с уменьшением b^* в интервале $0,25 \leq b^* \leq \infty$ происходит увеличение максимального радиуса полости и периода ее пульсации в 1,3 раза. При этом возрастает и скорость струй, пронизывающих полость.

2. Несимметричное расположение.

При $b^* = 1,8-2,5$ полость в качественном плане замыкается аналогично случаю одной стенки при $b^* = 1,8$. Примерно через промежуток времени, равный $T/4$, после достижения полостью максимального объема она вытягивается, как и в случае одной стенки в направлении, перпендикулярном твердым стенкам, и пронизывается струей жидкости в направлении ближней стенки, несколько перемещаясь при этом к ней как одно целое.

При $b^* = 1,1-2,5$ и $1,1-1,8$ (см. рис. 3, д) схема замыкания полости уже отличается от случая одной стенки с $b^* = 1,1$. Это обусловлено тем, что в случае двух стенок начинает формироваться уже ощутимый поток жидкости, параллельный им, в результате которого полость на более ранних стадиях замыкания начинает преимущественно сжиматься в указанном направлении. На заключительных стадиях полость пронизывается струей жидкости в направлении ближней твердой стенки, соударяясь впоследствии с ней. Первоначально струя жидкости непосредственно не просматривается, однако на фотограммах хорошо видно, как она, отразившись от твердой стенки, пронизывает полость уже в обратном направлении, увлекая за собой продукты полости в виде шлейфа.

Дальнейшее уменьшение расстояния до ближней и дальней стенок ($b^* = 0,6-1,8$, см. рис. 2, г и 3, г) приводит к существенному изменению схемы замыкания полости. Во-первых, ЭВК уже на стадии расширения имеет форму, отличную от сферической по сравнению с той, что на

рис. 2, а, б. Во-вторых, никакой аналогии в поведении ЭВК со случаями одной стенки уже нет. Для данных b^* генерируемый параллельно стенкам поток жидкости превращает полость в фигуру, напоминающую конус, основание которого на всей стадии замыкания находится на ближней стенке. Затем в направлении от вершины этого «конуса» к ближней стенке движется струя жидкости, которую очень хорошо видно, когда она, отразившись от твердой стенки, опять пронизывает полость, увлекая за собой продукты ЭВК.

Еще более отличным от случая одной стенки с $b^* = 0,6$ является замыкание полости при $b^* = 0,6-1,1$ (см. рис. 2, в и 3, в), при котором формируемый вдоль стенок поток жидкости преимущественно сжимает верхнюю часть полости и срезает ее. Последняя, перемещаясь к противоположной стенке, соударяется с ней, в результате чего образуется обратная струя жидкости. Основная же часть в виде срезанного конуса замыкается на ближней стенке также с образованием обратной струи.

Съемка полости в двух взаимно перпендикулярных направлениях позволила установить, что интенсивная объемная кавитация [7] является в прилегающих к твердым границам (которыми в данном и ранее проводимых [7] опытах были стенки из оргстекла) областях, а не во всем объеме жидкости. Возникновение такой зоны вызвано взаимодействием ударной волны с преградой.

Таким образом, двустороннее ограничение ЭВ твердыми стенками позволяет получать концентрированные потоки жидкости между ними, управлять их мощностью и направленностью, ослаблять или вовсе убирать нежелательную кавитационную эрозию на рабочих элементах электрогидроимпульсных устройств и более рационально использовать энергию электровзрыва.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дежкунов И. В., Кувшинов В. И. и др. Несферическое захлопывание кавитационного пузырька между двумя твердыми стенками. — Акуст. журн., 1980, т. 26, вып. 5.
2. Кувшинов Г. И., Дежкунов И. В. и др. О скорости несферического захлопывания кавитационного пузырька между двумя твердыми стенками. — Инж.-физ. журн., 1980, т. 39, вып. 5.
3. Дежкунов И. В., Кувшинов Г. И., Прохоренко П. П. Замыкание сферического кавитационного пузырька между двумя жесткими стенками. — Весці Академіі навук БССР. Сер. Фіз.-мат. навук, 1979, № 5.
4. Дежкунов И. В., Кувшинов Г. И., Прохоренко П. П. Захлопывание кавитационных полостей между двумя стенками в ультразвуковом поле. — Акуст. журн., 1983, т. 29, вып. 6.
5. Морин А. К. Применение скоростной киносъемки для изучения процесса схлопывания кавитационного пузырька в пространстве между двумя жесткими стенками. — Тр. 14 Междунар. конгресса по высокоскоростной фотографии и фотопике. М., 1980.
6. Козырев С. П. О захлопывании кавитационных каверн, образованных электрическим разрядом в жидкости. — ДАН СССР, 1968, т. 183, № 3.
7. Шамко В. В., Вовченко А. И. Влияние граничных поверхностей на развитие парогазовой полости при подводном искровом разряде. — В кн.: Гидромеханика. Киев: Наук. думка, 1976, вып. 34.
8. Бурцев В. А., Шамко В. В. Замыкание сферической полости, индуцированной подводной искрой, вблизи твердой стенки. — ПМТФ, 1977, № 1.
9. Бурцев В. А., Кучеренко В. В., Шамко В. В. Динамика газовой полости при контактном подводном электровзрыве. — ПМТФ, 1982, № 5.
10. Кучеренко В. В., Шамко В. В. Особенности замыкания электровзрывных каверн. — ПМТФ, 1981, № 3.

Поступила 25/X 1984 г.