

Таким образом, численный анализ течения со «свободной» внутренней границей показал, что наличие «свободной» цилиндрической поверхности приводит к снижению устойчивости вращающегося потока для широких и узких зазоров.

Вращение внешнего цилиндра оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость потока. Этот эффект наблюдается и в случае течения между соосными цилиндрами для рассматриваемых видов возмущений. Критические числа Тейлора минимальны для осесимметричных возмущений при любых значениях ξ , $v_1(1 + \xi)/v_0\xi \leq 1$ и малых числах Рейнольдса.

Автор выражает благодарность В. Н. Штерну и М. А. Гольдштику за внимание к работе и обсуждение результатов.

Поступила 28 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S., Elbert D. D. The stability of viscous flow between rotating cylinders.— Proc. Roy. Soc., 1962, ser. A, vol. 268, N 1333.
2. Donnelly R. J., Fultz D. Experiments on the stability of viscous flow between rotating cylinders.— Proc. Roy. Soc., 1960, ser. A, vol. 258, N 1292.
3. Sparrow E. M., Munro W. D., Jonson V. K. Instability of the flow between rotating cylinders, the wide-gap problem.— J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, pt 1.
4. Pedley T. J. The stability of rotating flow with a cylindrical free surface.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 3, pt 1.
5. Chia-Shun Yih. Instability of a rotating liquid film with a free surface.— Proc. Roy. Soc., 1960, ser. A, vol. 258, N 1292.
6. Пухначев В. В. Ветвление вращательно-симметричных решений, описывающих течения вязкой жидкости со свободной границей.— ПМТФ, 1973, № 2.
7. Изаkson В. X., Юдович В. И. О возникновении конвекции в слое со свободной границей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М., Наука, 1972.
9. Башкатов М. В. Образование непроточных областей в присоединенной зоне вихревой ячейки.— ПМТФ, 1977, № 6.
10. Башкатов М. В., Гольдштик М. А., Кузьмин Г. А. Вихревой бланкет. Вихревая термоизоляция плазмы. Новосибирск, 1979.
11. Гольдштик М. А., Сапожников В. А. Устойчивость течения в кольцевом канале.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
12. Гольдштик М. А., Сапожников В. А. Устойчивость ламинарного потока в присутствии поля массовых сил.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5.
13. Вильгельми Т. А., Штерн В. Н. Устойчивость течения в кольцевом зазоре.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 3.

УДК 532.528

ОСОБЕННОСТИ ЗАМЫКАНИЯ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ КАВЕРН

В. В. Кучеренко, В. В. Шамко

(Николаев)

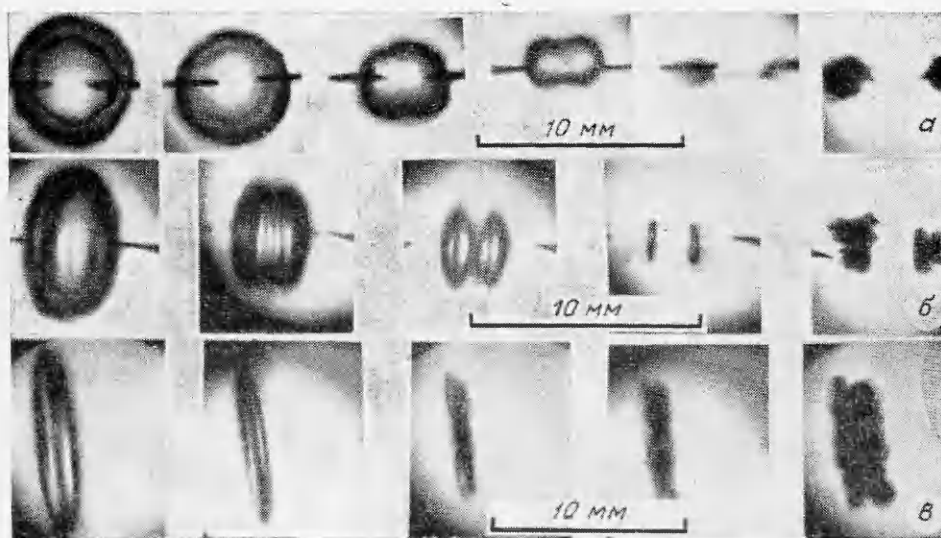
Экспериментальные и теоретические исследования (см., например, [1—3]) показывают, что даже слабое нарушение сферической формы парогазовой полости (ПГП) приводит к ее асимметричному замыканию ввиду того, что поверхность реальной ПГП не является идеальной сферой, а всегда имеет деформированные (выпуклые или вогнутые) области. Эти дефекты поверхности не оказывают влияния на кинематику полости при небольших скоростях движения ее границ. Однако в моменты времени, близкие к минимуму, когда скорость движения границ достигает значительных величин (по предположениям ряда авторов [4] она может достигать и даже превышать скорость звука в жидкости), эти неровности поверхности могут явиться причиной возникновения кумулятивных струй

или потоков жидкости, пронизывающих полость. В результате этого полость либо разбивается на несколько частей, пульсирующих в дальнейшем самостоятельно, либо существенно изменяется ее форма.

В связи с тем, что интенсивность вторичной ударной волны в конечном итоге зависит от формы пузырька [5, 6], целью данной работы явилось исследование эволюции формы электровзрывных каверн на всей стадии расширения — схлопывание, включая и моменты времени, близкие к минимуму. Последнее обстоятельство является чрезвычайно важным, ибо, поскольку не определена динамика заключительных стадий движения полости, неопределенным остается и акустическое излучение, сопровождающее ее движение, и в конечном итоге силовые характеристики электровзрыва.

Полости генерировались электровзрывом в открытой камере, заполненной дистиллированной водой и имеющей с двух сторон иллюминаторы для фоторегистрации ПГП в проходящем свете. Расстояние от оси разряда до стенок камеры превышало более чем в 5 раз максимальный радиус ПГП, что позволяло пренебречь влиянием граничных поверхностей на развитие полости [7]. Параметры разрядного контура составляли: напряжение заряда конденсаторной батареи $U_0 = (1 - 4) \cdot 10^4$ В, емкость $C = (0,01 - 3) \cdot 10^{-6}$ Ф, индуктивность $L = (3,4 - 3,8) \cdot 10^{-6}$ Г, величина межэлектродного промежутка $l = (1,2 - 30) \cdot 10^{-3}$ м. Съемка ПГП проводилась с помощью высокоскоростной камеры СФР-2М в режимах фоторегистратора и лупы времени. Для исследования поведения полости в момент достижения ею минимального объема проводилось увеличение объекта с помощью специальной приставки и соответствующей временной задержки.

Кинограммы заключительных стадий процесса замыкания электровзрывных каверн для различных режимов разряда (кинограммы процесса развития полостей различной геометрической формы приведены в [8]), а также временная зависимость коэффициента сжатия k , представляющего собой отношение меридионального диаметра d_{\parallel} ПГП к экваториальному d_{\perp} , приведены на фиг. 1, 2 соответственно. Время между кадрами (фиг. 1) $8,3 \cdot 10^{-6}$ с. Анализ полученных результатов показывает, что общим для сферических полостей (необходимым условием их образования является $W_{\tau}/l \geq 1$ кДж·м⁻¹ [8], где W_{τ} — выделившаяся в канале разряда электрическая энергия) есть то, что при расширении (речь идет о первом цикле



Ф и г. 1

расширение — схлопывание ПГП) с ростом отношения W_τ/l полость на более ранних стадиях приобретает форму сферы. Так, для режима $W_\tau/l \approx 1$ кДж·м⁻¹ полость приобретает сферическую форму при $\bar{t} = 0,12$ (где $\bar{t} = t/T$ — безразмерное время, T — период пульсации полости), а для $W_\tau/l = 0,4$ кДж·м⁻¹ — при $\bar{t} = 0,25$. Достигнув в максимуме почти сферической формы (фиг. 2, кривая 2), полость сохраняет ее до момента времени $\bar{t} = 0,85$, сжимаясь затем преимущественно вдоль оси электродов ($\bar{t} \approx 0,85-0,92$). Это приводит к тому, что в местах с большей кривизной поверхности ПГП образуется кольцевая струя жидкости, разбивающая полость на две части перпендикулярно оси электродов. В результате этого образуется два пузырька неправильной геометрической формы, соединенные перемычкой. Следовательно, вывод о том, что электровзрывные каверны сферической формы сохраняют симметрию вплоть до достижения ими минимальных размеров [8], является не совсем верным.

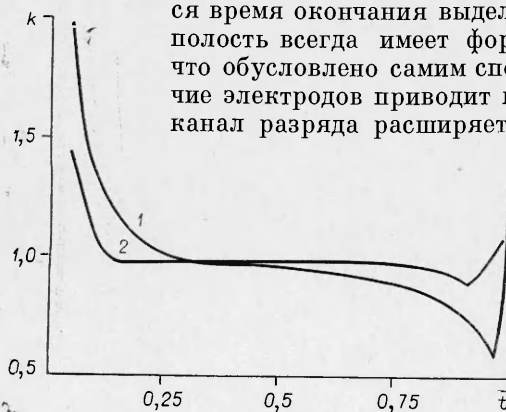
Аналогичным образом происходит замыкание ПГП для $W_\tau/l = 0,4$ кДж·м⁻¹. Однако в этом случае полость уже сразу после максимума начинает приобретать форму эллипсоида, большая ось которого перпендикулярна электродам (фиг. 2, кривая 1). В момент времени $\bar{t} = 0,97$ образуется кольцевая струя, пронизывающая и разбивающая полость на две части в том же направлении. Как показали проведенные эксперименты, описанный выше процесс замыкания почти сферических ПГП характерен для $0,4 \leq W_\tau/l \leq 5$ кДж·м⁻¹. С ростом отношения W_τ/l несферичность проявляется слабее. Так, для $W_\tau/l = 30$ кДж·м⁻¹ полость сохраняет форму, близкую к сферической не только во второй пульсации, но и в третьей.

При уменьшении энергии, выделяющейся на единице длины канала, до $\sim 0,1$ кДж·м⁻¹ (что соответствует эллипсоидальным полостям) ПГП преимущественно замыкается вдоль оси электродов, превращаясь на заключительных стадиях в тор (см. фиг. 1, в).

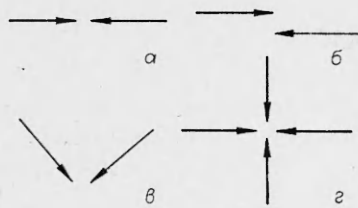
Дальнейшее уменьшение W_τ/l , как показано в [8], приводит к тому, что полость приобретает цилиндрическую форму, которая по мере приближения к минимуму становится крайне неустойчивой.

Следует обратить внимание на неустойчивость границы полости, обусловленную наличием дефектов границы (впадин и выступов) в моменты времени, близкие к минимуму (см. фиг. 1, а—в). Однако не эти дефекты оказывают существенное влияние на динамику ПГП, так как во всех экспериментах для $0,4 \leq W_\tau/l \leq 5$ кДж·м⁻¹ струи формировались перпендикулярно оси электродов.

Описанное выше поведение электровзрывных полостей можно объяснить тем, что в момент образования (за который принимается время окончания выделения энергии в канале разряда) полость всегда имеет форму, близкую к цилиндрической, что обусловлено самим способом генерирования ПГП. Наличие электродов приводит к тому, что в начальный момент канал разряда расширяется преимущественно в направлении, перпендикулярном оси электродов (движению вдоль оси препятствуют последние). При этом жидкости передается больший импульс в указанном выше направлении, что в конечном итоге должно привести к различию радиусов a_\perp и a_\parallel , а именно: радиус в направлении, перпендикулярном оси электродов a_\perp , должен несколько превышать радиус вдоль их оси a_\parallel .



Ф и г. 2



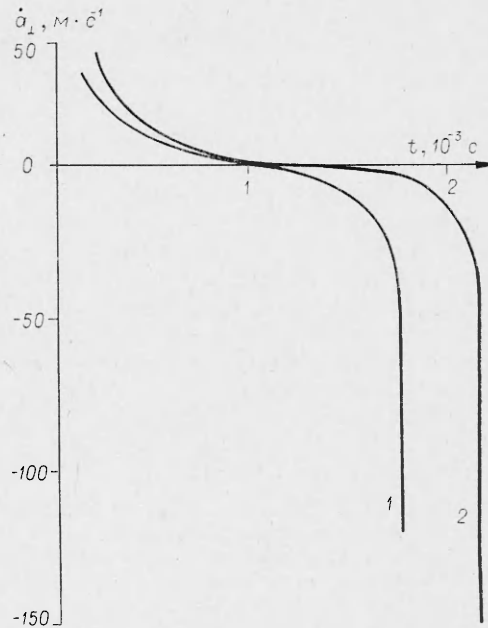
Ф и г. 3

Так, сравнение a_{\perp} и a_{\parallel} для пяти режимов разряда показало, что различие в значениях радиусов при достижении полостью максимального объема хотя и небольшое, но есть и составляет 5%. А в соответствии с результатами численного решения задачи о замыкании почти сферической полости в жидкости [3] с неизбежностью следует сделанный нами вывод.

Действительно, специально выполненные эксперименты показали, что любое расположение электродов относительно друг друга, а также использование дополнительной системы электродов (фиг. 3) не влияют на схему замыкания. Из этого следует, что фактором, определяющим характер схлопывания ПГП, можно считать распределение гидродинамических характеристик в начальных фазах активной стадии разряда, зависящих от граничных условий в виде торцевых поверхностей электродов.

В качестве дополнительной экспериментальной проверки влияния первоначальной формы ПГП на динамику ее замыкания применялись две системы электродов, расположенных во взаимно перпендикулярных направлениях (фиг. 3, г), что позволяло получать на начальной стадии полости не цилиндрической формы. Такую ПГП удалось получить, проводя одновременно разряд в двух взаимно перпендикулярных непересекающихся направлениях. Как и предполагалось, в этом случае схема замыкания ПГП изменилась.

Анализ кинематических характеристик полостей показывает, что уменьшение величины W_{τ}/l приводит к увеличению как асимметрии процесса замыкания (наблюдается различие временных зависимостей радиусов a_{\perp} и a_{\parallel}), так и скорости замыкания ПГП (фиг. 4). Так, для режима $W_{\tau}/l = 1$ кДж·м⁻¹ $\dot{a}_{\perp}^{\max} \approx 120$ м/с, $\dot{a}_{\parallel}^{\max} \approx 40$ м/с; для $W_{\tau}/l = 0,4$ кДж·м⁻¹ $\dot{a}_{\perp}^{\max} \approx 160$ м/с, $\dot{a}_{\parallel}^{\max} \approx 53$ м/с. Во втором случае полость на заключительных стадиях имеет значительно большую кривизну поверхности, что приводит к возрастанию скорости струи \dot{a}_{\perp}^{\max} . Определенные экспериментальные значения скорости струи подтверждают результаты численного решения задачи о захлопывании почти сферической каверны в жидкости [3]. Не следует забывать, что полученные в данной работе значения скоростей захлопывания ПГП в минимуме носят приближенный характер, так как ввиду неустойчивости формы полости весьма сложно не только четко зафиксировать ее границу в моменты времени, близкие к минимуму, но и выделить сам минимум. Тем не менее полученные данные позволяют выполнить анализ эволюции электровзрывных каверн и выявить взаимосвязь между характером их замыкания и генерирования. Причем фактором, определяющим схему замыкания ПГП, является ко-



Ф и г. 4

ээффициент сжатия полости в максимуме, обусловленный начальным распределением гидродинамических параметров.

Наличие такого характера замыкания электровзрывных каверн усложняет постановку и решение задачи о расчете акустического излучения, сопровождающего послеразрядную стадию электровзрыва, поскольку даже для сферических каверн задача должна решаться в двумерном пространстве. Акустическое излучение такого гантелеобразного источника имеет направленное действие, что нельзя не учитывать в практике промышленного использования электровзрыва. С другой стороны, этот факт несколько затрудняет в ряде случаев использование электровзрывных каверн как для экспериментальной проверки применимости существующих теоретических моделей, так и для моделирования с помощью электровзрыва других взрывных процессов или кавитационных явлений.

Поступила 10 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Боболев В. К., Дубовик А. А. Кумулятивные струи при схлопывании ударом полостей в тонких слоях жидкости.— ПМТФ, 1970, № 2.
2. Козырев С. П. О кумулятивном захлопывании каверн, полученных электрическим разрядом.— Электронная обработка материалов, 1969, № 6.
3. Chapman R. B., Plesset M. S. Nonlinear effects in the collapse of a nearly spherical cavity in a liquid.— Trans. ASME, ser. D, 1972, N 1.
4. Mellen R. H. The experimental investigation of collapse of a spherical bubble in water.— J. Acoust. Soc. Amer., 1956, vol. 28, p. 447. Рус. пер.— Сб. Проблемы современной физики. Т. 11, с. 130.
5. Thiruvengadam A. On modeling cavitation damage.— J. Ship Research, 1969, vol. 13, N 3.
6. Кедринский В. К. О пульсации цилиндрической газовой полости в безграничной жидкости.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
7. Бурцев В. А., Шамко В. В. Замыкание сферической полости, индуцированной подводной искрой, вблизи твердой стенки.— ПМТФ, 1977, № 1.
8. Вовченко А. И., Кучеренко В. В., Шамко В. В. Особенности пространственно-временной эволюции парогазовых полостей, генерируемых подводным искровым разрядом.— ПМТФ, 1978, № 6.

УДК 541.12.03+532.783+66.01.22

СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ КАПЕЛЬ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРУШЕНИИ КРУПНОЙ ОДИНОЧНОЙ КАПЛИ

В. А. Панащенко, Л. М. Черняк

(Сумы)

1. Экспериментальное и теоретическое изучение взаимодействия одиночной капли с движущейся твердой поверхностью дано в ряде работ (см., например, [1—7]). В большинстве таких работ затрагиваются в основном вопросы взаимодействия твердой поверхности с движущейся каплей без исследования количественных закономерностей, присущих процессам разрушения самой жидкости, и недостаточно исследован дисперсный состав капель. До сих пор не предложено четких теоретических закономерностей, связывающих размеры вторичных капель, конструктивные параметры распылительного устройства и физические свойства жидкости. В некоторых работах (см., например, [6]) утверждается, что в настоящее время вообще невозможно построить четкую модель разрушения капли даже в газовом потоке. Поэтому описание количественных закономерностей дробления жидкостей чаще всего осуществляется посредством критериальных уравнений для среднего диаметра вторичных капель.