

Таким образом, можно утверждать, что пристеночная область теплового пограничного слоя представляет собой перспективный объект для изучения спектральных коэффициентов поглощения, поскольку в ней с достаточной степенью точности постоянны температура, давление и химический состав.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Райзеру за интерес к работе и ценные дискуссии и Ю. К. Рулеву за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 18 XI 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Высоочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения. — ПМТФ, 1968, № 3.
2. Зайдель А. И., Прокофьев В. К. и др. Таблицы спектральных линий. М., Физматгиз, 1962.
3. Wiese W. L. et al. Atomic transition probabilities. — «Washington National Bureau of Standards», 1969, vol. 2.
4. Корнесс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., «Мир», 1968.
5. Георг Э. Б., Якушин М. И. Температурный пограничный слой па моделях, разрушаемых высокоэнтальпийным потоком газа. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1976, № 1, с. 26—31.
6. Георг Э. Б., Якушин М. И. Измерение профиля концентрации циана в температурном пограничном слое на моделях, разрушаемых тепловым потоком. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1976, № 3, с. 139.

УДК 532.528

### ЗАМЫКАНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ПОДВОДНОЙ ИСКРОЙ, ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ СТЕНКИ

*В. А. Бурцев, В. В. Шамко*

(*Николаев*)

Знание закономерностей протекания физических процессов, сопровождающих замыкание полостей, образованных подводной искрой, при наличии асимметричных граничных условий весьма важно для правильного понимания причин, возникающих при этом явлении. Известно, например, что пренебрежение энергией гидротока в динамическом расчете конструкций на ударную нагрузку типа взрыва может приводить в ряде случаев к двукратному завышению расчетной энергии источника [1, 2]. Кроме того, ясность в данном вопросе будет способствовать совершенствованию технологии электрогидроимпульсных процессов [3].

Немногочисленные теоретические [4—9] и экспериментальные [10—13] исследования влияния твердой стенки на замыкание сферической полости в жидкой среде указывают на потерю формы полости, образование па заключительной стадии захлопывания струи жидкости в направлении стенки, вызывающей при определенных условиях повреждение последней [9, 13]. Близость стенки является также причиной возникновения поступательного перемещения полости либо ее центра к стенке.

В ряде теоретических работ [5, 6] рассматривается еще и сферическое схлопывание полости, а полученные таким образом количественные характеристики процесса используются в некоторых расчетах [14]. В [13] экспериментально

подробно изучена количественная картина влияния близлежащей твердой поверхности на замыкание индуцированных искровым разрядом пузырьков, однако опыты здесь проведены в потоке жидкости, т. е. при наличии еще одного дополнительного источника асимметрии скольжения пузырька в потоке, который приводит к существенному изменению характера замыкания полости [4, 9, 15].

Цель данной работы — экспериментальная проверка применения имеющихся теоретических моделей к описанию динамики замыкания сферической парогазовой полости (ПГП), образованной подводной искрой, вблизи плоской твердой стенки.

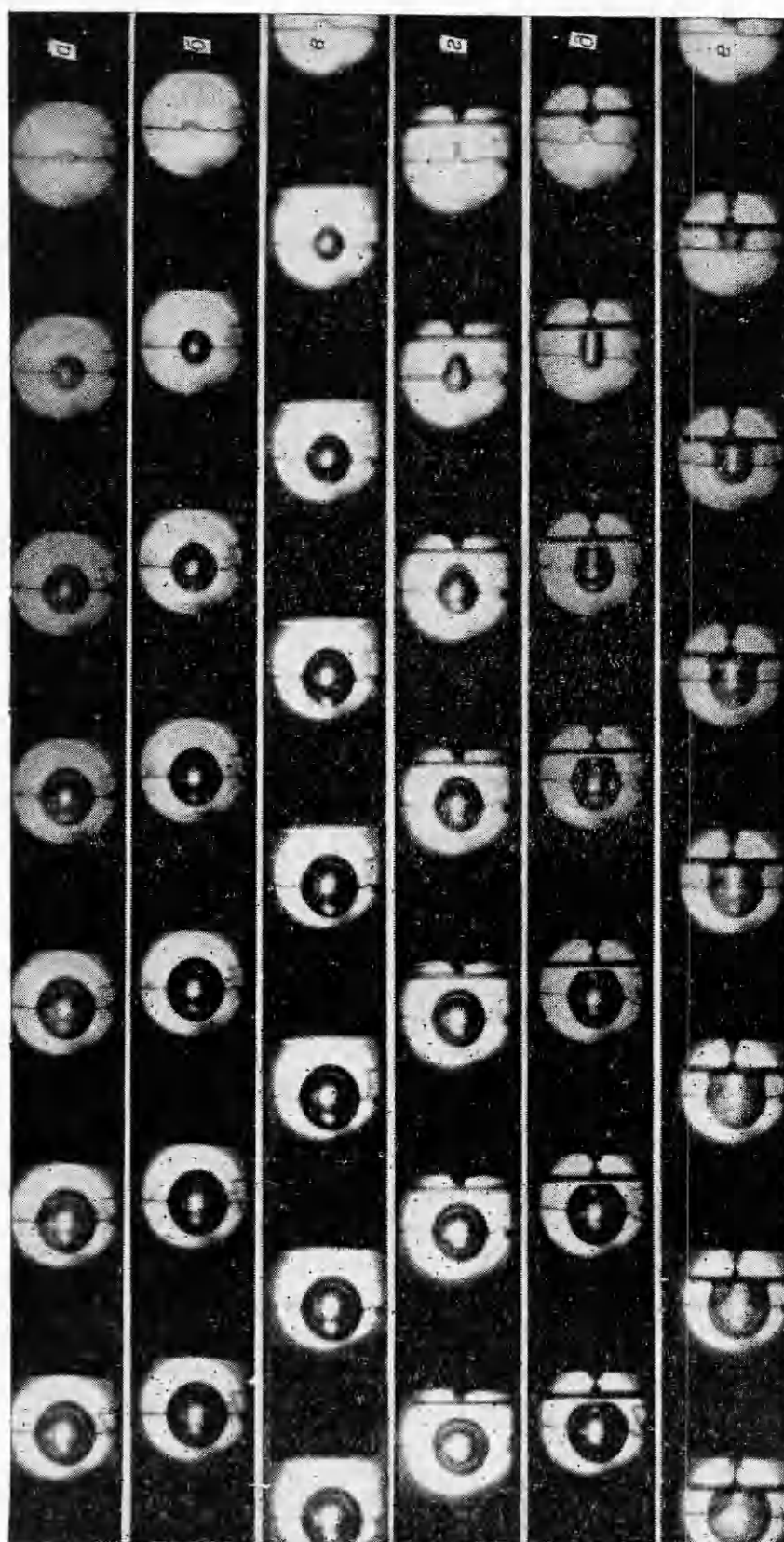
### 1. Описание экспериментальной установки и методика исследования.

Опыты проводились в специальной ванне ( $1500 \times 1000 \times 500$  мм), заполненной дистиллированной водой. Ванна была снабжена двумя иллюминаторами из плексигласа, позволяющими фотографировать процесс в лучах проходящего света от мощного источника. В качестве твердой стенки использовался квадратный винипластовый лист толщиной 20 мм, линейные размеры которого превосходили максимальный диаметр полости более чем в 2 раза. Поверхность преграды располагалась перпендикулярно свободной поверхности жидкости. Газовая полость создавалась подводной искрой при разряде конденсаторной батареи емкостью 1 мкФ на разрядный промежуток длиной 10 мм. Напряжение заряда составляло 25 кВ, а индуктивность контура — 3 мкГ. Стабильность разряда (соответственно и параметров индуцированного пузырька) поддерживалась путем спрямления канала искры константановым микропроводником ( $\varnothing = 0,003$  мм) и за счет естественной дегазации жидкости. Electroды изготовлялись из меди в виде двух игл диаметром 4 мм. Разряд производился на глубине 240 мм, так что при максимальном радиусе пузырька 53 мм свободная поверхность не оказывала влияния на его движение [16]. Нормированное расстояние до стенки  $b_0^*$  (отношение начального расстояния центра ПГП до стенки к ее максимальному радиусу  $b_0^* = b_0^*/R_{\max}$ ) выбиралось равным  $b_0^* = 0,6; 0,7; 0,8; 1,05; 1,1; 1,6; 2,2; 5,5$ . Киносъемка процесса производилась установкой СФР-2М, работавшей в режиме покадровой развертки с частотой  $(1,5-30) 10^3$  кадр/с. Расширение диапазона частот съемки было достигнуто за счет модернизации сверхскоростной камеры СФР-2М, заключающейся в использовании специальной приставки, значительно уменьшающей скорость вращения зеркала [17]. Измерение скорости вращения зеркала производилось путем регистрации частоты следования импульсов от фотодатчика по фигурам Лиссажу с помощью осциллографа С1-16.

**2. Результаты кинематографических наблюдений.** На фиг. 1 приведена серия кинокадров, демонстрирующая процесс замыкания ПГП, образованных подводной искрой на различном удалении от преграды ( $b_0^* = 5,5-a; 2,2-b; 1,6-c; 1,1-g; 0,8-d; 0,6-e$ ). Время между кадрами для всех случаев одинаково и равно  $\Delta t = 0,76$  мс (безразмерное время  $\Delta \tau = \Delta t \sqrt{p_\infty/\rho_\infty}/R_{\max} = 0,143$ ). Видно, что в процессе схлопывания полости, удаленной от стенки на расстояние  $1,1 \leq b_0^* \leq 2$ , ее первоначальная сферическая форма нарушается. Полость вытягивается вдоль нормали к преграде, приобретая яйцевидную форму.

Образование яйцевидной формы полости при  $b_0^* \leq 2$  свидетельствует о малой интенсивности потока со стороны плоскости. Следовательно, существующего в начале замыкания перепада давления ( $\Delta p \sim 1$  атм) недостаточно для отрыва воды от стенки. Специально поставленные опыты с несмачиваемой твердой стенкой (из фторопласта) при том же  $\Delta p$  не изменили заметно картину процесса.

Задняя (наиболее удаленная от преграды) граница полости приобретает более высокую относительно других участков скорость. На ней воз-



Фиг. 4

никают поверхностные возмущения, приводящие к потере устойчивости формы и образованию кумулятивной струи жидкости. Появление струи фиксировалось по смятию и разрушению сферического профиля полости.

Причины, вызывающие неустойчивость формы ПГП, с качественной стороны совершенно понятны. На поверхность пузырька, кроме капиллярных сил, действуют также силы гидродинамического происхождения. При наличии асимметрии в виде близлежащей твердой поверхности конфигурация гидродинамического поля искажается. Со стороны плоскости поток жидкости ослабляется, а в ряде периферийных точек гидродинамические силы существенно увеличиваются и значительно превосходят силы поверхностного натяжения. В этом случае сферическая форма пузырька (если она еще сохранилась к моменту достижения последним максимального объема при первоначальном расширении), которая обязана своим существованием действию поверхностного натяжения, становится неустойчивой, пузырек приобретает способность деформироваться по сравнению с аналогичным процессом в безграничной жидкости.

Интересно отметить, что при  $b_0^* < 1,1$  полость соударяется со стенкой на стадии замыкания, а при  $i, i \leq \bar{b}_0^* < i, \bar{b}$  соударение происходит на последующих стадиях расширения. Если  $b_0^* \geq 1,6$ , то замыкающаяся полость, хотя и приближается впоследствии к стенке, но уже не соприкасается с ней. Следовательно, при удалении ПГП от преграды на расстояние порядка  $b_0^* = 1,6$  и более существенно уменьшается вероятность ее повреждений [13]. Это подтверждается экспериментально установленным фактом повышения эффективности очистки отливок от формовочных смесей при переходе к разряду на заготовку [18].

Заметим, что если в период сжатия полость представляет собой фигуру вращения (о чем свидетельствует прохождение подсветного импульса сквозь центральную область ПГП, а также синхронное с изменением формы полости изменение видимого сквозь полость пятна подсветного импульса), то во время повторных циклов пульсации она уже не имеет какой-либо правильной геометрической формы. Полость на этих стадиях становится оптически непрозрачной, диффузионно отражая и поглощая падающий на нее световой поток. Такая картина наблюдается как при наличии твердой стенки, так и при ее отсутствии. Этот опытный факт является дополнительным доказательством несимметричного замыкания первоначально сферической парогазовой полости. Появляющиеся к моменту смыкания полости микроструи, обладая высокой скоростью, дробят ее на множество мелких пузырьков, последующее развитие которых, как и всего явления в целом, обусловлено их взаимным влиянием друг на друга [16, 19]. Действительно, в случае медленных течений около тел повторно образующиеся каверны сохраняют свою прозрачную поверхность [15]. С приближением ПГП к стенке момент появления неустойчивости формы пузырька наступает раньше.

При  $b_0^* \approx 1$  не удается сформировать у преграды пузырьки сферической формы, т. е. неустойчивость его поверхности начинается еще с момента формирования (см. фиг. 1,  $\partial$ ). В этом случае передняя граница полости становится плоской (как и сама преграда) и не изменяется вплоть до момента соударения со стенкой. Дальнейшее уменьшение  $b_0^*$  ( $0,6 \leq b_0^* \leq 1,05$ ) приводит к еще большему деформированию формы полости; передняя часть которой как бы срезается и напоминает по форме сферический сегмент, высотой несколько превышающей эквивалентный (по площади теневого снимка) радиус  $R^*$ . Величина  $b_0^*$  в таких случаях определялась как отношение  $b_0^*/R^*$ . Передняя граница полости на стадии роста достигает

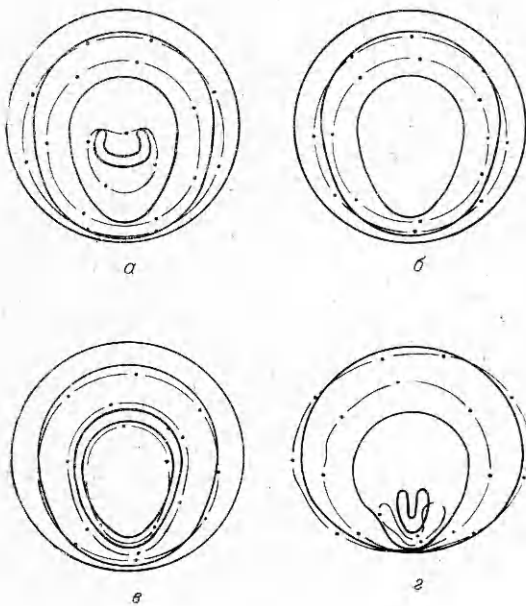
стенки лишь при  $b_0^* = 0,6$ ; форма сформировавшейся полости куполообразная и сохраняется таковой для  $t \leq 0,8 T_-$  (см. фиг. 1, *e*,  $T_-$  — время замыкания полости). Характер замыкания таких каверн отличается от модели [16] для полусферического пузырька на стенке. Вначале несколько интенсивнее происходит смыкание в плоскости, параллельной стенке, и лишь вблизи минимума наступает резкое увеличение скорости вдоль нормали к стенке. Так, в момент образования струи ( $t = 0,83T_-$ ), фиксируемый по начальному смятию задней границы ПГП, скорость движения границы в месте входа струи составляет 85—100 м/с. Надо полагать, что скорость струи будет несколько больше указанных значений, так как прохождение ее внутри полости не регистрировалось ввиду преобладающего отражения светового потока сферической поверхностью ПГП. Максимальная скорость струи, зарегистрированная в проводимых опытах, составила для  $b_0^* = 1,1$  около 150 м/с.

Для детального рассмотрения зарождения и прохождения струи внутри полости создавалась, например [11], «тонкая» плоская каверна в направлении светового потока. Но такой подход не гарантирует от дополнительного влияния ряда граничных эффектов [12], рассмотрение которых выходит за рамки данного исследования. В условиях невесомости [15] схлопывание полости вблизи стенки аналогично рассмотренному выше. Следовательно, гравитационные силы не оказывают существенного влияния на процесс замыкания ПГП у твердой поверхности и пренебрежение ими в уравнении движения (как это было сделано в теоретических моделях [4—8]) оправдано.

**3. Влияние стенки на деформацию полости.** Профили поверхности ПГП в различные моменты времени для двух расстояний от стенки показаны на фиг. 2. Нижняя часть полости обращена к стенке. Определение контурных очертаний полости проводилось путем проектирования ее теневых снимков на экран с необходимым увеличением. Для сравнения использовались теоретические расчеты (штрихпунктирные линии) В. В. Воинова (фиг. 2, *a*,  $\tau = 0; 0,62; 0,82; 0,99$ ), А. Семы (фиг. 2, *б*,  $\tau = 0; 0,6; 0,8$ ),

Т. М. Митчела (фиг. 2, *в*,  $\tau = 0; 0,6; 0,8; 0,87$ ) для  $b_0^* = 1,5$  (опыт проводился при  $b_0^* = 1,6$ ) и экспериментальные данные К. Л. Клинга (фиг. 2, *г*,  $\tau = 0; 0,73; 0,9; 1$ ) для  $b_0^* = 1,14$ . Ввиду произвольного выбора моментов времени  $\tau = tV \sqrt{\rho_\infty / \rho_\infty} / R_{\max}$ , характеризующих соответствующие профили ПГП, в сравниваемых моментах времени существует некоторый разброс. Однако максимальная величина его не превосходит 5%.

Из анализа фиг. 2 следует, что во всех рассмотренных случаях на ранней стадии схлопывания ( $\tau \leq 0,6$ ) пузырьки имеют квазисферическую форму и наблюдается хорошее совпадение опытных и расчетных профилей, причем эксперимент показывает большее относительное удлине-



Ф и г. 2

ние полости вдоль нормали к стенке, чем это имело место в работах [7,9,13]. Более сильное расхождение полученных результатов с данными [13] вызвано, по-видимому, наличием дополнительной асимметрии—проскальзыванием пузырьков в потоке жидкости и различием в начальный момент замыкания в градиентах давлений на границе раздела фаз. По этой же причине в [13] не обнаружено практически смещения передней границы полости в процессе ее замыкания.

Передняя граница полости вблизи минимума приобретает более высокую скорость и удаляется от стенки даже при  $b_0^* = 1,1$ . Характерно, что на пути к полному замыканию полость приобретает снова сферическую форму и лишь затем ввиду преобладающей скорости задней границы она разрушается образующейся струей жидкости. Для  $b_0^* = 1,1$ , уже начиная с  $\tau = 0,7$ , с тыльной стороны полости образуется вмятина, обусловленная втеканием жидкости в ПГП, о чем свидетельствует плоский профиль этого участка. Максимальную скорость (150 м/с) струя достигает к моменту минимума пузырька.

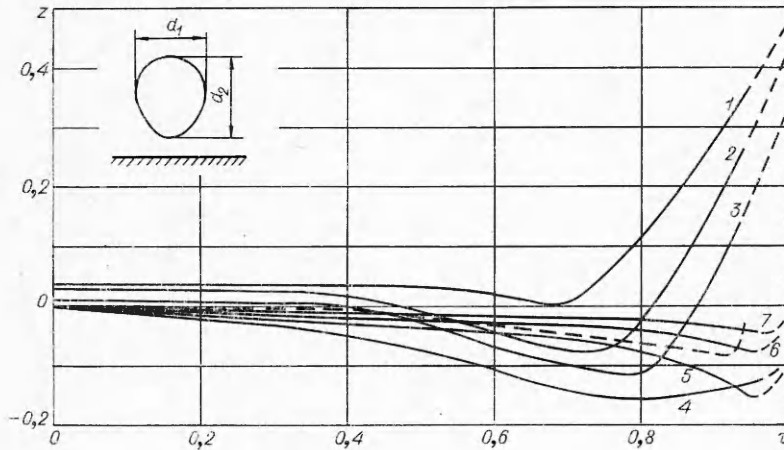
Заметное движение передней границы полости на заключительной стадии замыкания вызывается, вероятно, кумулятивным эффектом при достижении передней поверхностью полости критической кривизны, что подтверждается отсутствием такого движения в случае, когда передняя граница полости имеет минимальную кривизну (см. фиг. 1,  $\delta$ ).

Наибольшее расхождение в профилях полости наблюдается между данными настоящего эксперимента и численными расчетами В. В. Воинова (см. фиг. 2,  $a$ ) и А. Симы (см. фиг. 2,  $b$ ). Это свидетельствует о большой погрешности моделей, использующих потенциальность течения, для кинематического описания схлопывания ПГП, индуцированных подводной искрой вблизи твердой стенки. Кроме того, вследствие увеличивающейся деформации пузырька, используемые разложения по полиномам Лежандра быстро становятся непригодными. Более точен в этом отношении метод маркеров и ячеек, хотя степень соответствия заключительных этапов замыкания полости проверить невозможно ввиду прекращения счета на  $\tau = 0,873$ .

В качестве количественной характеристики меры деформации ПГП в процессе ее замыкания была выбрана (как и в [9]) величина эксцентриситета  $z = (d_1 - d_2)/(d_1 + d_2)$ , где  $d_1$  и  $d_2$  — соответственно горизонтальный и вертикальный диаметры. Зависимости  $z = z(b_0^*, \tau)$  представлены на фиг. 3 ( $b_0^* = 0,6 - 1; 0,7 - 2; 0,8 - 3; 1,18 - 4; 1,2 - 5; 1,6 - 6; 2,2 - 7$ ), штрихом показана теоретическая кривая Митчела [9] для  $b_0^* = 1,5$ .

Наиболее сильное изменение эксцентриситета (в том числе с изменением знака на более поздней стадии захлопывания) имеет место при  $b_0^* < 1$ . Причем с ростом  $b_0^*$  в области  $b_0^* < 1$  момент перехода через нуль сдвигается в сторону больших времен. Для первоначально соприкасающегося со стенкой пузырька (фиг. 3, кривая 1)  $z > 0$  в течение всего времени схлопывания, а для  $b_0^* > 1$  значение эксцентриситета отрицательно (фиг. 3, кривые 4—7).

Представленные результаты (см. фиг. 3) — наглядное подтверждение того, что сферическая ПГП, индуцированная подводной искрой вблизи твердой плоской стенки ( $b_0^* > 1$ ), замыкаясь, вытягивается вдоль нормали к ней и лишь в заключительной стадии схлопывания приближается снова к сферической форме (штриховое продолжение кривых). В то же время полость, имеющая в начальный момент времени форму шарового сегмента, вытягивается сначала в направлении, параллельном стенке, затем — вдоль нормали к ней и на заключительной стадии снова в направ-



Ф и г. 3

лении, параллельном стенке. Причем, если высота шарового сегмента не превосходит 0,6, то в течение всего периода замыкания полость остается вытянутой параллельно стенке. В заключительной стадии схлопывания ( $\tau > 0,95$ ) ввиду резкого изменения формы полости установить ход  $z(\tau)$  невозможно (например, при  $b_0^* = 1,05$  полость в минимуме приобретает тороидальную форму и предложенный выше для ее характеристики параметр  $z$  теряет смысл).

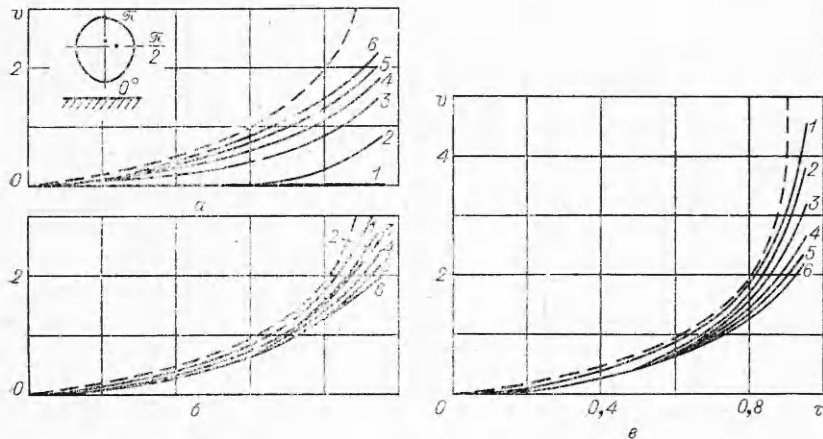
Начиная с  $b_0^* > 2,2$ , кривая  $z(\tau)$  асимптотически приближается к нулю, и уже при  $b_0^* = 5,5$  (кривая совпадает с осью абсцисс) схлопывание полости происходит без деформации ее формы, т. е. ничем не отличается от замыкания в безграничном объеме.

При сравнении (см. фиг. 3) расчетной кривой Митчела (штриховая линия) с опытной кривой для  $b_0^* = 1,6$  (кривая 6) отметим их удовлетворительное согласие. Следовательно, метод маркеров и ячеек можно использовать (по крайней мере при  $\tau < 0,9$ ) для количественного описания деформации ПГП, образованной подводной искрой при ее замыкании вблизи твердой стенки.

**4. Поле скоростей вблизи полости.** Причина деформации формы каверны кроется в формировании асимметричного поля скоростей при наличии вблизи нее твердой стенки. На фиг. 4, а-в приведены радиальные составляющие скорости границы полости  $v = \dot{R}/v_0$  (при  $\theta = 0-a$ ;  $\pi/2-b$ ;  $\pi-c$ ;  $v_0 = \sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$ ;  $\dot{R} = dR/dt$ ) в зависимости от времени и  $b_0^*$  ( $b_0^* = 0,6-1$ ;  $1,1-2$ ;  $1,6-3$ ;  $2,2-4$ ;  $5,5-5$ ;  $\infty-6$ ), штрихом показано решение Рэлея при отсутствии стенки, выполненное для замыкания пустой каверны в несжимаемой жидкости ( $\theta$  — угол между радиус-векторами ближайшей к преграде и рассматриваемой точками поверхности ПГП).

Характерно, что существенное различие скоростей для  $\theta = \pi/2$  и  $\pi$  наступает при  $\tau \geq 0,7$ , а наиболее резкое их возрастание — при  $\tau \rightarrow 1$ . Причем с ростом  $b_0^*$  величина скорости уменьшается, удаляясь от кривой Рэлея. Полученный результат свидетельствует об ошибочности существующего мнения [7, 8], что скорость замыкания границы ПГП при ее удалении от твердой стенки увеличивается.

При любом удалении от стенки задняя граница полости обладает самой высокой скоростью, что подтверждает вывод об образовании направ-

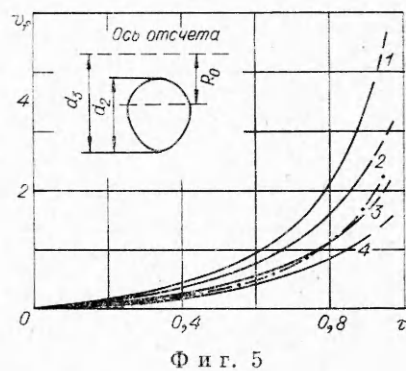


Ф и г. 4

ленного потока жидкости и формирования струи. Из-за потери полостью устойчивой формы в проводимых опытах не удалось зарегистрировать момент перегиба скорости. Для этой цели необходимо было бы отдельно фиксировать конечную стадию замыкания, «растянув» ее во времени, так как именно здесь характеристики процесса достигают максимума и претерпевают наибольшие изменения. Однако такие исследования выходят за рамки поставленной здесь задачи.

Движение передней границы ПГП ( $\theta = 0$ ) имеет ряд своих особенностей (фиг. 4, а). Ее скорость при любых  $b_0^*$  остается ниже, чем для  $\theta = \pi/2$  или  $\theta = \pi$ , увеличиваясь с ростом  $b_0^*$ . При  $b_0^* \geq 1,6$  передняя граница полости перемещается синхронно с общей ее поверхностью, тогда как при  $b_0^* < 1,6$  начало ее движения смещается вдоль оси времени вправо (уже при  $b_0^* = 1,1$  это время равно 0,6). Замечено, что, если сформировавшаяся вблизи твердой поверхности полость имеет форму усеченного шара ( $0,6 < b_0^* < 1,1$ ), скорость перемещения ее ближайшей к стенке границы имеет противоположный (по сравнению со случаем  $b_0^* \geq 1,1$ ) знак. При удалении полости от стенки на расстояние  $b_0^* > 5$  скорость движения ее границы (при любых  $\theta$ ), а следовательно, и движение потока вблизи полости практически не отличается от замыкания ее в безграничной среде.

**5. Влияние стенки на смещение центра полости и период ее схлопывания.** Вследствие преобладающего движения наиболее удаленной от стенки поверхности полости ее центр приобретает направленное в сторону стенки движение. В качестве количественной характеристики такого движения была выбрана скорость перемещения центра  $v_f = f/v_0$ , где  $f = [(d_3 - R_{\max}) - d_2/2]/R_{\max}$  — величина смещения центра, введенная Митчелом [9] и схематически определенная в левом верхнем углу фиг. 5 ( $f = df/dt$ ). Зависимости скорости движения центра от времени и  $b_0^*$  (фиг. 5, 1— $b_0^* = 0,7$ ; 2—1,1; 3—1,6; 4—2,2) показывают, что за



Ф и г. 5



метное движение центра начинается лишь спустя  $\tau=0,2$ , причем с удалением ППП от стенки скорость смещения центра падает, а, начиная с  $b_0^* > 5$ , смещение не наблюдается. Для сравнения на фиг. 5 приведена расчетная [9] скорость смещения центра для  $b_0^* = 1,5$  (штрихпунктирная линия). Сопоставление ее с соответствующей опытной кривой 3 показывает их удовлетворительное совпадение.

Условие невлияния стенки на процесс замыкания ППП при  $b_0^* > 5$  можно сформулировать в терминах параметров источника. Известно, что энергия полости выражается через ее максимальный объем с помощью выражения

$$W_n = 4/3\pi p_\infty R_{\max}^3.$$

Если учесть, что доля энергии источника, переходящая в энергию полости, для подводной искры не превосходит 40% (50% энергии разряда уносится ударной волной и 10% расходуется на световое и тепловое излучение), то условие невлияния твердой стенки можно записать в виде

$$b_0 > 5 \sqrt[3]{W_0/p_\infty},$$

где  $W_0 = CU_0^2/2$  — энергия, запасенная в конденсаторной батарее. Данное неравенство является усиленным, поскольку в реальных условиях часть от  $W_0$  безвозвратно теряется в активных элементах разрядной цепи (кроме канала искры).

Максимальная скорость перемещения центра полости (опытные значения брались для  $\tau = 0,95$ ) сравнивалась с рассчитанной по формуле Ю. Л. Левковского [5] для модели сферически-симметричного замыкания

$$v_{f \max} = 17,9b_0^{*2} (1 + 0,18b_0^*) x^3,$$

где

$$x = \sqrt{\frac{1+3\delta}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\eta_{0 \min}}\right)^3 \frac{4}{(1+3\delta)^2}} \right)} +$$

$$+ \sqrt{\frac{1+3\delta}{2} \left( 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\eta_{0 \min}}\right)^3 \frac{4}{(1+3\delta)^2}} \right)},$$

$$\eta_{0 \min} = \frac{0,232 (1 + 0,12/b_0^*)}{b_0^{*4/3}}.$$

Газосодержание полости  $\delta = p_0/p_\infty$  определялось из первого интеграла уравнения движения ее границы, записанного для некоторого момента времени  $\tau_1$ , предшествующего началу замыкания  $\tau = \tau_0 = 0$ ,

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{(2/3)(R_1^{-3} - 1) - v_1^2}{R_1^{-3}(R_1^{-1} - 1)},$$

где  $\bar{R}_1$  и  $v_1$  — соответственно нормированные радиус и скорость полости, определяемые из опыта в момент  $\tau = \tau_1$ . Показатель адиабаты газа, как и в [5], принят равным 4/3. Результаты сравнения сведены в таблицу,

$b_0^*$	0,7	1,1	1,2	1,6	2,2	5,5
$v_{f \max}^{\text{расч}}$	—	1,18	1,02	0,65	0,32	0,07
$v_{f \max}^{\text{экспер}}$	5,12	2,4	2,1	1,9	1,3	0

где видно, что по расчету перемещение полости к твердой поверхности происходит медленнее в 2—4 раза, чем показывает эксперимент. Такое расхождение вызвано, по-видимому, применением для описания процесса замыкания ПГП весьма приближенного метода отражений [5], с помощью которого получены правильные представления о влиянии удаленности преграды на максимальную скорость движения к ней полости.

Время замыкания каверны оказывается больше вычисленного Рэлеем, однако отличается от него незначительно (на 10—15%). Увеличение времени схлопывания полости при ее приближении к стенке происходит за счет существенного уменьшения скорости движения нижней границы полости по сравнению с аналогичным процессом в безграничной среде. Для количественной оценки влияния плоской преграды на время захлопывания может быть использована формула Ю. Л. Левковского [5].

Таким образом, развитие подводного искрового разряда на глубине, превышающей  $2R_{\max}$  [16], и на удалении от твердой плоской стенки более  $5R_{\max}$  происходит так же, как и в безграничной жидкости. При более близком расположении указанных граничных поверхностей необходимо учитывать особенности протекания процесса, связанные с асимметричными граничными условиями. Наиболее приемлемые результаты при численном решении задачи можно получить при использовании метода [9] маркеров и ячеек.

*Поступила 12 I 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов В. Г., Сипилин П. М., Навагин Ю. С., Панкратов В. П. Гидровзрывная штамповка элементов судовых конструкций. Л., «Судостроение», 1961.
2. Ануцин М. А. Штамповка взрывом. М., «Машиностроение», 1972.
3. Гулий Г. П., Малошевский П. П., Проценко М. Ф. Потужний електричний розряд у рідині і його практичне використання.— «Вісник АН УРСР», 1975, № 5, с. 60—67.
4. Воинов В. В., Воинов О. В. О движении и схлопывании полостей в безграничной жидкости и около плоскости.— ПМТФ, 1975, № 1, с. 89—95.
5. Левковский Ю. Л. Замыкание сферического газонаполненного пузырька вблизи границ.— «Акуст. журн.», 1974, т. XX, вып. 1, с. 62—66.
6. Хорошев Г. А. О влиянии стенки на процесс схлопывания полостей.— «Инж.-физ. журн.», 1963, вып. 6, № 1, с. 59—63.
7. Сима А. Поведение сферического пузыря у твердой стенки.— «Труды амер. об-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов», 1968, № 1, с. 84—99.
8. Коравкин А. И., Левковский Ю. Л. Исследование замыкания кавитационной каверны вблизи твердой стенки.— «Инж.-физ. журн.», 1967, вып. 12, № 2, с. 246—249.
9. Митчел Т. М., Хэммит Ф. Г. Несимметричное схлопывание кавитирующего пузырька.— «Труды амер. об-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов», 1973, № 1, с. 98—107.
10. Виллестер В. П., Седова М. Л. Экспериментальное исследование процесса образования газовых полостей в узком зазоре в жидкой диэлектрической среде под действием низковольтных разрядов.— «Физика и химия обработки материалов», 1969, № 5, с. 32—39.
11. Козырев С. П. О кумулятивном захлопывании каверн, полученных электрическим разрядом.— «Электронная обработка материалов», 1969, № 6, с. 56—62.
12. Боболев В. К., Дубовик А. В. Кумулятивные струи при схлопывании ударом полостей в тонких слоях жидкостей.— ПМТФ, 1970, № 2, с. 148—151.
13. Клинг К. Л., Хэммит Ф. Г. Исследование с помощью киносъемки захлопывания кавитационных пузырьков, индуцированных искровым разрядом.— «Труды амер. об-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов», 1972, № 4, с. 130—138.
14. Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И. Импульсы электрогидродинамической солюлюминесценции, сопровождающей высоковольтный электрический разряд в воде.— «Акуст. журн.», 1974, т. XX, вып. 1, с. 23—26.
15. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М., «Мир», 1974.

16. Переквальский В. С., Салов А. Н., Ставер Г. В. Экспериментальное исследование взаимодействия газовых полостей от взрыва сферических и удлиненных зарядов под водой. — ФГВ, 1975, № 2, с. 304—311.
17. Петриченко В. Н., Вовченко А. И., Бурцев В. А. Приставка к сверхскоростной камере СФР-2М для исследования процессов длительностью до сотен миллисекунд. — «Журн. науч. и приклад. фотографии и кинематографии», 1975, № 6, с. 440—441.
18. Сычинский В. В., Бенцелев С. Д. Предупреждение оборудования окалина. М., «Машиностроение», 1964.

УДК 532.529 : 534.2.532

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ

В. Ш. Шаганов

(Уфа)

Задача о распространении малых возмущений в жидкости с пузырьками в той или иной постановке исследована в работах [1—7], а для газа с частицами в [8].

**1. Линеаризованная система уравнений.** Рассмотрим распространение малых возмущений в жидкости с пузырьками газа при следующих допущениях. Длина звуковой волны намного больше среднего расстояния между пузырьками, которое гораздо больше размеров пузырьков (т. е. объемное содержание газовой фазы  $\alpha$  достаточно мало,  $\alpha < 0,1$ ). Смесь полидисперсная, т. е. в каждом элементарном объеме имеются пузырьки  $m-1$  сортов, причем во всех пузырьках один и тот же газ. Пренебрегается капиллярными эффектами (пузырьки не очень мелкие). Вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессах взаимодействия между пузырьками и жидкой фазой и при радиальных пульсациях.

Используем линеаризованную систему уравнений [9], обобщенную для полидисперсного случая. Уравнения сохранения массы, количества пузырьков, импульса, энергии и пульсационного движения имеют следующий вид:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_{10} \operatorname{div} v_1 = - \sum_{i=2}^m I_i, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \rho_{i0} \operatorname{div} v_i = I_i, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + n_{i0} \operatorname{div} v_i = 0,$$

$$\rho_{10} \frac{\partial v_1}{\partial t} = - \alpha_{10} \nabla p_1 - \sum_{i=2}^m f_i, \quad \rho_{i0} \frac{\partial v_i}{\partial t} = - \alpha_{i0} \nabla p_1 + f_i,$$

$$\rho_{10} \frac{\partial u_1}{\partial t} = \frac{\alpha_{10} p_0}{\rho_{10}^0} \frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} - \sum_{i=2}^m q_i^0, \quad \rho_{i0} \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\alpha_{i0} p_0}{\rho_{i0}^0} \frac{\partial \rho_i^0}{\partial t} - q_{0i}, \quad q_i^0 + q_{0i} = I_i,$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \delta_i}{\partial t} = w_i + \frac{I_i}{\pi \delta_{i0}^2 n_{i0} \rho_{i0}^0}, \quad \frac{\delta_{i0}}{2} \frac{\partial w_i}{\partial t} = \frac{p_i - p_1}{\rho_{i0}^0} - \frac{v_1}{\delta_{i0}} w_i,$$

где  $\rho$ ,  $\rho^0$ ,  $v$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $u$ ,  $w$ ,  $\delta$  — соответственно возмущения средней плотности, истинной плотности, скорости, давления, числа пузырей в единице объема, внутренней энергии, массовой радиальной скорости жидкости на по-