Прикладная механика и техническая физика, 1996, т. 37, № 4

ПУЗЫРЬКОВЫЙ КЛАСТЕР, КУМУЛЯТИВНЫЕ СТРУИ И КАВИТАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ

УДК 532.528+620.193.16

В. К. Кедринский

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

Введение. Эксперименты по лабораторному моделированию ультразвуковой кавитационной эрозии, описанные в [1], показывают, что в жидкой прослойке между преобразователем и исследуемым образцом развивается пузырьковый кластер как результат действия растягивающих напряжений в фазах разрежения. Типичная картина этого процесса представлена на рис. 1 [1] в виде одного из кадров высокоскоростной киносъемки динамики кавитационной зоны. Частота пульсаций хорна 20 кГц, амплитуда 3,9 мкм, объем кавитационной зоны 0,226 см^3. Оказалось, что пузырьки в зоне пульсируют практически синхронно, а их частота не совпадает с частотой внешнего поля, создаваемого хорном.

Парогазовые пузырьки образуются на так называемых ядрах кавитации — гетерогенных включениях, практически всегда содержащихся в реальных жидкостях. Вопросы их стабилизации до конца еще не разрешены. В качестве одного из подходов часто используется модель Гарвея [2], предполагающая существование зародышей кавитации в виде твердых гидрофобных микрочастиц со щелями, в которых могут сохраняться газовые или паровые ядра.

Другой тип структур, названных комбинационными, зарегистрирован экспериментально в [3], где показано, что микропузырьки *1* могут закрепляться на сильно шероховатых поверхностях твердых ядер *2* (рис. 2), обеспечивая устойчивость их взвешенного в жидкости состояния. Такая структура объясняет и эффект просветления жидкости после прохождения ударной волны как результат разрушения комбинационной структуры и осаждения очищенных от газовых пузырьков твердых ядер.

Многочисленные исследования (см., например, [4–9]) подтверждают важность анализа индивидуального взаимодействия пузырька с твердой поверхностью, механизм повреждения которой принято связывать с воздействием на нее ударных волн и кумулятивных микроструек, возникающих при его захлопывании. Здесь особый интерес представляют экспериментальные результаты по корреляции тонкой структуры локальной зоны разрушения с гидродинамическими параметрами пульсации индивидуального пузырька в кавитирующей жидкости [6–8]. Они указали, в частности, на существование порогового энергетического барьера [7] и на монотонную зависимость потери массы от максимального диаметра пузырька $D_{\max}$, т. е. от исходной потенциальной энергии системы $U_{\max}$ [8]. Последняя трансформируется в энергию волны сжатия и кумулятивной струйки, возникающих в процессе схлопывания пузырька. Заметим, что, согласно [10], амплитуда ударной волны, генерируемой одиночным кавитационным пузырьком при схлопывании, на расстоянии порядка начального радиуса пузырька настолько мала, что не может вызвать разрушения образца.

Данные [8] были обобщены в [11] в виде двух зависимостей для потери массы на

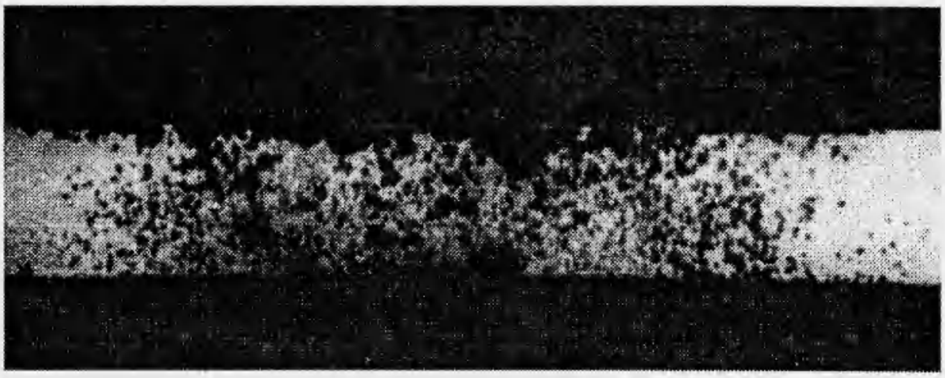

Рис. 1

одиночный импульс нагрузки:

$$\Delta g_1 \simeq 0{,}14\ U_{\max}, \qquad \Delta g_2 \simeq 3 \cdot 10^8 U^3_{\max} \tag{1}$$

(Δg, мг; $U_{\max}$, Дж). Первая зависимость используется для $U_{\max} \geqslant U_*$, вторая — в диапазоне значений $U_{\max} \leqslant U_*$, где $U_* \simeq 2,16 \cdot 10^{-5}$ Дж, и определяет, по мнению авторов [8], порог хрупкого разрушения; числовые коэффициенты и значение $U_{\max}$ получены для алюминия.

Интенсивность пузырьковой кавитации, как правило, настолько значительна, что в процессе ее развития среда существенно меняет и свое состояние, и параметры волнового поля. Это естественным образом приводит к идее представления реальной жидкости в качестве двухфазной среды. Первые исследования, посвященные приложению двухфазных моделей к различным постановкам эрозийного тестирования, выполнены в [1, 12].

Важность такого подхода определяется тем, что, несмотря на локальный характер эрозийных эффектов, их частота и интенсивность должны определяться гидродинамическими характеристиками пузырькового кластера и особенностями структуры волнового поля в нем. В настоящей работе на основе двухфазной модели кавитирующей жидкости и обобщения экспериментальных и численных данных по локальному разрушению образца кумулятивными микроструйками предложены возможные подходы к оценке эрозийных эффектов.

Одиночная полость, кумулятивные струи (эксперимент и модели). Как уже упоминалось, интересные экспериментальные результаты с системой падающая ударная волна — пузырек — образец получены в работе [7], где для алюминия исследованы зависимости глубины ямки h_p, образованной ударом кумулятивной микроструйки, от амплитуды ударной волны p_{sh}, сжимающей находящийся вблизи образца пузырек, и от твердости материала образца $H_{\rm V}$. Используем их для определения связи глубины проникания струи с потерей массы при однократном воздействии на образец. Как будет показано ниже, частота воздействия и его интенсивность могут быть определены только в рамках двухфазной модели динамики кавитирующей жидкости.

Оказалось, что в достаточно широком диапазоне параметров глубина ямки $h_p \sim p_{sh}/H_{\rm V}$. Заметим, что микротвердость $H_{\rm V}$ в классических задачах пробивания преград кумулятивными струями входит в условие равенства давлений на границе раздела струя — преграда и рассматривается как параметр, отвечающий за диссипативные процессы:

$$\rho_j(V_j - V_p)^2/2 = \rho_m\ V_p^2/2 + H_{\rm V}.$$

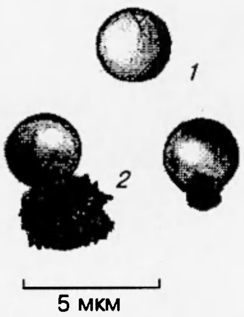

Рис. 2

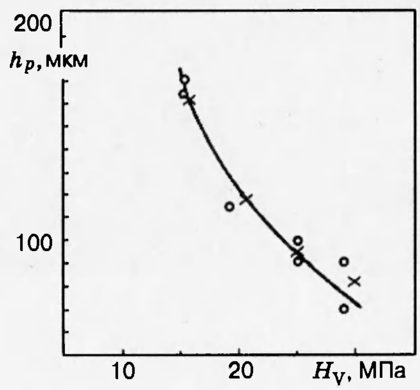

Рис. 3

Здесь V_p, V_j — скорость внедрения и струи. Это условие, в частности, позволяет найти минимальное значение скорости кумулятивной струи, при которой проникания в преграду не происходит: $V_{j,\min} = \sqrt{2H_V/\rho_j}$. Так, для используемого в [7] диапазона значений $H_V = 14 \div 70$ МПа минимальная скорость струи, действующей на образец, должна меняться в пределах $170 \div 375$ м/с.

Экспериментальные данные [7] показывают, что при амплитудах ударной волны $p_{sh} \leqslant 35$ МПа для любого значения H_V в пределах указанного диапазона алюминиевый образец фактически не пробивается: $h_p = 0$. Очевидно, при этих значениях p_{sh} и при радиусе пузырька $R_0 = 0{,}85$ мм скорость кумулятивной микроструйки не превышает прочностного порога мишени. Указанные данные можно интерпретировать как пороговое значение начальной потенциальной энергии системы, которая в этом случае определяется величиной $U_* \simeq 0{,}1$ Дж.

В экспериментах [7] начальный объем пузырька V_0 фиксировался, поэтому практически $h_p \sim p_{sh}V_0$ или $h_p \sim U_{\max}$, что соответствует данным [8]. Учитывая характер трансформации течения при кумуляции, логично рассматривать зависимость h_p от $U_{\max}/S_j$, где $S_j = \pi d_j^2/4$ — площадь сечения струи. Появился новый параметр, который можно оценить следующим образом. Диаметр ямки d_p как функцию глубины проникания h_p находим на основании данных [7]:

$$d_p \simeq 2h_p/(0{,}06 + 5{,}6 \cdot 10^{-3} h_p) \qquad (2)$$

(размеры берутся в микрометрах). Связь d_j и d_p оценивается из [13] в рамках классической теории кумуляции для плоской задачи обтекания пластины бесконечным потоком несжимаемой жидкости:

$$d_j/d_p \simeq 1 - 2\mu(1 + \operatorname{tg}\mu)/\pi.$$

Здесь в терминах параметров кумуляции $\operatorname{tg}\mu = V_p/(V_j - V_p) = \lambda$; $\lambda = \sqrt{\rho_j/\rho_m}$; ρ_m — плотность материала образца (видно, что при одинаковых плотностях $V_p = V_j/2$). Подстановка данных по алюминию дает $d_j \simeq d_p/3$.

Наконец, естественно предположить, что диаметр струи пропорционален максимальному размеру пузырька R_* (или $y_* = R_*/R_0$). Тогда полуэмпирическая зависимость глубины проникания от основных параметров задачи и интеграла потенциальной энергии системы определится как

$$h_p \simeq 11{,}6\ R_0 \int\limits_{y_{\min}}^{y_*} py^2 dy/H_{\mathrm{V}} \tag{3}$$

(h_p, R_0, мкм; p, H_{V}, МПа). Коэффициент 11,6 определен по данным эксперимента [7].

На рис. 3 [7] для сравнения нанесены данные (крестики), рассчитанные по зависимости (3). Совпадение вполне удовлетворительное. Согласно [13], в случае мишени из мягких материалов около 20 % объема выбрасывается из ямки, пробитой кумулятивной струей. Если ямка представляет собой конус, выброшенный объем можно вычислить на основании (2):

$$V_{\mathrm{er}} \simeq h_p^3/(0{,}134 + 0{,}0125 h_p)^2. \tag{4}$$

В (4) h_p находится из (3). В предположении, что именно эта масса определяет эрозийный эффект (потерю образцом массы) для пластических материалов, соотношение (1) дает возможность численно оценить динамику повреждения, если известны плотность пузырьков на единицу площади и частота их пульсаций. Эти параметры находятся на основе анализа начального состояния микронеоднородностей в жидкости и решения задачи о кавитационном кластере соответственно.

Заметим, что указанный порог не является единственным ограничением при оценке эрозийного эффекта. Вторым принципиальным фактором служит длина кумулятивной струи. Согласно [14], глубина проникания кумулятивной струи L_p, длина струи L_j, ее плотность ρ_j и плотность материала мишени ρ_m связаны соотношением $L_p = \lambda L_j$.

Таким образом, в жидкости кумулятивная струйка пробивает только свою длину ($\lambda = 1$), и наличие прослойки между кавитационным пузырьком и стенкой образца существенно снижает эффективность ее воздействия. Как показывает расчет осесимметричной задачи [15] о схлопывании первоначально сферической пустой полости у твердой стенки, выполненный К. А. Курбацким, уже при толщине прослойки $L = 0{,}5 R_{\max}$ микроструйка формируется в окрестности начального положения центра пузырька. Она имеет длину порядка половины его радиуса ($L_j = L$) при расстоянии до образца около трех своих длин. Несмотря на довольно высокую скорость (более 180 м/с), такая струйка не может оказать какого-либо воздействия на образец.

При контакте пузырька с поверхностью формируется струйка длиной $L_j \simeq R_{\max}$ и диаметром $d_j \simeq 0,2\ R_{\max}$ с практически однородным полем скоростей. На рис. 4 представлены динамика профиля пузырька (*а*) для различных моментов времени и траектории частиц *1–6* (*б*). Профиль *2* соответствует безразмерному времени 0,8125, профиль *7* — 1,0906 при времени схлопывания пустой полости в безграничной жидкости 1,0929 (*1* — начальный профиль). Скорость вершины струи в момент касания нижней границы можно оценить как $V_j \simeq 1{,}3 \cdot 10^4 \sqrt{p/\rho_j}$, м/с, если давление измерять в мегапаскалях, а плотность — в килограммах на кубический метр. Таким образом, только при внешнем давлении p не менее 0,2 МПа может быть преодолен упомянутый выше порог прочности для самого мягкого материала при контакте пузырька с поверхностью. Можно показать, что кинетическая энергия струй составляет всего 0,4 % от $U_{\max}$, что заметно выше данных [8]

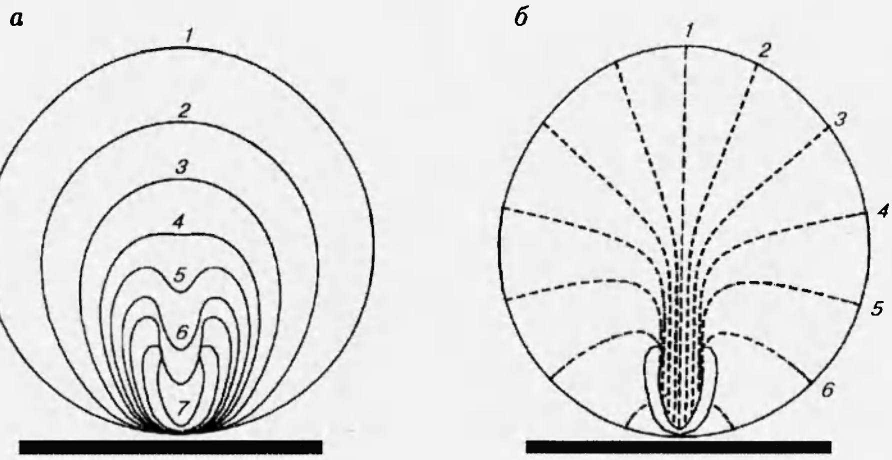

Рис. 4

(0,01 %).

С точки зрения внешнего поля все предыдущие рассуждения касались гидростатики, а форма пузырька перед фазой схлопывания задавалась произвольно. Между тем в реальной ситуации кавитационный пузырек растет из зародыша вблизи стенки в фазе разрежения ультразвукового поля. В момент своего максимального расширения он принимает форму эллипсоида, нижняя часть которого искажена в зависимости от начального положения зародыша. При этом пузырек может отойти от стенки на некоторое расстояние. Вторая особенность реального процесса состоит в том, что создаваемое хорном внешнее поле существенно искажается в результате развития кавитационной зоны из-за затрат энергии на ее образование.

Пузырьковый кластер. Как уже отмечалось, эрозия — результат коллективного воздействия кавитационного кластера, динамика которого определяет характерные времена схлопывания, динамику поля давления в зоне кавитации и структуру течения в окрестности индивидуального пузырька вблизи твердой стенки. Чтобы воспользоваться приведенными оценками, необходимо в рамках двухфазной математической модели уметь рассчитывать указанные характеристики.

Начальное состояние жидкости. Возможные расчеты кавитационного процесса, естественно, должны опираться на достоверную информацию о начальных параметрах газосодержания: об объемной концентрации k_0 и радиусах зародышей R_0. Эксперименты с дистиллированной, свежей и отстоявшейся водопроводной водой по анализу динамики распределения микронеоднородностей были выполнены на специализированном оборудовании Malvern Instruments M 6.10 с использованием магнитной мешалки [11]. В основе измерения лежит метод светорассеяния на микронеоднородностях в жидкости. Результаты приведены в табл. 1, 2, где t^* — время отстаивания, k^* — объемная концентрация зародышей, R^* — радиус зародышей, β — процентное содержание пузырьков радиуса R^* в спектре.

Данные по динамике газосодержания в процессе отстаивания жидкости, включая диапазон регистрируемого спектра радиусов зародышей R^*, представлены в табл. 1. В процентном отношении распределение зародышей кавитации по размерам для отстоявшихся образцов приведено в табл. 2. Видно, что в случае водопроводной воды верхняя граница

Таблица 1

Среда	t^*, ч	k^*	R^*, мкм
	0	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$40 \div 120$
Водопроводная	2	$8 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \div 15$
вода	17	$1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \div 10$
	21	$< 1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \div 11$
Дистиллированная	0	$< 1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \div 13$
вода	24	$< 1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \div 3,4$

Таблица 2

R, мкм	β,%	
	Водопроводная вода	Дистиллированная вода
11,1	0,1	
$9,6 \div 8,3$	10,7	
$7,2 \div 6,2$	33,4	
$5,3 \div 4,6$	31,1	
$4 \div 3,0$	18,6	0,2
2,6	2,3	1,7
2,2	1,3	15
1,9	0,8	33,9
1,6	0,6	30
1,4	0,3	13,8

спектра заметно выше, а сами спектры имеют область пересечений. При этом в дистиллированной воде частицы с размерами в диапазоне $1,4 \div 2,2$ мкм составляют более 90% объемного состава микронеоднородностей, разрешаемого данным методом.

Заметим, что упомянутое оборудование имеет предел разрешения объемной концентрации до величины 10^{-6} и не позволяет получать количественные данные по числу частиц в распределении из-за сложности подбора стандартного тестового образца. Их оценка была получена в результате анализа треков дифракционных пятен микронеоднородностей, перемещающихся в лазерном луче в силу естественной тепловой конвекции.

Оказалось, что общее число микронеоднородностей любой природы в образце дистиллированной воды достигает $10^5 \div 10^6$ см$^{-3}$.

Двухфазная модель. Постановка задачи. Процесс развития кавитации в тонких жидких слоях будем исследовать в рамках простой схемы, позволяющей рассматривать несколько вариантов осесимметричной и плоской постановки: неподвижная жесткая сфера радиуса a размещается внутри полой осциллирующей с частотой f сферы (хорн) радиуса a_{ex}, заполненной жидкостью. Зазор δ между ними регулируется смещением их центров L.

Течение кавитирующей жидкости описывается законами сохранения массы и импульса для осредненных характеристик и замыкается соотношениями между средней плотностью ρ, объемной концентрацией газовой фазы k и средним давлением p. Последние две характеристики связаны уравнением типа уравнения Рэлея для концентрации в монодисперсной смеси пузырьков. Определяющая система уравнений для описания течения в кавитирующей жидкости может быть представлена в форме

$$\Delta p - c_0^{-2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 k_0 \frac{\partial^2 k}{\partial t^2}; \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 k}{\partial t^2} = 3k^{1/3}(p_0 k^{-\gamma} - p)\rho_0^{-1} R_0^{-2} + \left(\frac{\partial k}{\partial t}\right)^2 (6k)^{-1}. \tag{6}$$

Здесь индекс нуль относится к начальным значениям; $k = (R/R_0)^3$; R — текущий радиус кавитационного пузырька. Это — полная система уравнений для определения двух основных характеристик кавитирующей среды (k, p). В рамках ряда предположений уравнение (5) можно существенно упростить.

Пренебрегая в (6) давлением газа в пузырьках и инерционным членом (что вполне оправдано для фазы разрежения и допустимо практически для всего интервала схлопывания пузырька), получим приближенное уравнение динамики объемной концентрации:

$$\frac{\partial^2 k}{\partial t^2} \simeq -3k^{1/3} p\rho_0^{-1} R_0^{-2}.$$

Подстановка его в (5) в предположении о несжимаемости жидкого компонента приводит к уравнению

$$\Delta p \simeq (3k_0/R_0^2)k^{1/3}p. \qquad (5')$$

Для новой пространственной переменной $\eta = \zeta r$ ($\zeta = \alpha k^{1/6}$, $\alpha = \sqrt{3k_0/R_0^2}$) в рамках предположений, что $|p_{\eta\eta}\eta_r^2| \gg |p_r \eta_{rr}|$, $k \gg |r\ k_r/6|$ (индексы означают соответствующую частную производную, например, $p_{\eta\eta} = \partial^2 p/\partial\eta^2$), уравнение (5′) можно привести к виду [1, 16]

$$\Delta p \simeq p. \qquad (7)$$

В нашем случае осесимметричной задачи о развитии кавитации в тонком зазоре между двумя сферическими поверхностями решение (7) представляется через комбинацию функций Бесселя $K_{n+1/2}(\zeta r)$ и полиномов Лежандра $P_n(\cos\theta)$ и принимает форму

$$p = \sum_n B_n r^{-1/2} K_{n+1/2}(\zeta r) P_n(\cos\theta). \qquad (8)$$

В приведенном ниже анализе ограничимся двумя членами ряда. Тогда приближенное решение (7), определяющее аналитическую зависимость $p(k)$, имеет вид

$$p \simeq \sqrt{\pi/2\zeta}\exp(-\zeta r) r^{-1}[B_0 + B_1(1 + 1/\zeta r)\cos\theta]. \qquad (9)$$

Коэффициенты уравнения (9) находятся из граничных условий

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = a, \qquad \mathbf{n}\cdot\nabla p = -\rho_0\beta(t) \quad \text{при} \quad r = r_*.$$

Здесь $\mathbf{n}$ — единичная нормаль к поверхности $a_{\rm ex}$; $\boldsymbol{\beta}(t) = -\mathbf{n}b\omega^2\sin(\omega t)$ — ускорение поверхности; b — амплитуда ускорения.

Окончательно давление в зоне кавитации на поверхности хорна ($r = r^*$) определится соотношением

$$p = p_0 + \rho_0 b r_* \omega^2 \sin(\omega t)[1 - (2 + \zeta a)r_*/(1 + \zeta a)a]/N, \qquad (10)$$

где

$$N = \cos\gamma\{r_*(1 + \zeta r_*)[1 + (1 + \zeta a)^2]/a(1 + \zeta a) - [1 + (1 + \zeta r_*)^2]\} + \sin\gamma\,\mathrm{tg}\,\theta(1 + \zeta r_*);$$

$$\cos\gamma = (a_{\rm ex}^2 - L^2 + r_*^2)/2r_* a_{\rm ex}; \qquad r_* = \sqrt{a_{\rm ex}^2 - L^2\sin^2\theta} - L\cos\theta.$$

Подстановка выражения (10) в уравнение (6) сводит задачу к решению обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка, в котором пространственная координата r играет роль параметра. Угол θ отсчитывается от линии центров, начало координат помещено в центр сферы a, r_* — координата точки на сфере радиуса $a_{\rm ex}$.

Анализ результатов расчета. На основании приведенных выше данных объемная концентрация k_0 рассматривалась в диапазоне значений 10^{-6}–10^{-12}, все расчеты проведены для $R_0 = 1$ мкм. Вообще с учетом приведенных экспериментальных данных по спектру зародышей система уравнений (5), (6) должна усложниться: для каждого участка спектра

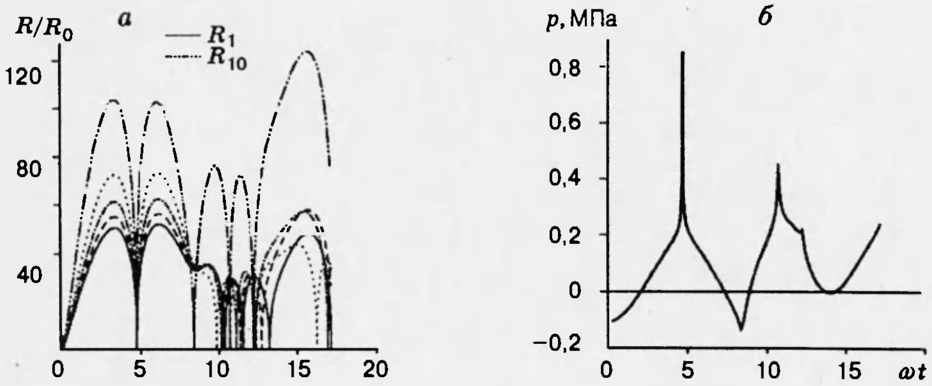

Рис. 5

необходимо писать свое уравнение типа (6). Однако, как было показано в [12], в интенсивных ультразвуковых полях первоначально полидисперсная структура распределения быстро становится монодисперсной (рис. 5). На рис. 5 представлены выполненный в рамках двухфазной модели расчет фаз расширения и схлопывания пузырьков (*а*), отличающихся начальными размерами (от 6 для R_1 до 2,88 мкм для R_{10}), и динамика давления в зоне кавитации (*б*). По синхронному и одновременному схлопыванию видно, что пузырьки, по крайней мере, к моменту достижения максимального размера стали одинаковыми.

В данной работе на основе изложенных выше оценок эрозийного повреждения попытаемся смоделировать экспериментальный результат [5]. Наша схема двух сфер в этом случае должна иметь следующие геометрические параметры: $a_{\text{ex}} = 20$ см, $a = 1$ см, смещение центров $L = 18{,}95$ см, зазор между поверхностями хорна и образца $\delta = 0{,}5$ мм. Используемая частота в оборудовании составляла 14,5 кГц.

Исследование тонкой структуры профиля давления как функции k_0 показало, что увеличение его значения от 0 или от 10^{-12} до 10^{-6}, при котором амплитуда поля уже заметно уменьшается (профиль волны еще остается неизменным), приводит к постепенному формированию «разрешенного» кавитирующей жидкостью «портрета» нагрузки [11]. В кавитирующей жидкости подавляющая часть генерируемой хорном волны поглощается, заметно возрастает скорость нагружения образца, что характеризуется возникновением в зазоре, как правило, нерегулярных пиковых нагрузок достаточно высокой амплитуды. Резко изменяются поведение и параметры кавитационного пузырька по сравнению с его «одиночной» динамикой [11].

Используем численную интерпретацию (1) экспериментальных данных [8] по оценкам потери образцом массы,приходящейся на однократный импульс нагрузки, и попытаемся связать скорость эрозии с потенциальной энергией пузырька $U_{\max}$. Заметим, что эти данные являются следствием усталостных эффектов, возникающих при длительном циклическом нагружении образца, поэтому оценки на единичную нагрузку могут оказаться сильно усредненными.

Значение потенциальной энергии $U_{\max}$ определяется интегралом $\int p dv$, а суммирование ее по всем пульсациям дает динамику скорости потери массы W_t^*. Результаты расчета для амплитуды колебаний $b = 25$ мкм и $k_0 = 10^{-8}$, осредненные по всему текущему интервалу времени, показывают, что с течением времени значение W_t^* имеет тенденцию к

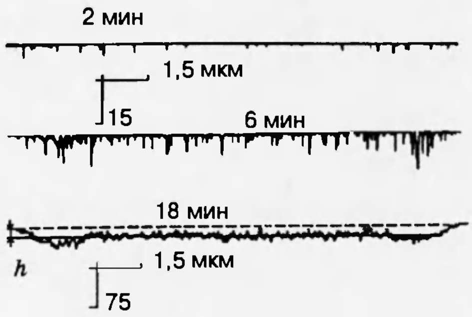

Рис. 6

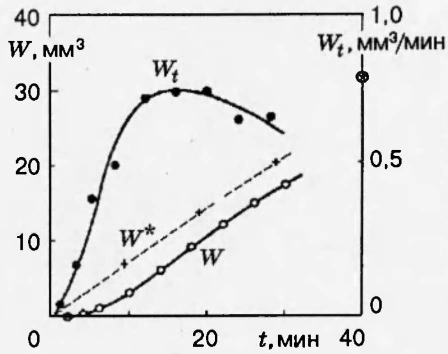

Рис. 7

стабилизации на уровне примерно 0,1 мг/с. С известной долей осторожности (расчет ведется на десятки миллисекунд, а обобщается на минуты) эти расчеты можно перенести на эксперименты [5] с мягкими металлокерамическими материалами, учитывая достаточную близость значений твердости образцов: $H_{\text{V}} = 140$ МПа [8] и $H_{\text{V}} = 133$ МПа [5]. По функции W_t несложно оценить динамику потери массы $W(t)$, которая, согласно [5], в интервале $10 \div 30$ мин близка к линейной функции $W \simeq 2(t-5)/3$ (t, мин; W, мм^3).

На рис. 6 показана характерная динамика профиля поверхности, подверженной эрозийному воздействию, для моментов времени 2; 6 и 18 мин при различных масштабах глубины эрозии по вертикали [5]. Данные по динамике потери объема $W(t)$ и скорости потерь W_t для этого эксперимента представлены на рис. 7. Здесь же показаны расчетные оценки $W^*(t)$ (штриховая линия, крестики) и величины W^*_t (звездочка в кружочке) для $t = 40$ мин, полученные в рамках приведенных выше условий. Видно, что порядок величин примерно тот же.

Выполненный анализ показал,что комбинация двухфазной модели с подходами классической теории кумуляции дает возможность получать оценки эрозийных эффектов, основанные на обобщении экспериментальных тестовых результатов, с точностью по порядку величины без рассмотрения полной проблемы кавитационного разрушения образца. Расчет развития кавитационных пузырьков на микронеоднородностях, выполненный в [15] с учетом трансформации поля давления в кавитирующей жидкости, показал, что существует оптимальное положение ядер, определяющее с точки зрения кавитационной эрозии оптимальное соотношение между скоростью кумулятивной струи, ее длиной и расстоянием до поверхности образца.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-16383).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hansson I., Kedrinskii V., Morch K.** On the dynamics of cavity clusters // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. N 15. P. 1725–1734.

2. **Harvey E. N., Whiteley A. H., McElroy W. D., et al.** Bubble formation in animals; II. Gas nuclei and their distribution in blood and tissues // J. Cellular and Comparative Physiology. 1944. V. 24, N 1.
3. **Besov A. S., Kedrinskii V. K., Matsumoto Y., et al.** Microinhomogeneity structures and hysteresis effects in cavitating liquid // Proc. of 14th Int. Congress on Acoustics, Sept. 3-10, 1992, Beijing, China.
4. **Okada T., Iwai Y., Yamamoto A.** A study of cavitation erosion of cast iron // Wear. 1983. N 84.
5. **Okada T., Iwai Y., Hosokawa Y.** Comparison of surface damage caused by sliding wear and cavitation erosion on mechanical face seal // J. Tribology. 1984. N 42.
6. **Tomita Y., Shima A., Takayama K.** Formation and limitation of damage pits caused by bubble-shock wave interaction // Proc. of Nat. Symp. on Shock Wave Phenomena. SWRC, Tohoku Univ., 1988. P. 149–160.
7. **Sanada N., Asano A., Ikeuchi J., et al.** Interaction of a gas bubble with an underwater shock wave, pit formation on the metal surface // Proc. of 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves. Aachen, 1987. VCH Publ. P. 311–317.
8. **Makarov V., Kortnev A. A., Suprun S. G., Okolelov G. I.** Cavitation erosion and spectrum analysis of pressure pulse heights produced by cavitation bubbles // Nonlinear Acoustics: Proc. of 6th Int. Symp. Moscow State Univ., 1975. V. 2.
9. **Fujikawa S., Akamatsu T.** Experimental investigations of cavitation bubble collapse by a water shock tube // Bul. of ASME. 1978. V. 21, N 152.
10. **Ivany R., Hammitt F.** Cavitation bubble collapse in viscous compressible liquids numerical analysis //Trans. of ASME. Ser.D. 1965. N 4.
11. **Kedrinskii V. K., Stepanov V. A.** Cavitation effects in thin films // Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proc. of 12th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics. 1990. Austin. Els. Appl. Sc. P. 470–475.
12. **Kedrinskii V. K.** Peculiarities of bubble spectrum behavior in cavitation zone and its effect on wave structure // Ultrasonic Int. 85. London. Gilford. 1985. P. 225–230.
13. **Алексеевский В. П.** К теории бронепробивающего действия кумулятивной струи. Киев, 1953.
14. **Лаврентьев М. А.** Кумулятивный заряд и принципы его действия // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, № 4. С. 41–56.
15. **Kurbatskii K. A., Kedrinskii V. K.** Collapse of a bubble in the cavitation zone near a rigid boundary // Abstr. of 124th Meeting of ASA. 31 Oct.–4 Nov., 1992. New Orlean. P. 2453.
16. **Кедринский В. К.** Распространение возмущений в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–34.

Поступила в редакцию 29/V 1995 г.