

перемежаемости Γ по сигналам обратного рассеяния:

$$\Gamma = B m_V l_r \Lambda^2 \left(B = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \beta_{\text{ж}}/\beta_{\text{р}}}{4} \right)^{-2} S_a^{-1} \right).$$

В этом смысле экспериментальные кривые $m_V(\text{Fr})$ на рис. 3, б являются масштабным отображением зависимостей $\Gamma(\text{Fr})$.

Например, полагая, что в наших опытах $l_r = \lambda/2 = 0,075$ см, получим для среднего значения $m_V = 10^{-6}$ см⁻¹ перемежаемость $\Gamma = 0,07$ при концентрации рассеивателей

$$\mu = \Gamma/V_0 = 2\Gamma/l_r^3 \approx 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}.$$

Итак, экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что основной источник рассеяния — микроструктурные неоднородности, причем интенсивность рассеяния прямо связана с интенсивностью пульсаций. С течением времени сплошной микроструктурный след распадается на отдельные области, которые, участвуя в волновых движениях, периодически попадают в озвученную зону. Этим объясняется прерывистый характер эхограмм (рис. 4). Такое поведение имеет место при малых скоростях протяжки ($\text{Fr} < 0,35$), когда длина присоединенной внутренней волны $2\lambda d \text{Fr}$ еще сравнима с линейными размерами озвученного объема. Дальнейший рост Fr приводит к смене режимов течения и содержащихся в нем структур.

Начало диапазона (0,12; 180) соответствует режиму микромасштабной неустойчивости (рис. 2, д), который с увеличением Fr переходит в цепочки висящих вихревых диполей при $\text{Fr} = 0,26$ (на рис. 4, а, б видны вихревые следы в виде концентрационных прослоек), а затем выходит на режим турбулентного следа ($\text{Fr} = 0,8$). На этих режимах порождаются микромасштабные, хорошо рассеивающие структуры. Однако существование резких спадов эхосигнала на $\text{Fr} = 0,61$ и $0,73$ показывает, что внутри диапазона есть промежуточные режимы с резко отличающейся структурой течения, что подтверждается теневыми картинками (рис. 3, 4, д, е). Таким образом, совместное использование акустических и оптических методов позволяет уточнить карту режимов и получить локальные характеристики эволюционирующей структуры течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boyer D. L., Davies P. A., Fernando H., Zhang X. Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.— 1989.— V. 328.— P. 501.
2. Рэлей Дж. В. Теория звука.— М.: Гостехиздат, 1955.
3. Лыткин Ю. М., Черных Г. Г. Подобие течения по плотностному числу Фруда и баланс энергии при эволюции зоны турбулентного смешения в стратифицированной среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Спб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1980.— Вып. 47.
4. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах.— М.: Наука, 1975.

г. Москва

Поступила 10/IV 1992 г.

УДК 532.593 + 532.529 + 541.126

В. К. Кедринский

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОБЛЕМЫ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ (ОБЗОР)

Проблема разрушения жидкости в интенсивных волнах разрежения, возникающих при взрывном нагружении жидкости со свободной поверхностью, представляет собой новое направление в гидродинамике взрыва

© В. К. Кедринский, 1993

и связана с рядом понятий, из которых только такие понятия, как критические растягивающие напряжения и прочность жидкости, имеют свою историю. Начинаясь она со статических постановок, и первые результаты в этой области относятся к 50-м годам прошлого века (Berthelot) [1]. Первая динамическая постановка с подводным взрывом заряда ВВ вблизи свободной поверхности принадлежит, очевидно, Hilliar (1919) (см. [1]). Одно из недавних исследований выполнено D. Wilson и др. [2]; прочность жидкости они оценивали по измерению скорости купола брызг при неглубоких подводных взрывах. За критическое растягивающее напряжение p_* принимали значение амплитуды волны p , при которой скорость свободной поверхности, определяемая как $v = (2p - p_*)/\rho U$, становилась равной нулю. Значение p_* , найденное таким образом, для деионизованной и вакуумированной — 1,5 МПа. Carlson и Henry [3] использовали высокую скорость нагружения тонкого жидкого слоя импульсным электронным пучком и получили значение $p_* = 60$ МПа.

Практически во всех экспериментах этим данным сопоставляется видимый разрыв в жидкости, который по своей природе определяется сильнонелинейными кавитационными эффектами, развивающимися на ядрах кавитации под действием интенсивных волн разрежения. Такие разрывы (отколы) были зарегистрированы автором в экспериментах в плоской постановке при подводном взрыве линейного заряда ВВ вблизи свободной поверхности [4]. При этом отмечалось, что отколы формируются только в узкой зоне вблизи свободной поверхности, несмотря на то что интенсивная кавитация охватывает на порядки больший объем. Сами отколы представляют собой сильно кавитирующие слои, а их структура, скорее, напоминает пену, которая затем быстро разваливается на отдельные капли, формируя купол брызг [5]. Интенсивное развитие кавитации указывает на необходимость при построении математической модели для описания волнового поля учитывать двухфазность состояния реальной жидкости [6].

Процесс разрушения жидкости при взрывном нагружении представляет собой целый комплекс существенно нелинейных явлений. Его можно определить как эффект инверсии двухфазного состояния среды, состоящий в трансформации кавитирующей жидкости в газоканальную систему. Схема инверсии включает следующие этапы:

- формирование и динамику пузырьковых кластеров;
- неограниченный рост кавитационных зародышей до пенной структуры;
- разрушение пенной структуры на кавитирующие фрагменты;
- переход в капельное состояние и его эволюцию.

Каждый из них представляет самостоятельное направление и в то же время является неотъемлемой частью процесса, поэтому знание механизмов, отвечающих за их развитие, принципиально.

В настоящей работе предлагается некоторый обзор основных результатов по каждому этапу, включая данные эксперимента, методические разработки, физические и математические модели рассматриваемых процессов.

1. Пузырьковая кавитация. В физической акустике этот этап наиболее исследован и затрагивает такие вопросы, как состояние реальной жидкости с точки зрения ее однородности, механизм формирования в ней пузырьковых кластеров. Важность создания математической модели для описания кавитирующей жидкости, анализа на ее основе структуры и параметров волнового поля, предельных значений растягивающих напряжений, допускаемых кавитирующей жидкостью, очевидна.

В отличие от процесса разрушения твердых тел при импульсном нагружении в жидкости нет стадии иницирования очагов разрушения. Структура жидкости в макромасштабе такова, что даже при специальных очистках от примесей, при дисцилляции и деионизации в ней оказывается множество микрогетерогенностей, которые играют роль зародышей (ядер) кавитации. Это могут быть микропузырьки свободного

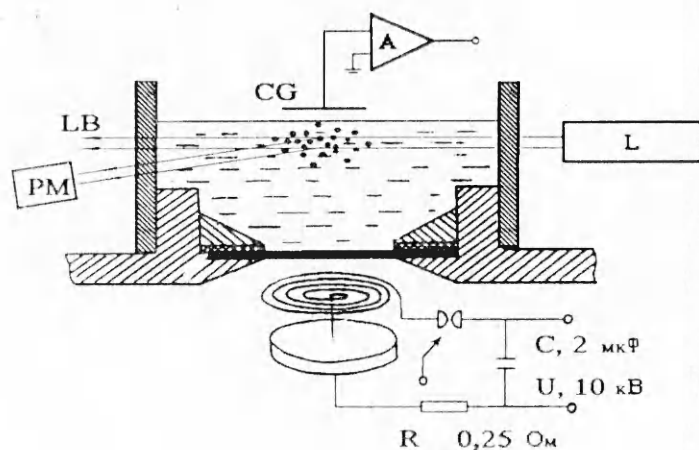


Рис. 1

газа, твердые частички или их конгломераты. Определение природы этих микро неоднородностей, их параметров, плотности и спектра размеров — одна из основных проблем анализа состояния реальной жидкости.

Наиболее надежные результаты в этой области дает комбинация двух методик: светорассеяния и ударной трубки. Типичная схема установки приведена на рис. 1 и представляет собой электромагнитный источник импульсного магнитного поля, генерируемого в узком зазоре между мембраной и плоской спиралевидной катушкой, на которую разряжается высоковольтный конденсатор [7]. Параметры разрядного контура подобраны таким образом, чтобы обеспечить аperiodичность разряда и исключить колебания давления в ударной волне, которая создается в исследуемой жидкости в результате движения мембраны, толкаемой магнитным полем. Приведенная схема с ее параметрами позволяет генерировать ударные волны с амплитудами до 10 МПа и длительностью положительной фазы около 3 мкс. Жидкость помещается в рабочую (прозрачную) секцию ударной трубки, в качестве источника света используется He—Ne-лазер *L*, луч которого *LB* диаметром 1,5 мм пропускается на глубине 3 мм от свободной поверхности исследуемой жидкости. Рассеянный свет регистрируется системой фотоумножителей *PM*, расположение которых относительно направления луча лазера выбирается исходя из конкретных особенностей поставленной задачи. Сигнал с фотоумножителей подается на аналого-цифровые преобразователи и ЭВМ. Емкостный датчик *CG* через усилитель *A* измеряет смещение свободной поверхности при отражении ударной волны.

Как известно, распределение интенсивности рассеянного света по углу (так называемая индикатриса рассеяния) имеет характерные максимумы, которые являются своеобразным паспортом размеров микро неоднородностей. Сглаженные максимумы означают дисперсию зародышей по размерам. Для микропузырьков свободного газа свет должен быть специальным образом поляризован. Эксперименты в статической постановке (невозмущенная жидкость) с дистиллированной водой при длине волны рассеиваемого света $\lambda = 0,63$ мкм показали, что радиус зародышей составляет примерно 1,5 мкм с отклонением около $\pm 0,2$ мкм и распределением, близким к монодисперсному [7]. Заметим, что последний результат может быть связан с определенной избирательностью регистрирующей системы, что ограничивает возможность оценки истинного распределения. Автором совместно с В. А. Степановым на установке Malvern Instrument M6.10 (ЦИАМ) были проведены исследования по распределению и размерам микро частиц в дистиллированной воде. Из полученных данных относительно надежным можно считать максимум распределения: в свежей воде он составляет примерно 4 мкм, в отстоявшейся — 0,85 мкм (при работавшей магнитной мешалке). Экспери-

ментальные результаты [8] по отстоявшейся воде были обобщены в [9] в виде простого соотношения $N_i^{1/2} V_i \approx C = \text{const}$, где i — сорт пузырьков, N_i , V_i — число пузырьков данного сорта и их объем, $C = 10^{-9}$. Естественно, это соотношение описывает далеко не все распределение, которое из физических соображений должно иметь максимум и асимптотически стремиться к нулю при стремлении объема пузырьков к нулю и бесконечности. Такое распределение можно представить в виде

$$(1.1) \quad N_i = N_0 \frac{(V_i/V_*)^2}{1 + (V_i/V_*)^4}.$$

Здесь содержатся два неизвестных параметра: общее число пузырьков в единице объема N_0 и нормировочный параметр V_* , за который можно принять объем пузырька радиуса R_* , соответствующий максимуму распределения. Как показано выше, $R_* \approx 0,85$ мкм. Тогда, учитывая необходимость совпадения «хвоста» распределения (1.1) с данными [8] для диапазона $R_i \geq 3$ мкм, несложно оценить общую плотность микро неоднородностей: $N_0 = 1,5 \cdot 10^5$, что вполне коррелирует с оценкой $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ [10], полученной на основе регистрации треков дифракционных пятен от рассеянного на микро неоднородностях света.

Исследование особенностей динамики индикатрисы рассеяния при прохождении ударной волны по образцу дистиллированной воды показало, что ее интенсивность может меняться в большую или меньшую от фона сторону для двух специально подобранных углов регистрации при условии, что микро частицы способны под действием ударной волны деформироваться [7]. Экспериментальное подтверждение этого факта явилось прямым доказательством существования микропузырьков свободного газа среди зародышей кавитации.

Следует подчеркнуть две особенности, связанные с состоянием реальной жидкости. Это проблема стабилизации зародышей и вопрос об их плотности N в единице объема, что имеет непосредственное отношение к механизму формирования пузырьковых кластеров в волнах разрежения. Решение первой связывают с несколькими моделями:

- флуктуирующие дырки: $R_* = (kT/\sigma)^{1/2}$ (Я. Френкель, 1945);
- гидрофобные частицы с ядрами в расщелинах $R_* = 2\sigma/p_0$ (E. Harvey, 1944);
- поверхностные органические пленки (K. Herzfeld, F. Fox, 1954);
- ионный механизм (F. Blake, 1949, В. Акуличев, 1966);
- ядра в виде твердых частиц (M. Plesset, 1969);
- микропузырьки при равновесии тепловых потоков, сил Стокса и подъемных сил $R_* = (v^2 kT/\rho_0 g^2)^{1/7}$ (В. Кедринский, 1985);
- комбинационные структуры (экспериментальный результат, рис. 2) (А. Бесов, В. Кедринский, Е. Пальчиков, 1991).

Все перечисленные типы микро неоднородностей с их особенностями стабилизации могут существовать в реальной жидкости и обеспечивают широкий спектр распределения по размерам от нанометров до десятков микрон. Вторая проблема — регистрируемое число зародышей N_0 в зоне кавитации и их объемная концентрация k_0 . Экспериментальные данные по этим параметрам приведены в таблице.

Заметим, что первые три результата по плотности N_0 имеют в виду только газовые зародыши 1 (рис. 2), последний учитывает микро неоднородности любой природы (данные в скобках), включая твердые ядра и их комбинации 2 с газовыми зародышами, на которых под действием растягивающих напряжений могут развиваться паровые пузырьки.

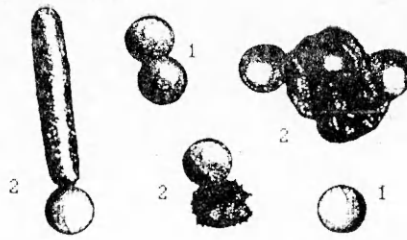


Рис. 2

Автор	R_0 , мкм	N_0 , см ⁻³	h_0
Strasberg (1956)	6	≤ 1	$6 \cdot 10^{-10}$
	22	$\ll 1$	$2 \cdot 10^{-10}$
	13	$\ll 1$	$3 \cdot 10^{-10}$
Гаврилов (1970)	50—0,5 *	≤ 1	$10^{-8}—10^{-12}$
Hammit (1974)	6	≈ 1	
	3	≈ 100	
Бесов и др. (1984)	1,5	$10^3—10^4$ ($10^5—10^6$)	$< 10^{-6}$

* Приведен диапазон изменения размеров зародышей в процессе отстаивания образца свежей водопроводной воды в течение нескольких часов.

Результаты по акустической диагностике микропузырьков свободного газа, полученные, в частности, Strasberg и указывающие на их чрезвычайно низкую плотность, с одной стороны, и факт их высокой плотности в развитых кавитационных кластерах — с другой, послужили основанием для разработки механизма лавинообразного «заселения» зародышами зоны развивающейся пузырьковой кавитации. Такая модель, например, рассмотрена в [11], где приводятся экспериментальные результаты высокоскоростной покадровой съемки процесса развития кавитации в фокальной зоне ультразвукового концентратора ($f = 550$ кГц).

Несколько кадров из этой развертки приведены на рис. 3 (интервал между кадрами три периода, вертикальный размер 6 мм). Видно, что в начальный момент после приложения поля в кадре появляется только один пузырек. Кажется бы, данные Strasberg полностью подтверждаются, но примерно через 10 периодов в области фокуса кавитационные пузырьки образуют плотное облако. Считается, что произошло лавинообразное размножение зародышей. Причина его состоит в неустойчивости формы пузырьков, которая при интенсивном схлопывании приводит к их разрушению на отдельные фрагменты, играющие роль новых ядер кавитации. Предполагается, что дальнейшее их поведение в ультразвуковом поле полностью повторяет «судьбу своих прародителей». Таким образом возникает своеобразная ультразвуковая накачка жидкости зародышами. Можно назвать два факта, которые не вписываются в эту схему:

1) скорость фрагментов должна быть слишком высока, чтобы они могли так быстро и достаточно равномерно распределиться в пространстве;

2) развитие плотной зоны кавитации в поле одиночного импульса разрежения (например, при отражении ударной волны подводного взрыва от свободной поверхности) по упомянутой выше схеме невозможно.

Принципиально новый механизм развития зоны кавитации был предложен автором в [12]. Суть его состоит в следующем:

а) считается, что реальная жидкость содержит спектр ядер с диапазоном размеров $10^{-7}—10^{-3}$ см и постоянной плотностью $10^5—10^6$ см⁻³;

б) вводится понятие видимого, т. е. детектируемого в рамках используемой методики, размера кавитационного пузырька;

в) кажущееся размножение кавитационных зародышей в относительно слабых ультразвуковых полях объясняется последовательным насыщением

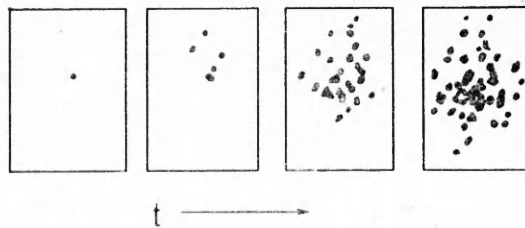


Рис. 3

зоны пузырьками, достигшими видимого размера за различные интервалы времени в зависимости от их начального положения в спектре зародышей;

г) при высокой интенсивности фазы разрежения весь спектр зародышей может достичь видимого размера одновременно, при этом плотность насыщения зоны кавитации пузырьками сразу становится максимальной.

Последние два утверждения были сформулированы на основе результатов теоретического и численного анализа влияния начального размера на время роста зародыша до определенного размера

[13]. Рассмотрим простейший случай постоянных растягивающих напряжений, для которого динамика относительного объема пузырька V описывается первым интегралом уравнения Рэлея

$$(1.2) \quad V^{-1/3} \dot{V}^2 = 6\eta F(V, V_0, p),$$

где $F = \frac{1 + We V_0^{-1/3}}{\gamma - 1} V_0^\gamma (V_0^{1-\gamma} - V^{1-\gamma}) - p(V - V_0) - \frac{3}{2} We (V^{2/3} - V_0^{2/3})$;

безразмерные переменные и параметры введены следующим образом: $V = (R/R_V)^3$; R_V — видимый размер пузырька; R_0 — размер зародыша; $V_0 = (R_0/R_V)^3$; $p = p_\infty/p_0$; p_∞ — давление, задаваемое на бесконечности; $We = 2\sigma/p_0 R_V$; $\eta = p_0/\rho_0 c_0^2$; точка — производная по $t = t'c_0/R_V$. Правая часть F уравнения (1.2) описывает семейство кривых, зависящих от V_0 и p . Очевидно, решение существует лишь для участков кривых, где $F \geq 0$.

Качественный анализ показал, что при различных значениях p возможны три типа решений. На рис. 4, а они демонстрируются для $R_V = 0,01$ см, $We = 0,015$, $\gamma = 1,4$ и $V_0 = 0,01$. При $p = -0,01$ функция $F > 0$ (кривая 1), что означает неограниченный рост пузырька. Асимптотика выхода на предельный размер за бесконечное время определяется условиями одновременного равенства нулю функции F и ее производной F_V . Для принятых параметров задачи это соответствует случаю $p = -0,0081$ и $V = 6$ (кривая 2). Третий тип — периодические пульсации: возможный интервал значений V находится между точками $F = 0$ (кривая 3 получена для $p = 0$). Заметим, что в данном случае часть периода пульсаций пузырек находится в «зоне видимости».

Интегрирование уравнения (1.2) в пределах от V_0 до 1 дает возможность определить время τ_V выхода пузырьков на видимый размер. Рис. 4, б представляет эти результаты как функцию R_0/R_V для $p = -1$ и -10 (точки 1, 2). Начиная примерно с радиуса в 10 мкм (за видимый размер принято 100 мкм), для меньших размеров зародышей значение τ_V при указанных p практически не меняется и при $R_0 \ll R_V$ определяется простой зависимостью

$$\tau_V \approx 3/\sqrt{6\eta|p|}.$$

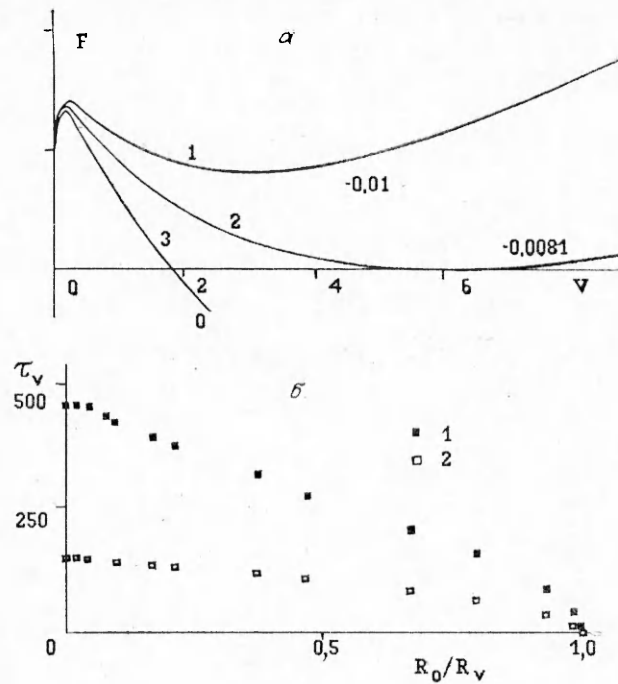


Рис. 4

На примере группы расчетных точек l видно, что зародыши в интервале размеров $10 < R_0 < 100$ мкм выходят на видимый размер постепенно, а примерно через 12 мкс после приложения напряжения становится видимым весь спектр. Расчет показывает, что при $p = -0,01$ пузырьки размером меньше 17 мкм на видимый размер не выходят.

Приведенные данные дают однозначное толкование реальной жидкости как двухфазной среды, несмотря на ничтожно малое начальное газосодержание с объемной концентрацией в диапазоне $10^{-8} - 10^{-12}$ см $^{-3}$. В таком случае логично предположить, что механизм трансформации волн (фаз) разрежения в кавитирующей жидкости подобен эффектам распространения ударных волн в пузырьковых средах, и использовать математическую модель такой среды для описания кавитационных эффектов [6]. Она представляет собой систему законов сохранения, записанную для средних плотности ρ , давления p и массовой скорости v , состояние среды описывается динамическим уравнением Рэлея для индивидуального пузырька и связью ρ с объемной концентрацией парогазовой фазы k :

$$(1.3) \quad \begin{aligned} d\rho/dt + \rho \operatorname{div} v &= 0, & dv/dt + \rho^{-1} \nabla p &= 0, \\ \rho &= (1 - k) \rho_0, & k &= k_0 (R/R_0)^3, \\ Rd^2R/dt^2 + (3/2) (dR/dt)^2 - [p_0 (R_0/R)^{3\gamma} - p] / \rho_0 &= 0. \end{aligned}$$

Данная модель позволила решить ряд принципиальных вопросов и прежде всего уточнить понятие предельных растягивающих напряжений, которые могут быть измерены в жидкости. Анализ этих результатов проведем в рамках упрощенной модели системы (1.3), основанной на некоторых предположениях [6, 14]. Сжимаемость среды в целом определяется сжимаемостью парогазовой фазы, поэтому естественно считать жидкий компонент среды (несущую фазу) несжимаемым. Предполагается, что нелинейность процессов в кавитирующих жидкостях является следствием в основном нелинейной динамики пузырьков. Тогда систему (1.3) несложно привести к виду

$$(1.4) \quad \begin{aligned} \Delta p &= -\rho_0 k_0 \partial^2 k / \partial t^2, \\ \partial^2 k / \partial t^2 &= (3/\rho_0 R_0^2) k^{1/3} (p_0 k^{-\gamma} - p) + (\partial k / \partial t)^2 / 6k. \end{aligned}$$

Далее вводятся новая пространственная переменная типа $\eta = \alpha r k^{1/6}$, где $\alpha = \sqrt[3]{3k_0/R_0}$, и два наиболее принципиальных с точки зрения упрощения модели приближения:

а) динамика пузырьков в кластере достаточно хорошо описывается уравнением $k_{tt} \simeq -3k^{1/3} p / \rho_0 R_0^2$, что позволяет сделать замену в правой части первого уравнения системы (1.4);

б) $|p_{\eta\eta\eta}| \gg |p_{\eta\eta r}|$ и $k \gg |rk_r/6|$, что позволяет для давления в кавитирующей жидкости получить уравнение типа уравнения Гельмгольца

$$(1.5) \quad \Delta p \simeq p,$$

которое дает возможность установить аналитическую связь давления с концентрацией парогазовой фазы в кавитирующей жидкости. Совместное решение (1.5) и уравнения Рэлея в системе (1.3) определяет параметры волн разрежения и динамику кавитационного процесса [4]. Полученное приближение при сравнении с численными решениями полной системы и экспериментальными данными показало достаточную надежность по основным характеристикам волновых процессов в кавитирующих жидкостях.

Как известно, напряжение во фронте волны разрежения не претерпевает разрыва и достигает своего максимального значения за конечный промежуток времени Δt^* , который можно определить как крутизну фронта. Расчет осесимметричной задачи о развитии зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности показал, что этот факт является принципиальным в проблеме предельных напряжений [6].

Оказалось, что за время Δt^* объемная концентрация парогазовой фазы k возрастает на несколько порядков, значительно изменяя состояние среды и приложенное поле напряжений. В результате максимальные амплитуды отрицательных давлений в кавитирующей жидкости могут уменьшаться иногда на порядки [6] по сравнению с идеальной однофазной моделью.

Рис. 5 представляет численные и экспериментальные данные (точки) по профилю волны разрежения на глубине 4,5 см в области оси симметрии при взрыве заряда весом 1,2 г на глубине 18,5 см. Кривая 0 — однофазная модель, кривые 1—3 получены для $R_0 = 5$ мкм, $k_0 = 10^{-11}$ и $\Delta t^* = 0, 1$ и 5 мкс соответственно, 4 — для $k_0 = 10^{-10}$, $\Delta t^* = 1$ мкс. Результаты 2 и 4 отличаются объемной концентрацией. Можно заметить, что экспериментальные точки лежат в окрестности кривой 3 и подтверждают возможность расчета реальных параметров волнового поля.

Один из интересных экспериментальных и численных вариантов оценки времени релаксации растягивающих напряжений в кавитирующей жидкости может быть рассмотрен на примере кавитационных эффектов, возникающих на дне вертикально расположенной трубки с исследуемой жидкостью, получившей в результате удара ускорение, направленное вертикально вниз [14]. Как показывают экспериментальные

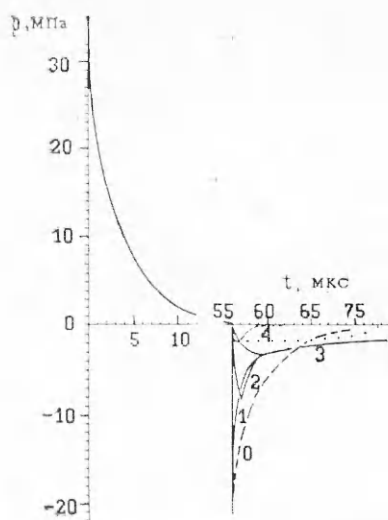


Рис. 5



Рис. 6

данные (рис. 6), полученные автором совместно с I. Hansson и K. Mørch в Датском техническом университете, на дне трубки развивается довольно интенсивная зона пузырьковой кавитации, которая при достаточно высокой амплитуде ускорения может привести к слиянию зоны в сплошную парогазовую прослойку, что будет определять условие отрыва столба жидкости от дна. Численная модель этого эксперимента в рамках одномерной постановки реализуется на базе уравнения (1.5) и замыкающих уравнений системы (1.3) при следующем граничном условии на дне трубки ($z=0$): $\partial p/\partial z = -\rho_0 a(t)$. Здесь $a(t)$ — ускорение трубки, z — вертикальная координата. Предполагается для простоты, что жидкость занимает все полупространство $z \geq 0$. Решение (1.5) дает аналитическую зависимость $p(k)$:

$$(1.6) \quad p = -\rho_0 |a(t)| \exp(-\alpha k^{1/6} z) / \alpha k^{1/6}.$$

Подставляя (1.6) в уравнение Рэлея, которое для безразмерного радиуса $y = R/R_0$ при $z=0$ принимает вид

$$(1.7) \quad y\ddot{y} + (3/2)\dot{y}^2 = (p_0/\rho_0 R_0^2) [y^{-3\gamma} + \rho_0 |a(t)| / \alpha y^{1/2} p_0].$$

Если давлением газа внутри пузырьков можно пренебречь и рассматривать только фазу их расширения, что вполне оправдано для оценки времени релаксации, последнее уравнение решается аналитически, если известна явная зависимость $a(t)$.

Оценим трансформацию импульса разгрузки для модели подводной ударной волны, полагая $a(t) = a_{\max} \exp(-t/\tau)$, что соответствует скачку во фронте волны разрежения. На основании (1.6) можно рассчитать величину a_{\max} , отвечающую значению $p_{\max} = -30$ МПа. Она оказывается равной $5 \cdot 10^7$ см/с². Решение (1.7) имеет вид

$$(1.8) \quad y^{5/2} = 1 + \frac{5}{2} \frac{\tau a_{\max}}{\alpha R_0^2} [t - \tau(1 - e^{-t/\tau})].$$

Расчет по (1.6) и (1.8) для $k_0 = 10^{-10}$, $R_0 = 1$ мкм и $\tau = 10$ мкс показывает, что к моменту времени $t = \tau$ амплитуда в волне разгрузки в кавитирующей жидкости уменьшается в $20e$ раз (в однофазной среде только в e раз). При $t \ll \tau$ изменение напряжения за фронтом волны разрежения довольно точно определяется зависимостью

$$(1.9) \quad p \simeq -\rho_0 (a_{\max}^2 R_0^3 / 3k_0)^{2/5} t^{-2/5}.$$

Эта же модель дает возможность оценить влияние крутизны фронта на предельные растягивающие напряжения p_{\max} , которые допускаются в кавитирующей жидкости. Для этого достаточно ограничиться только участком фронта волны и рассмотреть $a(t)$ в виде линейной зависимости $a(t) = a_{\max} t/\tau$, где $1/\tau$ определяет крутизну фронта. При $t = \tau$ амплитуда в волне достигает максимума и, как оказалось, определяется выражением (1.9) при замене t на τ . Следуя условиям [6] $k_0 = 10^{-11}$ и $R_0 = 0,5$ мкм, для времени нарастания фронта $\tau = 1$ мкс и $a_{\max} = 3,28 \cdot 10^7$ получим $p_{\max} \simeq -3$ МПа вместо ожидаемых 30 МПа. Расчет в [6] дает тот же порядок, что указывает на достоверность выражения (1.9) для оценки как времени релаксации, так и предельных растягивающих напряжений.

Полностью система (1.3) без каких-либо предположений, в том числе и о состоянии газа, с учетом теплообмена при расчете давления внутри пузырька была применена к задаче об ударной трубке разрежения. Это — полный аналог классической схемы ударной трубки, у которой в камере высокого давления содержится исследуемая жидкость, и задачи о распаде произвольного разрыва с существенно нестационарным и нелинейным «продолжением». В уравнении Рэлея системы (1.3) вместо адиабаты давление в газе p_g определяется известным уравнением

$$dp_g/dt = 3(\gamma - 1)q/4\pi R^3 - 3\gamma p_g(dR/dt)/R,$$

в котором для интенсивности теплообмена и температуры используются

зависимости

$$q = 4\pi R^2 \lambda_g \text{Nu} (T_0 - T) / 2R, \quad T = p_g / (\gamma - 1) c_v \rho_g = T_0 (R/R_0)^3 p_g / p_{g0},$$

$$\text{Nu} = \sqrt{\text{Pe}} \text{ при } \text{Pe} > 100, \quad \text{Nu} = 10 \text{ при } \text{Pe} < 100,$$

$$\text{Pe} = 12(\gamma - 1) T_0 R |S| / \nu |T_0 - T_g|.$$

Расчет динамики структуры волны разрежения в кавитирующей жидкости проведен для следующих параметров: $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$, $c_v = 0,718 \cdot 10^7 \text{ см}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $\lambda_g = 2470 \text{ г} \cdot \text{см}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$, $k_0 = 10^{-4}$, $R_0 = 50 \text{ мкм}$ [15].

Рис. 7 демонстрирует распределение давления в жидкости в моменты времени $t = 20$ и 40 мкс (а) и 440 мкс (б). Видно, что волновое поле разделяется на две характерные части: предвестник, формирующийся центрированной волной разрежения и распространяющийся с «замороженной» скоростью звука по невозмущенной жидкости, и основное возмущение в виде волны с осциллирующим фронтом, которая распространяется с равновесной скоростью, характерной для двухфазной пузырьковой среды. Можно отметить полную аналогию с обнаруженным автором эффектом расслоения ударных волн в пузырьковых средах на предвестник и волновой пакет [16].

2. Переход к стадии фрагментации, методы регистрации. Как отмечалось выше, при достаточно интенсивных волнах разрежения развитие пузырьковой кавитации характеризуется неограниченным ростом зародышей из всего теоретически возможного спектра размеров. Малые времена релаксации растягивающих напряжений в зоне кавитации по сравнению с характерными временами развития зоны до объемных концентраций в несколько десятков процентов привели к идее двухфазной модели с мгновенной релаксацией [17], согласно которой за фронтом волны разрежения среда характеризуется лишь инерциальными свойствами. При таком подходе ограничения на объемную концентрацию, очевидно, снимаются и зона может развиваться вплоть до образования структуры типа пены.

В настоящее время, к сожалению, еще нет полного понимания существенно нелинейных процессов неограниченного роста пузырьков в кавитационных кластерах, их гидродинамического взаимодействия при формировании плотной упаковки с объемной концентрацией $0,5-0,75$ и перехода через пенную структуру к откольным эффектам и выделению капельной фазы. Поэтому принципиальным становится этап накопления экспериментальной информации и развития методик, позволяющих определять характерные особенности процесса. Заметим, что в механике твердого тела обычно рассматриваются два типа разрушения при импульсных нагрузках: пластический и хрупкий. Для последних характерно образование разрывов (отколов) в виде поверхностей, на которых возникают критические напряжения. Исследование структуры потока кавитирующей жидкости при подводном взрыве вблизи свободной поверхности показало, что ее разрушение в

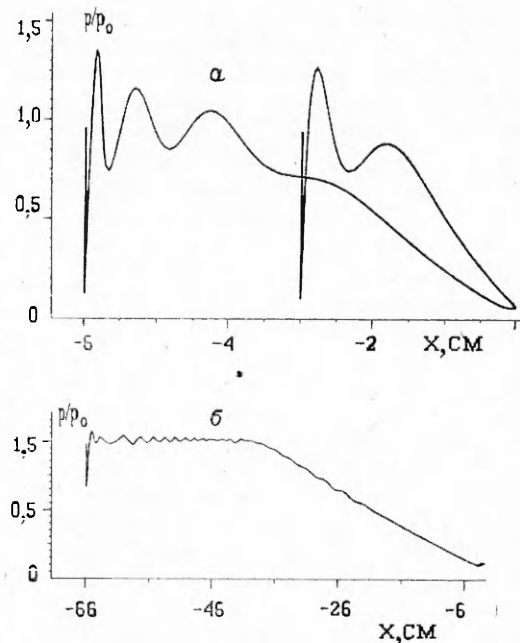


Рис. 7

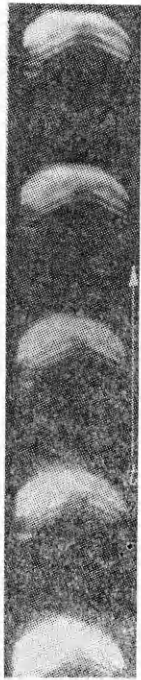


Рис. 8

интенсивных волнах разгрузки протекает по обеим схемам — регистрируются кавитирующие отколы (рис. 8) [18]. Таким образом, кавитирующая жидкость проявляет хрупкие свойства, что нехарактерно для идеальной жидкости. Природа этого эффекта еще ждет своего объяснения и ответа на вопрос, где и почему в каком-то месте большого массива кавитирующей жидкости формируются отколы. Возможно, предпосылка к их формированию «закладывается» волновым полем изначально.

Укажем на ряд методик, которые позволяют в определенной мере оценить основные элементы процесса. Эксперименты [17] со взрывающейся проволокой показали, что при осевом нагружении цилиндрического жидкого образца течение разбивается на две зоны: кавитирующую внешнюю и внутреннюю в виде сплошного жидкого кольца, прилегающего к полости с продуктами взрыва. Очевидно, что при развитии процесса внешний кавитирующий слой должен разрушиться на фрагменты (среда перестает быть сплошной) и, следовательно, датчик, регистрирующий в какой-то окрестности свободной поверхности динамический напор, должен показать плавный переход от одного состояния к другому. Рис. 9, а в виде пространственной диаграммы давления как функции времени и расстояния δ до свободной поверхности показывает «двухимпульсную» структуру давления торможения. Видно, что по мере удаления точки регистрации импульс, соответствующий потоку кавитирующей жидкости, заметно ослабевает. Примерно к 150—200 мкс он практически исчезает, что можно считать результатом формирования пенной структуры как промежуточного этапа в процессе разрушения. Второй импульс отвечает слою сплошной жидкости, который разрушается заметно позже из-за развивающейся неустойчивости. Эксперимент показывает, что при обратимом развитии кавитации разрушения не происходит и обе «волны» давления через некоторое время сливаются.

Более точно факт инверсии может быть зарегистрирован при измерении электрического потенциала в среде. В дисперсной системе, как известно, при относительном движении фаз возникает разность потенциалов в направлении относительной скорости. Причина — наличие двойного электрического слоя на границе раздела фаз и срыв при обтекании пузырька или капли адсорбированных на их поверхности ионов. Естественно, знаки их будут различны для каждой двухфазной структуры. Таким образом, регистрируя момент изменения знака потенциала, можно утверждать, что инверсия двухфазности произошла. Такие измерения были выполнены в [19] в рамках постановки, аналогичной [17], и показали, что примерно к 500—600 мкс процесс инверсии завершается полностью (рис. 9, б, 1 — кавитирующая жидкость, 2 — система газ — капли, качественный характер).

Непрозрачность интенсивно развивающейся кавитационной зоны и экранировка ее внутренней структуры пузырьковым слоем на стенках ударной трубки делают нерезультативным использование стандартной высокоскоростной оптической кино-

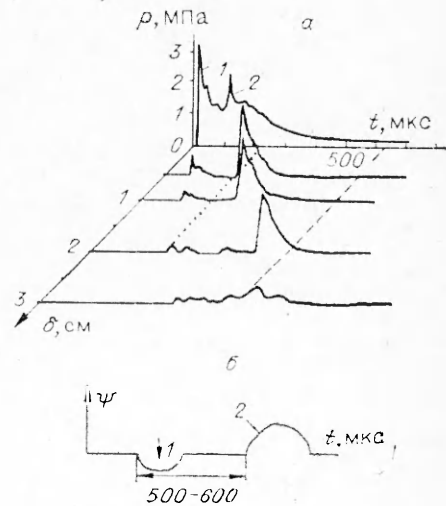


Рис. 9

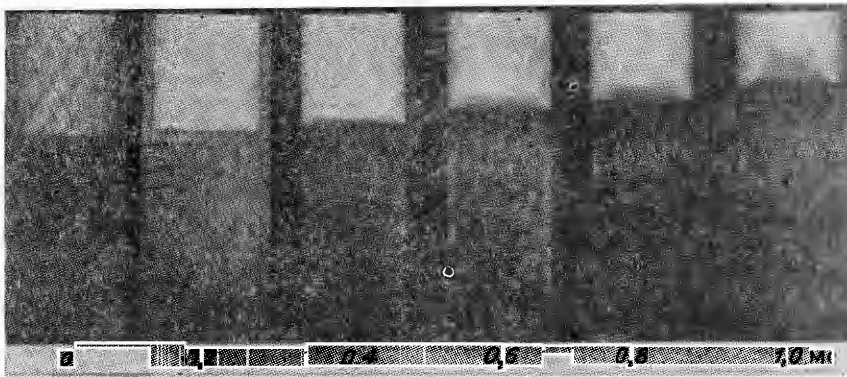


Рис. 10

съемки. Возможности существенно расширяются при использовании импульсного рентгена [20].

Исследования поздней оптически непрозрачной стадии кавитационного процесса в интенсивных волнах разрежения с использованием трех рентгеновских аппаратов проводились на двухдиафрагменной гидродинамической ударной трубке. Последняя состоит из трех секций: камеры высокого давления, вакуумированного разгонного капала (с метаемым поршнем и двумя разделяющими диафрагмами на концах) и рабочей секции из дюралюминия с исследуемой жидкостью. Разрыв нижней диафрагмы инициировался электромагнитной системой с иглой, скорость поршня перед ударом по верхней диафрагме, отделяющей капал от рабочей жидкости, регистрировалась волоконно-оптическими датчиками. Вся система синхронизована с тремя рентгеновскими аппаратами, запускаемыми с различными наперед заданными задержками и позволяющими осуществлять сверхскоростную покадровую рентгеновскую съемку. Средняя энергия излучения около 70 кэВ, длительность одной вспышки 80 нс. Ударная волна возбуждается в жидком образце в результате удара поршня. Длительность ее положительной фазы составляет несколько десятков микросекунд, а амплитуда меняется в диапазоне 20—30 МПа. Отражение ее от свободной поверхности жидкости приводит к интенсивному развитию кавитации, типичные рентгенограммы которой для различных моментов времени от нуля до 1 мс приведены на рис. 10 (интервал между кадрами 200 мкс). Несложно видеть, что уже к 600 мкс кавитационные пузырьки достигают плотной «упаковки» с крупными парогазовыми ячейками.

Только компьютерная обработка распределения плотности изображения негативов рентгенограмм позволяет достаточно свободно анализировать динамику процесса, не вмешиваясь в него какими-либо датчиками. Она позволяет получать машинные версии экспериментальных данных, которые легко поддаются обработке, предоставляя уникальную возможность восстанавливать динамику структуры зоны кавитации (нижний предел разрешения по концентрации около 2 %) в любом сечении. На рис. 11 показаны характерная компьютерная версия одного из моментов развития кавитации и среднее по сечению распределение локальной плотности вдоль линии, расположенной на расстоянии $R/2$ параллельно оси симметрии. Объемная концентрация k парогазовой фазы вдоль сечения меняется от нуля (однородная жидкость) до нескольких десятков процентов вплоть до системы с плотной упаковкой пузырьков ($k \approx 75\%$).

Из экспериментов видно, что перед выходом процесса на фрагментизацию зона интенсивно развитой кавитации по внешним признакам может быть определена как зона с пузырьками «насыпной плотности». При этом цепочки касающихся друг друга пузырьков могут заполнять объем смеси смещением на радиус пузырька или параллельным перене-

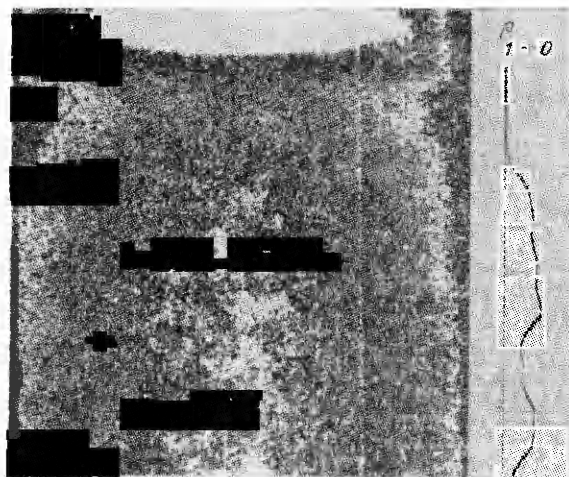


Рис. 11

сом. Предполагая неизменность их сферической формы при начальном числе зародышей порядка 10^6 см^{-3} , несложно оценить, что размер жидких фракций, возникающих в пространстве между касающимися пузырьками в такого рода структурах, в зависимости от конфигурации заполнения колеблется в интервале 7—25 мкм. Эта оценка сделана по центральному ядру, хотя оно исходя из конфигурации заполнения должно иметь несколько тонких «шлейфов», которые в процессе разлета и разрушения могут дать в

спектр капельной структуры формирующейся инверсионной двухфазной среды частицы с микронным размером.

3. Об одной физической модели разрушения. Основные черты процесса разрушения конечного объема жидкости со свободной поверхностью при взрывном нагружении, получившего название кавитационного разрушения [4], можно описать следующим образом. Отражение сильной ударной волны от свободной поверхности приводит к формированию волны разгрузки, за фронтом последней наблюдается интенсивное развитие пузырьковой кавитации на ядрах, роль которых играют микро неоднородности, всегда содержащиеся в реальных жидкостях.

Неограниченное развитие кавитационных пузырьков приводит к образованию пенной структуры в «кипящей» жидкости. Последняя в процессе инерционного расширения, начало развития которого, как отмечалось выше, можно связать с завершением релаксации растягивающих напряжений, трансформируется в конечном итоге в газокapельную структуру. Естественно, что в каждом конкретном случае длительность той или иной фазы процесса разрушения может быть различна и существенно зависеть от динамики нагружения. Тем не менее, основываясь на приведенных выше экспериментальных и численных исследованиях, можно отметить характерные времена процесса: порядка микросекунд — релаксация растягивающих напряжений, десятки микросекунд — развитие плотного кавитационного кластера, сотни микросекунд — формирование пенной структуры, порядка миллисекунд — ее развал на жидкие (возможно, кавитирующие) фрагменты. Ниже приведены экспериментальные и численные результаты исследования последней фазы процесса.

Пренебрегая неизвестными пока деталями процесса перехода из пенной структуры в капельную, будем считать, что процесс фрагментации произошел мгновенно, как только структура зоны кавитации достигла состояния плотной упаковки пузырьков. При этом предполагаем, что плотная упаковка пузырьков мгновенно трансформировалась в плотную упаковку упругих сферических несдвигающихся жидких капель, спектр размеров которых оценивался в конце п. 2. Эту модель можно назвать «песчаной», принимая во внимание, что рассматриваемая структура среды характеризуется только упругими взаимодействиями частиц.

Естественным должен быть следующий шаг: экспериментальное сопоставление характерных деталей процесса взрывного разрушения сплошной жидкой и натуральной песчаной оболочек при соблюдении всех геометрических параметров системы заряд — оболочка.

Высокоскоростная киносъемка процесса разлета обоих типов цилиндрических оболочек при их осевом нагружении показала полную идентичность основных структурных особенностей формирующихся при этом двухфазных потоков. На рис. 12 для двух относительных толщин исследуемых систем $R = (5-4)R_3$ (а) и $R = 10R_3$ (б) приведены результаты кадровой развертки разлетающихся жидкого и песчаного облаков. Можно отметить идентичность возникающих в одно и то же время аналогичных стримерных структур газокапельных и песчаных потоков, характерных для тонких оболочек, и сохранение цилиндрической формы при больших калибрах.

Для изучения тонкой структуры потока при формировании песчаного облака было разработано специальное устройство для регистрации динамики распределения частиц в потоке в произвольной локальной точке. Оно представляло собой диск с плоским ободом высотой около 2 см, радиусом около 15 см, который устанавливался на вал двигателя и мог вращаться с линейной скоростью до 150 м/с. По его внешнему периметру крепились лента специальным клеевым составом наружу. Вся конструкция размещалась в герметически закрытом кожухе с небольшим окошком 2×2 см, расположенным напротив ленты, и вентилятором. Эта ловушка располагалась на заданном расстоянии от сборки заряд — оболочка и заранее выводилась на нужный режим по скорости, которая определялась по длительности потока в результате анализа скоростной кинограммы развития процесса в окрестности данной точки, чтобы исключить возможность повторного наложения потока. Так как окошко в ловушке постоянно открыто, то какой-либо синхронизации ее запуска с процессом не требовалось. При взрывном разрушении часть потока попадала в ловушку, частички фиксировались на вращающейся ленте, которая таким образом регистрировала изменение во времени концентрации частиц и их распределение по мере прохождения потока через данную точку.

На рис. 13 представлены две развертки структуры песчаного потока на расстояниях 0,6 и 1 м (а, б). Интересно отметить, что поток характеризуется своеобразной стратификацией частиц по размерам. На расстоянии 0,6 м более мелкие частицы расположены в хвосте потока, а на расстоянии 1 м ловушка фиксирует только крупные частицы. Таким образом, песчаное облако к моменту остановки должно оказаться существенно стратифицированным: мелкие частицы занимают центральную его часть, а крупные располагаются на периферии.

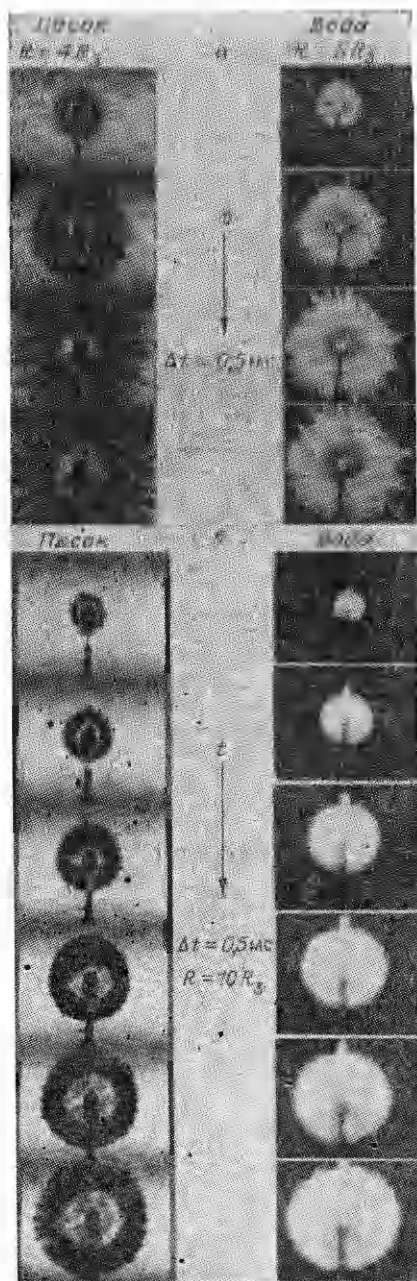


Рис. 12

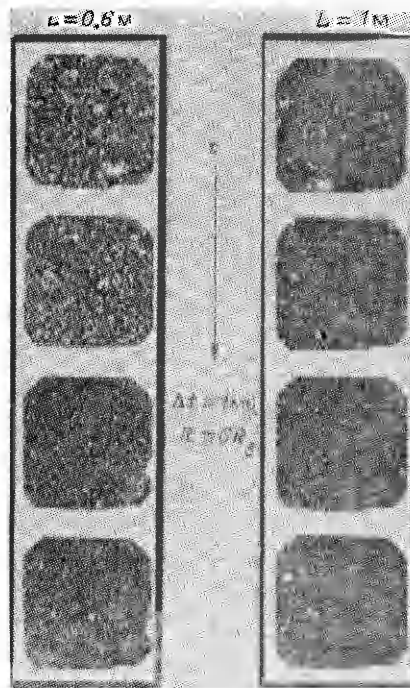


Рис. 13

Упомянутая модель с мгновенной трансформацией пенной структуры в капельную была проанализирована численно в следующей постановке [21]. Сферический заряд ВВ с плотностью ρ_0 и радиусом r_1 окружен оболочкой с внешним радиусом r_2 , которая представляет собой двухфазную смесь жидкие частицы — воздух с объемной долей дисперсной фазы 74 %, равной концентрации плотной упаковки шаров. Детонация заряда моделируется мгновенным взрывом при постоянном объеме с некоторым средним значением давления в продуктах детонации, имеющих ту же плотность ρ_0 . Сферически-симметричное движение такой двухфазной смеси можно описать системой уравнений механики гетерогенных сред, выписываемых для каждого компонента отдельно:

$$\begin{aligned} \rho_{1t} + r^{-2}(r^2 \rho_1 u_1)_r &= 0, \\ \rho_{2t} + r^{-2}(r^2 \rho_2 u_2)_r &= 0, \end{aligned}$$

$$(\rho_1 u_1)_t + r^{-2}(r^2 \rho_1 u_1^2)_r + \alpha_1 p_{2r} + [\alpha_1 (p_1 - p_2)]_r = -f,$$

$$(\rho_2 u_2)_t + r^{-2}(r^2 \rho_2 u_2)_r + \alpha_2 p_{2r} = f,$$

$$(\rho_2 e_2)_t - r^{-2}(r^2 \rho_2 e_2 u_2)_r = \alpha_2 p_2 (\rho_1^0 u_1 + u_2 \rho_2^0)_r / \rho_2^0,$$

$$(\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2)_t + r^{-2}[r^2(\rho_1 u_1 E_1 + \rho_2 u_2 E_2) + r^2(\alpha_1 u_1 p_1 + \alpha_2 u_2 p_2)]_r = 0.$$

Здесь $\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i$ ($i = 1, 2$); $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$; $f = 0,75 \alpha_2 \rho_1^0 C_d |u_1 - u_2| (u_1 - u_2)/d$; индексы 1 и 2 присвоены газовой и дисперсной фазам; d — диаметр частиц; ρ_i , ρ_i^0 , α_i , u_i , p_i , E_i , e_i — средняя и истинная плотность, объемная концентрация, скорость, давление, полная и внутренняя энергия i -й фазы. Выражения для коэффициентов сопротивления приведены в [21], для дисперсной фазы используется уравнение состояния в форме Тэта. Система замыкается условием совместного деформирования фаз при следующем предположении: при $\alpha_2 > 0,74$ частицы деформируются так, что укладываются в вершинах правильных тетраэдров, поверхность соприкосновения двух частиц плоская, а вне точек соприкосновения они сохраняют сферическую форму.

Численные расчеты проводились по методу крупных частиц. При этом в силу большой скоростной неравновесности фаз для устойчивости счета правая часть в уравнениях сохранения импульсов аппроксимировалась следующим образом: один множитель брался с нижнего (по времени) слоя разностной сетки, другой — с верхнего. В качестве ВВ рассчитывался гексоген с плотностью $\rho_0 = 1,65$ г/см³ и калорийностью 1,32 ккал/г. Другие исходные параметры задачи: $r_1 = 0,3$ см, $r_2 = 1,5$ см, $e_1 = 5526$ Дж/г, $\rho_1 = 1,65$ г/см³, $\alpha_2 = 0,74$, $\rho_2^0 = 1$ г/см³, $u_2 = 0$, $e_2 = 0$. Внешняя относительно капельной оболочки среда — воздух, его начальные параметры: $\rho_1 = 0,001$ г/см³, $u_1 = 0$, $e_1 = 250$ Дж/г.

Расчеты проведены для трех сортов жидких частиц: $d = 1, 6$ и 60 мкм. Анализ численных исследований показал, что можно выделить три стадии развития процесса. Первая связана с распадом разрыва на внутренней границе двухфазной области, который приводит к возникновению волны разрежения в продуктах детонации и ударной волны в газовой и дисперсной (штриховые линии, рис. 14, а) фазах. При этом

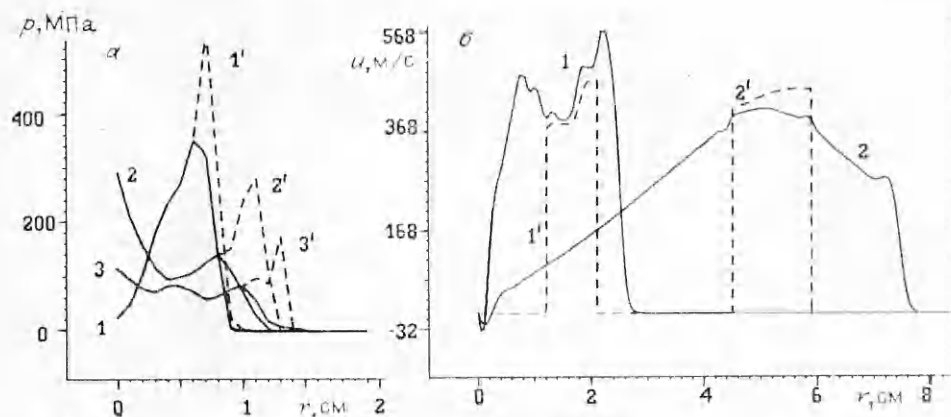
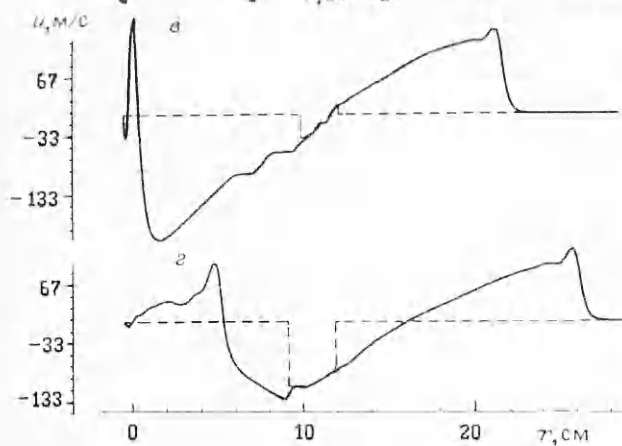


Рис. 14



ударная волна в газе несколько отстает и заметно меньше по амплитуде, чем в жидких частицах (линии 1, 1'—3, 3' соответствуют моментам времени 3, 6 и 9 мкс, рис. 14, а). Под действием ударной волны дисперсная фаза сжимается и приобретает большую по сравнению с газом скорость:

граница продуктов детонации отстает от внутренней кромки дисперсного слоя. После выхода ее на внешнюю границу в воздухе возникает отошедшая ударная волна, а в частицы распространяется волна разрежения, которая наряду с дивергентными эффектами приводит к быстрому падению напряжений в частицах, и их плотность к 20 мкс становится ниже насыпной (частицы разделились, оболочка стала проницаемой).

На второй стадии идет перекачка кинетической энергии в дисперсную фазу. Можно считать, что этот этап заканчивается к 60—70 мкс, когда давление в продуктах детонации падает до атмосферного, частицы начинают тормозиться (рис. 14, б, распределение массовых скоростей для $t=20$ и 100 мкс — линии 1, 1' и 2, 2'). Третий этап характеризуется кумуляцией волны разрежения к центру и достаточно интенсивным возвратным течением газа (рис. 14, в, $t=350$ мкс), который тормозит, а затем и увлекает мелкие частицы к центру (рис. 14, г, $t=500$ мкс), определяя таким образом механизм стратификации частиц по размерам, замеченный в экспериментах. Этот же эффект определяет и резкое (примерно в 40 раз) увеличение толщины двухфазного слоя при выходе на асимптоту по внутреннему и внешнему размерам. Волновые процессы в газовой фазе накладывают заметный отпечаток на динамику внутренней границы слоя, которая осциллирует с характерной для этих процессов частотой.

«Песчаная» модель одной из стадий процесса разрушения жидкости при взрывном нагружении может найти интересное продолжение в рамках результатов экспериментальных исследований структуры течения пылевидного слоя в волне разрежения, выполненных в Graduate Aeronautical Laboratories (California Institute of Technology) под руководством проф. В. Sturtevant [22], который обсуждал эти проблемы с автором обзора после его лекции на изложенную в настоящей работе тему.

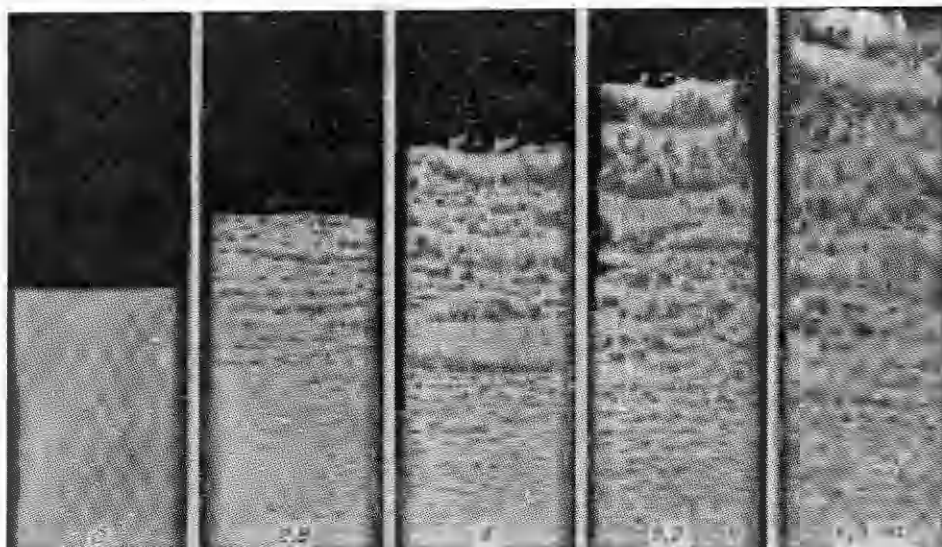


Рис. 15

Постановка экспериментов в [22] состояла в следующем. Слой длиной 60 см из стеклянных шариков диаметром 125 мкм насыпался на дно цилиндрической рабочей камеры, наполненной воздухом при атмосферном давлении и отделенной от камеры высокого давления (0,31 МПа) диафрагмой. После разрушения последней волна разрежения распространялась по воздушному промежутку, достигая границы слоя, отражалась от него и частично преломлялась внутрь слоя. Эксперименты показывают, что преломленная волна вызывала быстрое расширение газа в порах между частицами, причем расширение происходило таким образом, что первоначально образовывались горизонтальные разрывы типа отколов в жидкости (рис. 15 [22]), которые трансформировались затем в систему полостей, образуя сотовую структуру (можно сравнить с рис. 10). Согласно экспериментальным данным [22], толщины «откалываемых» пластин в пылевидном слое составляют несколько диаметров частиц, которые в верхней части слоя получают среднее ускорение около 275g в первые 5 мс и достигают скоростей около 15 м/с. Заметим, что плотность частиц в пылевидном слое равна примерно $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и соответствует числу зародышей кавитации в реальной жидкости, а сам слой моделирует состояние кавитирующей жидкости, когда пузырьковая зона достигает «насыпной» плотности.

Приведенный анализ некоторых существенно нелинейных эффектов, определяющих поведение реальных жидкостей под действием взрывных нагрузок, показал, что, несмотря на значительную сложность, возможно построение адекватных физико-математических моделей, описывающих волновые процессы в кавитирующих и разрушающихся жидкостях и динамику их состояния. Рассмотренные экспериментальные постановки и предложенные методики позволили решить ряд принципиальных вопросов, касающихся механики развития процесса разрушения жидкости.

Из круга нерешенных проблем необходимо прежде всего отметить механизм «хрупкого» разрушения пенной структуры и переход пена — капли, разработку методик, позволяющих разрешить весь возможный спектр зародышей, вопросы устойчивости их комбинационных структур типа газовые ядра — твердые частицы, проблему метастабильного состояния жидкости в «глубокой» отрицательной фазе и кинетику формирования паровых центров на фронте интенсивной волны разрежения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Trevena D. H. Cavitation and tension in liquids.— Bristol; Philadelphia: A. Hilger, 1987.
2. Wilson D. A., Hoyt J. W., McKune J. W. Measurement of tensile strength of liquid by explosion technique // Nature.— 1975.— V. 253, N 5494.
3. Carlson G. A., Henry K. W. Technique for studying tension failure in application to glycerol // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 42, N 5.
4. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ.— 1978.— № 4.
5. Коул Р. Подводные взрывы.— М.: ИЛ, 1950.
6. Kedrinskii V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface // Acta Astronautica.— 1976.— V. 3, N 7—8.
7. Бесов А. С., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в ЖТФ.— 1984.— Т. 10, вып. 4.
8. Hammit F. G., Koller A., Ahmed O. et al. Cavitation threshold and superheat in various fluids // Cavitation: Proc. conf., Edinburg, 1974.— London; N. Y.: Mech. Eng. Publ. Ltd, 1976.
9. Kedrinskii V. K. Peculiarities of bubble spectrum behavior in cavitation zone and its effect on wave field parameters. Ultrasonics Intern. 85: Proc. conf., London, 1985.— Gilford, 1985.
10. Kedrinskii V. K. On relaxation of tensile stresses in cavitating liquid // 13th Int. Congress on Acoustics, Beograd, 1989: Proc.— Sabac: Dragan Srnic Press, 1989.
11. Спротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля.— М.: Наука, 1968.— Ч. 5.
12. Kedrinskii V. K. On multiplication mechanism of cavitation nuclei // 12th Int. Congress on Acoustics, Toronto, 1986: Proc.— Toronto, 1986.
13. Кедринский В. К., Ковалев В. В., Плаксин С. И. Об одной модели пузырьковой кавитации в реальной жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 5.
14. Hansson I., Kedrinskii V., Mørch K. On the dynamics of cavity cluster // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1982.— V. 15.
15. Kedrinskii V., Plaksin S. Rarefaction wave structure in cavitating liquid // Проблемы нелинейной акустики: Сб. тр. симпоз. IUPAP — IUTAM по нелинейной акустике.— Новосибирск, 1987.— Ч. 1.
16. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1968.— № 4.
17. Chernobaev N. N. Modelling of shock-wave loading of liquid volumes // Adiabatic waves in liquid vapor systems: Proc. IUTAM Symp., Gottingen, 1989.— Berlin et al.: Springer, 1989.
18. Kedrinskii V. K. The experimental research and hydrodynamical models of a "sultan" // Arch. Mech.— 1974.— V. 26, N 3.
19. Стебновский С. В. О механизме импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1989.— № 2.
20. Bergardt A. R., Bichenkov E. T., Kedrinskii V. K., Pal'chikov E. I. Optic and x-ray investigation of water fracture in rarefaction wave at later stage // Optical Methods in Dynamics of Fluids and Solids: Proc. IUTAM Symp., Prague, 1984.— Berlin et al.: Springer, 1985.
21. Гелц И. Г., Кедринский В. К. Динамика взрывного нагружения конечного объема двухфазной смеси // ПМТФ.— 1989.— № 2.
22. Anilkumar A. V. Experimental studies of high-speed dense dusty gases: Thesis.— Pasadena, 1989.

г. Новосибирск

Поступила 29/VI 1992 г.

УДК 534.1

А. В. Дубовик

О КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ И ВОЛНОВОМ ОПИСАНИИ СОУДАРЕНИЯ УПРУГИХ ТЕЛ

Квазистатический и волновой подходы к описанию явления соударения твердых тел разработаны в конце прошлого века в трудах Навье, Сен-Венана и других классиков механики [1—4]. Напомним, что, согласно квазистатической теории, силы, возникающие при ударе, носят далекодействующий характер, а соударяющиеся тела рассматриваются