

УДК 532.538

**ЭВОЛЮЦИЯ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ЗОНЫ РАЗРУШЕНИЯ
ЖИДКОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ ***

А. Р. Бернгардт, В. К. Кедринский, Е. И. Пальчиков

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

Динамическое разрушение жидкостей имеет ряд особенностей по сравнению с аналогичными процессами в твердых телах. К ним относятся: 1) возникновение и развитие вблизи свободной поверхности обширной кавитационной зоны [1, 2] при однократном нагружении взрывной волной; 2) образование откольных слоев пенной структуры [1]; 3) превышение на порядки характерных времен развития процесса по сравнению с длительностью волны нагрузки [3, 4]; 4) неопределенность места откола и невозможность фиксации конечного состояния образца.

Процесс кавитационного разрушения в целом разделяют на следующие этапы [5]: рост микропузырьков, приводящий к образованию кавитационной зоны; развитие зоны до формирования структуры типа пены [3]; разрушение пены вследствие диспергирования. Наибольшую часть времени зона кавитации оптически непрозрачна. Процесс формирования крупномасштабных разрывов в жидкости в результате слияния пузырей является важной фазой разрушения, не исследованной до сих пор в деталях из-за методических трудностей. В [3] для изучения оптически непрозрачных кавитационных зон в воде предложено использовать импульсную рентгеновскую съемку. Полученная серия рентгеновских снимков развития кавитационного процесса позволила проследить динамику внутреннего состояния жидкого образца и изучить зависимость характера процесса от параметров нагружения [6]. Эта же методика позволяет с применением специальных меток определить динамику массовых скоростей в зоне кавитации.

В настоящей работе представлены метод и результаты обработки на ЭВМ рентгенограмм, полученных в экспериментах по ударно-волновому нагружению образца воды. Метод обработки рентгеновских снимков предполагает преобразование рентгеновских изображений в цифровую форму, введение этих данных в компьютер и последующую обработку по специально разработанной программе. Конечной целью является извлечение количественной информации о внутренней структуре и динамике плотности зоны кавитации на этапе формирования макрополостей в образце. Результаты обработки серий последовательных рентгеновских снимков процесса приводятся в виде полей плотности среды в тоновой интерпретации.

Заметим, что, согласно [6, 7], имеют место два режима развития кавитации. Процесс может быть обратимым, когда возникающие кавитационные пузырьки в конечном итоге схлопываются и образец восстанавливает прозрачность. При превышении критических значений интенсивности ударной волны процесс роста пузырьков становится необратимым, что приводит к формированию пенной структуры. Приведенные ниже результаты экспериментального исследования кавитационного разрушения

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

образцов воды получены при значениях параметров нагружения, близких к критическим.

Сущность метода состоит в разбиении объекта на конечное число элементарных объемов, плотность в которых рассчитывается по данным оцифрованного снимка на основании законов поглощения и фотометрических соотношений. Процесс в целом симметричен относительно оси ударной трубы, в силу чего можно ограничиться введением средней плотности $\rho(z, r)$. При обработке предполагается, что:

1) в пределах исследуемого объекта расхождением пучка и изменением спектра рентгеновского излучения можно пренебречь и принять линейный закон поглощения

$$dI = -I\mu\rho dx, \quad I = I_0 \exp(-\mu\rho x); \quad (1)$$

2) значения фотометрической плотности снимка находятся в пределах линейного участка сенситометрической кривой фотоматериала, т. е. выполнен закон

$$D_1 - D_2 = \gamma \lg(E_1/E_2) \quad (2)$$

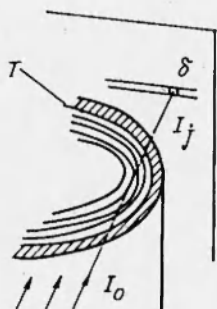


Рис. 1

для любых двух точек поля изображения снимка. Здесь $\gamma = \text{const}$ — коэффициент контрастности; E_k, D_k — экспозиция и фотометрическая плотность в точках k соответственно. Путь элементарного пучка интенсивности I_0 (рис. 1) через цилиндрический образец, помещенный в ударной трубе T , представляется состоящим из элементарных отрезков, являющихся пересечением лучевой линией концентрических колец, составляющих поперечное сечение образца. Прошедшее через объект излучение, попадая на пленку, формирует изображение, составленное из соответствующих элементов-пикселей размером, равным поперечному сечению элементарного пучка. Обозначим величину средней

плотности среды в i -м кольце через ρ_i , тогда для j -го луча интенсивность на выходе из трубы имеет вид

$$I_j = I_0 \exp(-2\rho\mu_t x_{ij} - 2 \sum \rho_{ij}\mu_{ij} x_{ij}), \quad (3)$$

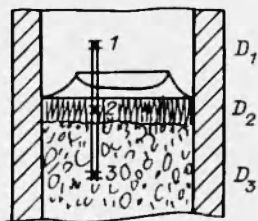


Рис. 2

где μ — эффективный массовый коэффициент поглощения излучения, зависящий от эффективной энергии излучения и различный для элементарных лучей, прошедших фильтр (стенки ударной трубы) и кавитирующий образец (поглощением в воздухе ввиду его незначительности пренебрегаем); x_{ij} — путь j -го луча в i -м кольце жидкого образца; x_{ij} — путь в стенке ударной трубы; ρ, ρ_{ij} — плотность материала стенки и среды в i -м кольце j -го луча соответственно. Здесь учтено, что каждое кольцо (кроме внешнего)

пересекается лучом дважды. Суммирование в (3) производится по числу i -х колец, зависящему от положения пересекающего их луча j .

Рассмотрим три элемента проекции, расположенных на одной прямой, параллельной оси симметрии объекта (рис. 2). Используя (1) и (2) с учетом (3), получим для этих трех точек соотношение плотностей почернения

D_k ($k = 1, 2, 3$):

$$\frac{D_3 - D_1}{D_2 - D_1} = \frac{(\mu \sum \rho_{ij} x_{ij})_3 - (\mu \sum \rho_{ij} x_{ij})_1}{(\mu \sum \rho_{ij} x_{ij})_2 - (\mu \sum \rho_{ij} x_{ij})_1} \quad (4)$$

Составив N соотношений вида (4) для N элементов проекции сечения, имеем систему уравнений для ρ , при этом если δ — размер пиксела, а R — внутренний радиус трубы, то $N\delta = R$. Если для точек сечений объекта, проекции которых ложатся на точки 1 и 2, плотности и конфигурация объекта известны, то величины $(\bar{\rho}_{ij})_{1,2}$ известны, а $(x_{ij})_k$ находятся из геометрических соображений. В данном случае обозначенная индексом 1 область соответствует воздушным слоям, поэтому членами с этим индексом в выражении (4) можно пренебречь. Остается N неизвестных величин $(\rho_{ij})_3$, относительно которых и разрешается система (4). Такие операции выполняются в каждом сечении для всего объема. Заметим, что физические постоянные γ и μ сокращаются в окончательных выражениях и для вычислений используются лишь экспериментальные значения D_k .

Для проверки корректности вычислений, оценки разрешающей способности метода и соответствия результатов действительности был выполнен расчет плотности тестового объекта. Этот объект представлял собой фигуру вращения диаметром 30 мм, высотой 32 мм, изготовленную из пенопласта с плотностью $\ll 1$ г/см³ (рис. 3). Рентгеновский снимок фигуры в ударной трубе (внутренний диаметр 30 мм, толщина стенок 5 мм), наполненной водой, был оцифрован на устройстве ФЕАГ Вычислительного центра СО РАН. Принцип действия устройства основан на сканировании пленки лазерным лучом диаметром 80 мкм. Данные оцифровки записывались на магнитную ленту и использовались для обработки по указанному выше методу. Графически поле плотности представлялось на экране растрового дисплея в тоновой интерпретации. Снимок с экрана дисплея приведен на рис. 4, где вместе с оцифрованным изображением (а) выведена соответствующая симметричная часть распределения плотности (б). Видно, что на участках оригинала снимка вблизи стенки трубы контур фигуры не просматривается. Расчет поля плотности дает форму сечения фигуры (рис. 4,б), удовлетворительно отвечающую оригиналу рис. 3.

Для оценки точности воспроизведения тестового изображения рассчитывалась величина среднеквадратичного отклонения

$$\sigma = \sqrt{\left[\sum_1^N (f_i - \bar{f}_i)^2 \right] / (N - 1)}$$

для точек контура тестовый объект-среда. В качестве \bar{f}_i принималось 0,5 г/см³, так как плотность объекта $\rho_o \approx 0$, а среды $\rho_c = 1$ г/см³. Для

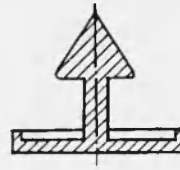


Рис. 3

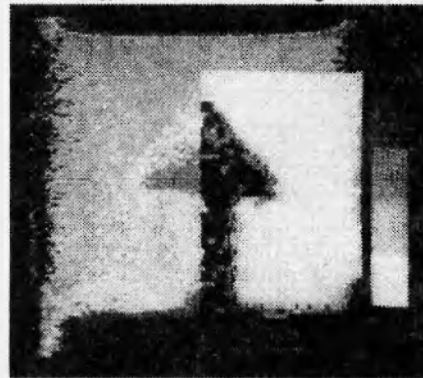


Рис. 4

точек наклонной границы $\sigma = 0,1 \text{ г/см}^3$, для точек контура вблизи стенки ударной трубы $\sigma = 0,135 \text{ г/см}^3$. Такая величина отклонения вполне удовлетворительна для данного случая с учетом, что объект при съемке находится в ударной трубе, которая рассеивает и поглощает примерно половину потока излучения. Следовательно, объекты, размеры которых имеют порядок $l_0 \approx 0,1(l_{c\rho c\mu c})/(\rho_0\mu_0)$, находятся вблизи порога разрешения. Здесь ρ_i , μ_i , l_i — плотности, массовые коэффициенты поглощения, размеры объекта или среды соответственно.

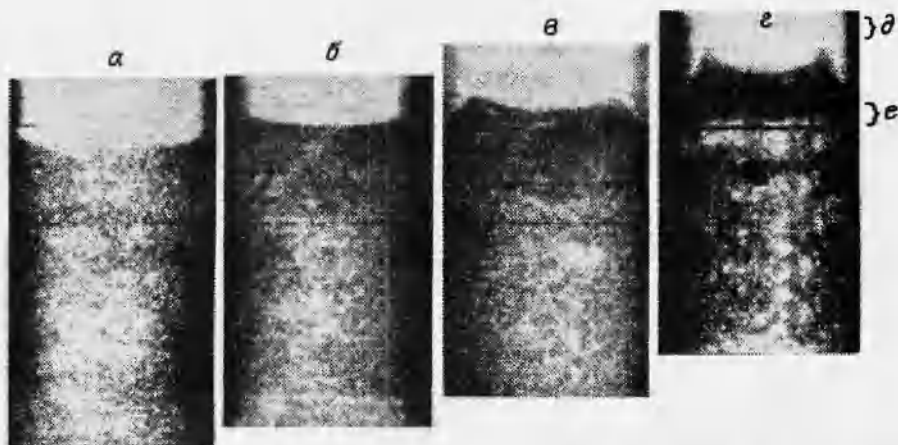


Рис. 5

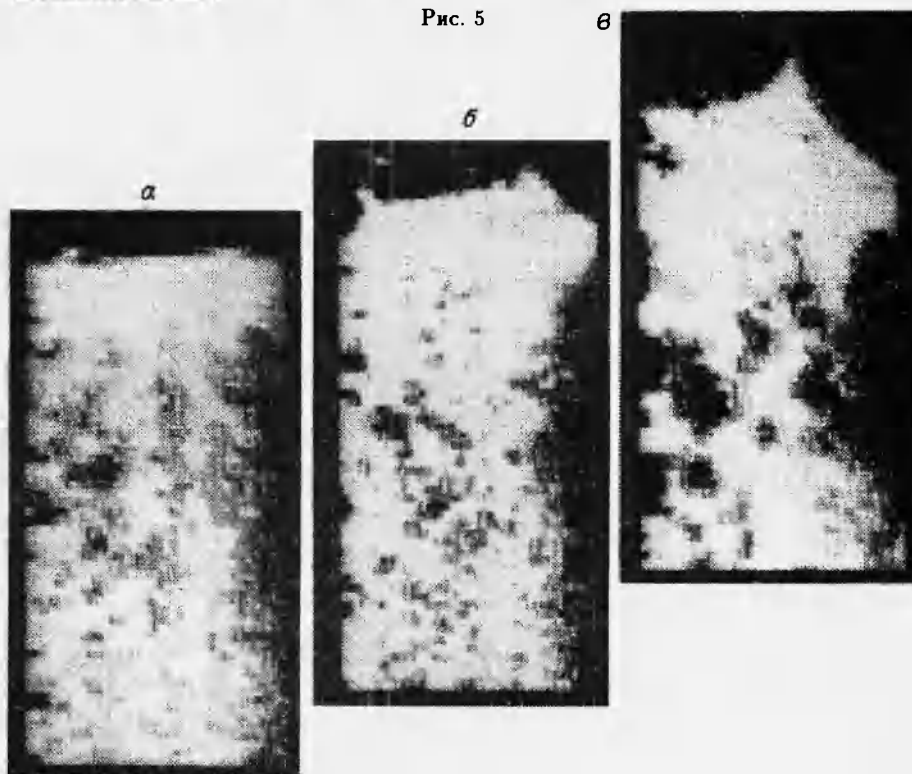


Рис. 6

Серия рентгеновских снимков последовательного развития кавитационной зоны (рис. 5) получена в одном эксперименте, когда образец воды нагружался ударной волной приблизительно треугольного профиля с ам-

плитудой $1,75 \cdot 10^7$ Па и длительностью 30 мкс. Источники излучения при съемке были расположены по окружности в плоскости, перпендикулярной оси ударной трубы с интервалом в 60° . На рис. 5 показано состояние образца до нагружения (а) и через 200, 400 и 800 мкс после выхода фронта ударной волны на свободную поверхность (б-г).

При вычислении распределения плотности среды проводились предварительная апподизация (усреднение) по каждой группе элементов 3×3 матрицы изображения и локальное усреднение по каждой из областей 4×8 пикселей. Эта операция позволяла уменьшить число шагов, а также погрешность в расчетах благодаря снижению уровня шумов зерен, практически не ухудшая пространственного разрешения.

Полученные распределения плотности выводились на экран растрового дисплея. Фотографии полей плотности с экрана дисплея приведены на рис. 6, а-в для моментов времени 200, 400, 800 мкс. Использована тоновая интерпретация значений величины плотности. Светлые тона соответствуют более плотным областям. Ось симметрии совпадает с левым краем каждого изображения, правый край — внешняя граница образца. Для расчетов использовались участки снимка, изображающие части объекта с известным распределением плотности: фрагмент трубы, заполненный воздухом и сплошной водой (рис. 5, д, е). Данные по плотности почернения на этих участках отвечают тем частям объекта, плотность которых либо 0 (воздух), либо 1 г/см^3 (вода).

Из обработанных результатов экспериментов с одинаковыми параметрами нагружения составлялись серии изображений, позволяющие анализировать динамику внутренней структуры зоны кавитации. Три серии обработанных изображений, полученных в экспериментах с наиболее ха-

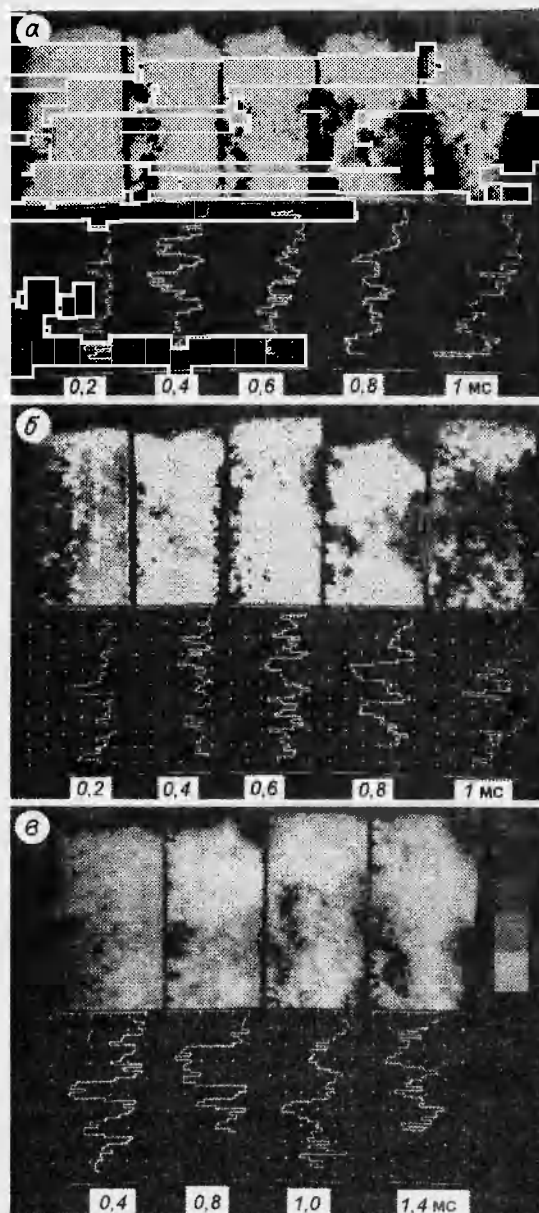


Рис. 7

ракторными параметрами нагрузки, приведены на рис. 7. Под соответствующими полями плотности даны графики распределения по вертикали значений плотности, взятых в узкой полосе шириной 10 элементов вблизи оси симметрии — левый край каждой картины, под графиками указано время съемки, отсчитанное от момента выхода фронта ударной волны на свободную поверхность образца. Каждая серия составлена из снимков, полученных в двух идентичных экспериментах.

К моменту 200 мкс состояние образца характеризуется наличием протяженных неоднородностей плотности (рис. 7,а,б). Рис. 7,а-в отвечает результатам экспериментов с длительностью и амплитудой ударной волны 50 мкс, $1,5 \cdot 10^7$ Па; 30 мкс, $1,6 \cdot 10^7$ Па; 70 мкс, $1,3 \cdot 10^7$ Па. К моменту 400 мкс (рис. 7,а,в) и 600 мкс (рис. 7,б) формируются макрополости с плотностью $\leq 0,1$ г/см³. Это могут быть кластеры крупных пузырей или одна макрополость.

Образовавшиеся полости увеличивают свой размер, могут менять конфигурацию и объединяться. Процесс объединения их отслеживается по снимкам, соответствующим одному эксперименту, например снимки при 400 и 800 мкс (рис. 7,а), 1 и 1,4 мс, 400 и 800 мкс (рис. 7,в), 600 мкс и 1 мс (рис. 7,б). Графики вертикального распределения плотности начинаются сверху: начало отвечает верхней границе зоны кавитации (на рис. 5 ниже зоны е). Они имеют резкие пульсации, связанные с сильной неоднородностью зоны, и указывают на формирование крупных полостей. В экспериментах не установлено регулярности в их пространственном расположении.

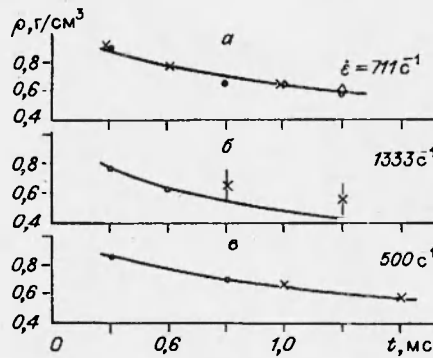


Рис. 8

Зависимость от времени средней по всей зоне плотности среды в экспериментах с одинаковыми параметрами нагружения имеет вид монотонной кривой. Графики таких зависимостей для рис. 7,а-в приведены на рис. 8,а-в соответственно. Разные точки относятся к разным экспериментам, линиями отмечена динамика плотности, рассчитанная теоретически в предположении мгновенной релаксации растягивающих напряжений за фронтом волны разрежения [8]:

$$\bar{\rho} = \rho_0 \frac{1}{1 + \dot{\epsilon}t}$$

При этом предполагается, что скорость деформации среды $\dot{\epsilon}$ постоянна и определяется крутизной спада давления за фронтом ударной волны. На графиках приведены соответствующие значения $\dot{\epsilon}$, рассчитанные по экспериментально зарегистрированным профилям давления.

Для нагрузки с параметрами $1,6 \cdot 10^7$ Па, 30 мкс (рис. 8,б) отклонение теоретической кривой от экспериментальных данных можно объяснить идеализацией соотношения $\rho(\dot{\epsilon}, t)$.

Экспериментальное подтверждение упомянутой зависимости дает возможность получить важный параметр процесса — время релаксации среды к состоянию «насыпной плотности» пузырьков (объемная концентрация парогазовой фазы находится в диапазоне $0,5 \div 0,7$), которое определяется как переходное в процессе разрушения:

$$t_* \approx \frac{\rho_0/\bar{\rho} - 1}{\dot{\epsilon}}$$

Это состояние среды можно определить как состояние между кавитирующей жидкостью и пенной структурой. Несложно видеть, что при $\rho_0/\bar{\rho} = 2$ время релаксации $t_* \approx 1/\dot{\epsilon}$ определяется лишь скоростью деформации. Согласно экспериментальным данным, для $\dot{\epsilon} \approx 1330 \text{ с}^{-1}$ время релаксации к пенной структуре составляет примерно 700 мкс, для $\dot{\epsilon} \approx 500 \text{ с}^{-1}$ $t_* \approx 2000$ мкс.

Предложенный комплексный метод исследования структуры двухфазных потоков с обработкой рентгеновских изображений позволяет регистрировать макронеоднородности плотности и динамику формирования макроразрывов в оптически непрозрачной кавитирующей жидкости. Данные по полям плотности представляют уникальную возможность анализа средних значений локальных параметров и являются важным элементом в построении физической модели процесса разрушения жидкости в интенсивных волнах разрежения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ. 1978. № 4. С. 66–87.
2. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ. 1975. № 5. С. 68–78.
3. Байков И. Р., Бернгардт А. Р., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И. Экспериментальные методы исследования кавитационных кластеров // ПМТФ. 1984. № 5. С. 30–34.
4. Чернобаев Н. Н. Особенности импульсного разрушения жидкости с разными физическими свойствами // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1988. Вып. 84. С. 135–143.
5. Кедринский В. К. Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // ПМТФ. 1993. № 3. С. 74–90.
6. Бернгардт А. Р. Динамика зоны кавитации при импульсном разрушении воды // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1992. Вып. 104. С. 3–15.
7. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ. 1986. № 1. С. 57–61.
8. Чернобаев Н. Н. Численное моделирование начальной стадии кавитационного разрушения жидкости при ударно-волновом нагружении // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1987. Вып. 83. С. 128–137.

Поступила в редакцию 21/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 14/IV 1991 г.