01;03

О двух режимах распространения взрывной волны в жидкости, содержащей пузырьки газа

© Е.Ю. Кумзерова, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: alexander.schmidt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 30 октября 2005 г.

Рассматривается эволюция сферически-симметричного слоя двухфазной газожидкостной среды при воздействии взрывной волны. Продемонстрировано существование двух характерных режимов распространения волн в такой среде.

PACS: 47.10.-g

Математическая модель пузырьковой среды. Модель основана на лагранжево-эйлеровском подходе к описанию двухфазной среды. В рамках этого подхода эйлеровский этап алгоритма описывает течение несущей фазы (жидкости) в приближении многоскоростных континуумов, а лагранжев — эволюцию дисперсных включений (пузырей) с помощью модели пробных частиц.

В предположении отсутствия проскальзывания между фазами уравнения динамики одномерного движения несущей фазы в этом случае записываются в виде [1]:

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = -f,$$

где z — вектор консервативных переменных, F — вектор потоков, f определяет тип симметрии (в данном случае сферическую симметрию):

$$z = \begin{bmatrix} (1-\alpha)\rho_l \\ (1-\alpha)\rho_l u \\ N_b \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} (1-\alpha)\rho_l u \\ (1-\alpha)[\rho_l u^2 + p_l] \\ N_b u \end{bmatrix}, \quad f = \begin{bmatrix} \frac{2(1-\alpha)\rho_l u}{x} \\ \frac{2(1-\alpha)\rho_l u^2}{x} \\ \frac{2N_b u}{x} \end{bmatrix}.$$

Здесь ρ_l, p_l — истинная плотность и давление жидкости, u — скорость смеси, α — объемная доля газовой фазы, N_b — численная концентрация пузырей.

Эйлеровский этап дополняется уравнением состояния воды в форме Тейта, которое в рассматриваемом диапазоне параметров можно записать в виде

$$p_l = p_a K\left[\left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^{\beta} - 1\right] + p_a,$$

где p_a, ρ_a — давление и плотность воды при нормальных условиях, $K = 3045$, $\beta = 7.15$.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений лагранжева этапа, описывающих эволюцию пробного пузыря, включает уравнение движения межфазной границы пузыря (уравнение Рэлея–Лэмба) [1], а также уравнения сохранения массы и энергии внутри пузыря [2]:

$$R\,\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho_l}\left\{p_g - p_l - \frac{2\Sigma}{R} - \frac{4\mu_l}{R}\,\frac{dR}{dt}\right\},$$

$$\frac{dp_g}{dt} = p_g\left(\frac{1}{T_g}\,\frac{dT_g}{dt} - \frac{3}{R}\,\frac{dR}{dt}\right),$$

$$\frac{dT_g}{dt} = -3\,\frac{T_g}{Rp_g}\left[(\gamma_g - 1)\left(p_g + \frac{2\Sigma}{R}\right)\frac{dR}{dt}\right].$$

Здесь R — радиус пузырьков, p_g, T_g — давление и температура газа в пузырьках, μ_l — вязкость жидкости, Σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Еще одно необходимое замыкающее соотношение связывает содержание газовой фазы α, концентрацию пузырьков N_b и их средний радиус R:

$$\alpha = \frac{4\pi}{3}\,R^3 N_b.$$

В начальный момент времени среда неподвижна, давление и температура жидкости и газа, концентрация пузырьков N_{b0} и их объемная доля α_0 считаются известными:

$$t = 0: \quad p_l = p_g = p_0, \quad T_l = T_g = T_{l0}, \quad \alpha = \alpha_0, \quad N_b = N_{b0}, \quad u = 0.$$

Левая и правая границы слоя представляют собой подвижные поверхности. На левой границе задается нестационарное давление, определяемое профилем падающей взрывной волны $p_1 = p_{bw}(t)$, на правой — атмосферное давление $p_2 = p_a$.

Численный метод. Для численного решения уравнений эйлерова этапа использовалась явная схема высокого разрешения типа Годунова, обладающая на гладких решениях вторым порядком аппроксимации [3].

Наличие существенно различных линейных и временны́х масштабов в уравнениях лагранжева этапа делает эти уравнения жесткими, что требует применения специальных методов численного решения. В работе использовался многошаговый метод Гира [4].

Распространение взрывной волны в конечном слое жидкости с пузырьками газа. Исследовалось влияние дисперсной фазы на распространение взрывной волны в сферическом слое жидкости толщиной 0.1 m, в котором равномерно взвешены пузырьки газа. Размеры и содержание пузырей варьировались. Волна генерировалась взрывом 0.2 kg ТНТ в сферической полости радиусом 0.5 m, она моделировалась импульсом давления с амплитудой $\sim 7 \cdot 10^6$ Pa, крутым передним фронтом $\Delta\tau_1 < 10^{-5}$ s и экспоненциально спадающим задним — $\Delta\tau_2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ s.

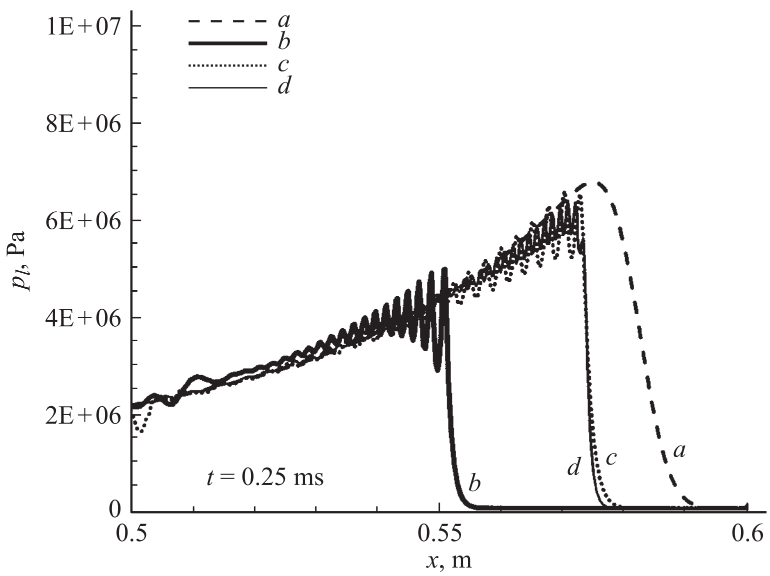

Рис. 1. Профиль давления поперек сферического слоя пузырьковой жидкости в момент времени $t = 0.25$ ms при разных объемных содержаниях и размерах пузырьков: a — жидкость без пузырьков; b — $R = 10^{-4}$ m, $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$; c — $R = 10^{-4}$ m, $\alpha = 10^{-3}$; d — $R = 5 \cdot 10^{-5}$ m, $\alpha = 10^{-3}$.

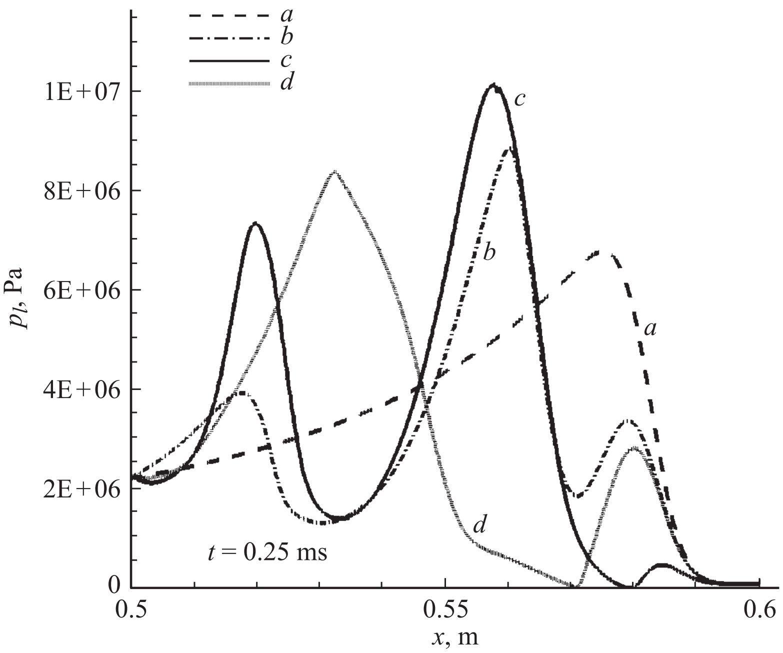

Рис. 2. Профиль давления поперек сферического слоя пузырьковой жидкости в момент времени $t = 0.25$ ms при разных объемных содержаниях и размерах пузырьков: a — жидкость без пузырьков; b — $R = 10^{-3}$ m, $\alpha = 10^{-3}$; c — $R = 10^{-3}$ m, $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$; d — $R = 2 \cdot 10^{-5}$ m, $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 1 для среды с пузырьками радиусом 10^{-4} и 10^{-5} m представлены профили давления жидкости. Можно видеть, что скорость распространения волны в смеси меньше, чем скорость в чистой жидкости, и зависит лишь от объемного содержания дисперсной фазы. Характер колебаний давления определяется размером пузырьков (рис. 1, кривые c и d). С уменьшением их радиуса уменьшаются амплитуда и период осцилляций давления, что определяется увеличением собственной частоты пузырьков.

Таким образом, для рассмотренного диапазона параметров объемное содержание дисперсной фазы влияет лишь на скорость распространения волны в пузырьковой среде, которая падает с увеличением α.

Рис. 2 для относительно больших пузырьков ($R \geqslant 10^{-3}$ m) демонстрирует распространение взрывной волны с предвестником и следующим за ним пакетом „переизлученных“ волн, которые „генерируются“ осцилляциями пузырьков. На возможность существования таких волн указывалось в монографиях [1,5]. Видно, что скорость распространения предвестника практически совпадает со скоростью волны в жидкости, а скорость распространения волнового пакета меньше. При этом, в отличие от рассмотренного выше режима, она зависит от начального размера дисперсных включений (рис. 2, кривые c и d) и не зависит от их объемного содержания (рис. 2, кривые b и c). Этот эффект связан с тем, что скорость распространения пакета „переизлученных“ волн определяется характерным временем пульсаций пузырьков, которое, в свою очередь, определяется их размером.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что в зависимости от начального радиуса пузырьков существуют два качественно различающихся режима распространения взрывных волн в пузырьковых средах. Это представляет большой интерес не только для углубления понимания динамики волновых процессов в таких средах, в частности „пассивной“ (первый режим) и „активной“ (второй режим) роли дисперсной фазы, но и для решения целого ряда прикладных задач.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 05-01-00809, 05-08-33420.

Список литературы

[1] *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 335 с.

[2] *Maeno K., Koushi T., Sato H.* // Proc. of the ISSW’21. Marcel, 1995 (on CD).

[3] *Родионов А.В.* // ЖВМиМФ. 1987. Т. 27. № 3. С. 1853–1859.

[4] *Oran E.S., Boris J.P.* Numerical simulation of reactive flows. Elsevier Science Publ., 1987. 655 p.

[5] *Кедринский В.К.* Гидродинамика взрыва. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.