

УДК 534.2.532

ДЕФОРМАЦИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПУЗЫРЬКЕ ПРИ ЕГО СИЛЬНОМ СЖАТИИ

© 2011 г.

Т.Ф. Халитова

Институт механики и машиностроения Казанского научного центра РАН

taliny@mail.ru

Поступила в редакцию 24.08.2011

Изучается деформация ударных волн в полости кавитационного пузырька при его сильном сжатии. Численное исследование построено на основе модели, являющейся обобщением модели Р.И. Нигматулина сильного сжатия сферического кавитационного пузырька на осесимметричный случай. Большое внимание уделяется влиянию искажения сферичности пузырька (отношения амплитуды отклонения от сферической формы пузырька к его радиусу) в начале сжатия на деформации ударной волны при ее вхождении в область «горячего ядра» (центральную область пузырька радиусом ~ 50 нм).

Ключевые слова: кавитационный пузырек, ударные волны, деформация, горячее ядро.

Введение

После открытия таких явлений, как однопузырьковая сонолюминесценция (SBSL) [1] и нейтронная эмиссия при акустической кавитации дейтерированного ацетона [2], возрос интерес к проблеме сильного сжатия газовых пузырьков в жидкости. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что сильное сжатие пузырьков сопровождается высокими давлениями, плотностями и температурами их содержимого. Это и вызывает свечение при сонолюминесценции и нейтронную эмиссию при акустической кавитации дейтерированного ацетона. В литературе большая часть работ направлена либо на исследование динамики пузырька в чисто сферическом случае, либо на изучение эволюции малых искажений сферичности поверхности пузырька. Однако согласно сформировавшемуся к настоящему времени представлению о сильном сжатии пузырька, экстремально высокие значения температуры, плотности и давления в нем достигаются за счет схождения ударной волны в центре пузырька. Данная теория основана на том, что форма пузырька в процессе сжатия и возникающая в нем ударная волна всегда остаются очень близкими к сферическим, чего в реальности может и не быть. Так, известно, что искажения сферичности пузырька в процессе его сжатия сильно возрастают, а сферическая форма ударной волны при ее схождении к центру является неустойчивой. Степень кумуляции энергии в центре несферических пузырьков может быть значительно ниже, чем при чисто сферическом сжатии. В связи с этим исследова-

ние особенностей динамики газа внутри несферического пузырька, включая несферические ударные волны, представляет особый интерес. Изучается деформация ударной волны, распространяющейся к центру слабонесферического пузырька при его сильном сжатии. Исследование выполнено в условиях, близких к условиям экспериментов по акустической кавитации дейтерированного ацетона. Определяются значения начальной несферичности пузырька, при которых ударная волна при ее вхождении в малую окрестность центра пузырька (горячего ядра) является слабонесферической, что необходимо для достижения сверхвысоких давлений и температур внутри пузырька.

Математическая постановка задачи и результаты

Математическая модель является обобщением модели Р.И. Нигматулина сильного сжатия сферического кавитационного пузырька [2] на осесимметричный случай. Движение пара в полости пузырька и окружающей жидкости описывается уравнениями динамики невязкого теплопроводного газа:

$$\rho_t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$(\rho \mathbf{u})_t + (\nabla \cdot \rho \mathbf{u}) \mathbf{u} + (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p = 0, \quad (2)$$

$$(\rho E)_t + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{u} - \kappa \nabla T] = 0, \quad (3)$$

где ρ – плотность, \mathbf{u} – вектор скорости частицы среды, p – давление, $E = e + \mathbf{u}^2/2$ – удельная полная энергия, e – удельная внутренняя энергия, T – температура, κ – коэффициент теплопровод-

ности, t – время. Для замыкания системы уравнений (1)–(3) применяются уравнения состояния жидкого и парообразного дейтерированного ацетона $p = p(\rho, T)$, $e = e(\rho, T)$ в форме Ми–Грюнайзена [2].

Граничные условия на поверхности пузырька при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_b$ имеют вид:

$$\rho^+ (\mathbf{D} - \mathbf{u}^+) \cdot \mathbf{n} = \rho^- (\mathbf{D} - \mathbf{u}^-) \cdot \mathbf{n} = j, \quad (4)$$

$$p^+ = p^-,$$

$$(\kappa \nabla T \cdot \mathbf{n})^+ - (\kappa \nabla T \cdot \mathbf{n})^- = jl, \quad T^+ = T^-, \quad (5)$$

где $\mathbf{D} = \partial \mathbf{r}_b / \partial t = d \cdot \mathbf{n}$ – скорость смещения элемента поверхности пузырька, \mathbf{n} – внешняя единичная нормаль, l – теплота парообразования, j – интенсивность фазовых преобразований. Знак плюс в виде верхнего индекса относится к стороне жидкости, а минус – к стороне газа. Интенсивность фазовых преобразований определяется по формуле Герца–Кнудсена–Ленгмюра [2]. На удалении от пузырька при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_\infty$ имеем $p = p_\infty$, $T = T_\infty$. Для оценки отклонения формы пузырька и ударной волны от сферы их поверхности $r = r = r_b(\theta, t)$ и $r = r_{sh}(\theta, t)$ представляются в виде:

$$r(\theta, t) = R(t) + \sum_{i=2}^{\infty} a_i(t) P_i(\cos \theta),$$

где R – средний радиус пузырька или ударной волны, a_i – амплитуды (со знаком) отклонения от сферы формы пузырька или ударной волны соответственно в виде сферической гармоники, определяемой полиномом $P_i(\cos \theta)$ ($i > 1$). В дальнейшем используется параметр $\varepsilon_i = a_i/R$ – амплитуда относительного отклонения (называемого также искажением).

Система уравнений (1)–(3) с граничными условиями (4), (5) решается с использованием метода Годунова второго порядка точности и неявной схемы переменных направлений [3].

Рассматривается следующая задача. До начального момента времени $t = 0$ кавитационный пузырек расширяется. В момент $t = 0$ расширение прекращается. Полагается, что в этот момент давление пара в полости однородно и равно давлению насыщения p_S^0 , давление жидкости на бесконечности $p_\infty > p_S^0$. Под действием перепада давления в жидкости пузырек при $t > 0$ сжимается, при этом в финале сжатия в паре формируется несферическая ударная волна, сходящаяся к центру. В начальный момент поверхность пузырька отклоняется от сферы в виде гармоники $P_2(\cos \theta)$, так что ее уравнение при $t = 0$ имеет вид $r = R^0 + a_2^0 P_2(\cos \theta)$. Задача решалась при следующих

исходных данных: $p_\infty = 15.2$ бар, $T_\infty = 273.15$ К, $p_S^0 = 0.089$ бар, $R^0 = 500$ мкм. Величина начального искажения сферичности пузырька варьировалась.

Эволюция искажений сферичности пузырька (жирные линии) и ударной волны в нем (тонкие линии) в ходе сжатия пузырька представлена на рис. 1.

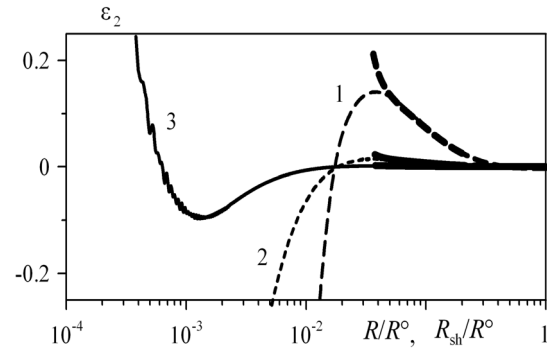


Рис. 1

Видно, что в случае $\varepsilon_2^0 = 0.0033$ (кривые 1) искажение сферичности пузырька к моменту возникновения ударной волны уже оказывается немалым (более 0.1), так что ударная волна довольно сильно несферическая с момента своего зарождения. В случае $\varepsilon_2^0 = -0.00033$ (кривые 2) амплитуда эллипсоидального искажения сферичности ударной волны становится больше 0.1 (т.е. становится явно немалой) при радиусе ударной волны $R_{sh} < 4.5$ мкм (т.е. при $R_{sh}/R^0 < 0.009$), а в случае $\varepsilon_2^0 = -0.000033$ (кривые 3) – при $R_{sh} < 0.8$ мкм (т.е. при $R_{sh}/R^0 < 0.0016$). При этом искажения сферичности пузырька в описанных случаях остаются малыми до конца сжатия. Таким образом, чтобы ударная волна при вхождении в малую центральную область пузырька радиусом ~ 50 нм была слабонесферической, нужно, чтобы амплитуда искажения сферичности пузырька в начале сжатия была не более 10^{-5} .

Учет теплопроводности в методе расчета реализован Н.А. Хисматуллиной.

Работа выполнена в рамках программы РАН и при поддержке РФФИ.

Список литературы

- Gaitan D.F., Crum L.A. // 12th Intern. Symp. on Nonl. Acoustics. New York: Elsevier, 1990. P. 459–463.
- Nigmatulin R.I. et al. // Phys. Fluids. 2005. Vol. 17. P. 107105.
- Аганин А.А. и др. // Вычислительные технологии. 2010. Т. 15, №1. С. 14–32.

DEFORMATION OF SHOCK WAVES INSIDE A BUBBLE SUBJECTED TO STRONG COMPRESSION*T.F. Khalitova*

Deformation of shock waves in the cavity of a cavitation bubble under strong compression is studied. The numerical investigation is carried out on the basis of the model which is a two-dimensional (axially-symmetric) generalization of R.I. Nigmatulin's model of strong compression of a spherical cavitation bubble. Special attention is paid to the effect of initial distortion of the bubble sphericity (the ratio of the amplitude of deflection of the bubble surface from the spherical one to its radius) on deformations of the shock wave at the time of its entering the «hot dense core» (the small central part of the bubble with radius of ~ 50 nm).

Keywords: cavitation bubble, shock waves, deformation, hot dense core.