

УДК 532.329

**Динамика детонационных волн
в каналах переменного сечения,
заполненных пузырьковой жидкостью***

А.С. Топольников¹, И.К. Гималтдинов^{1,2}

¹*Башкирский государственный университет, Уфа*

²*Филиал Уфимского авиационно-технического университета, Стерлитамак*

E-mail: Iijas_g@mail.ru

В работе исследуется течение пузырьковой жидкости, состоящей из смеси пузырьков со взрывчатым и инертным газами, в сужающихся каналах. Показано, что в зависимости от скорости ударника, действующего на границу пузырьковой жидкости, могут возникать детонационные волны, которые сжимают пузырьки с инертным газом.

Ключевые слова: детонационная волна, пузырьковая жидкость, сжатие пузырьков, метод контрольного объема.

Введение

В последнее время представляет большой интерес проблема реализации высоких температур в пузырьках газа, находящихся в жидкости [1]. Это связано с анализом возможности реализации высокотемпературных плазмохимических реакций при волновом воздействии на изначально холодные системы. Известны два способа возбуждения волн давления для сильного сжатия пузырьков в жидкости. Первый способ — воздействие граничным давлением, возникающим за счет разрыва мембраны между камерой высокого давления и рабочим участком ударной трубы. Кроме этого, возможно инициирование волны действием жесткого ударника на границу пузырьковой жидкости. Такие способы пригодны только в том случае, когда в объеме чистой жидкости находится одиночный пузырек или одиночный пузырьковый кластер. В случае, когда пузырьки распределены по всему объему жидкости, первоначально инициированная волна давления быстро затухает из-за неравновесного теплообмена и вязкости [2]. Поэтому достаточно сильное сжатие пузырьков может происходить только на участках близких к границам, возбуждающим волны, а не во всем объеме.

В настоящей работе представлены исследования по сжатию пузырьков с инертным газом детонационной волной [3–9], возникающей и распространяющейся в жидкости за счет содержания пузырьков с горючей смесью. Также взрывчатые пузырьки при этом являются своеобразным распределенным в объеме прессом, сжимающим инертные пузырьки во всей области.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части госзадания и гранта РФФИ 13-01-00550

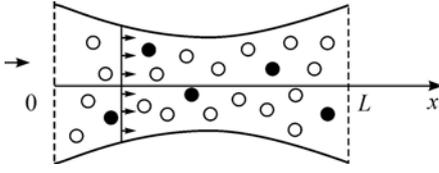


Рис. 1. Схема задачи.

Рассмотрим канал круглого поперечного сечения $S(x)$ и длиной L , в котором движется жидкость, заполненная пузырьками двух типов (см. рис. 1). Пузырьки первого типа содержат неконденсируемый газ, представляющий собой смесь соединений, которые при нагревании вступают в химическую реакцию с выделением большого количества тепла, в дальнейшем такие пузырьки называются активными. Пузырьки второго типа состоят из инертного газа, например воздуха, такие пузырьки будем называть инертными.

Волна сжатия, инициированная на левом конце канала, распространяется вдоль него, одновременно воздействуя на пузырьки. Пузырьки, заполненные химически активной смесью, сжимаются, температура внутри них увеличивается и провоцирует начало химических реакций с выделением теплоты. Инертные пузырьки, которые подвергаются воздействию волны давления одновременно с активными пузырьками, получают дополнительный импульс при сжатии, что приводит к более сильному их коллапсу.

Основной целью работы является исследование взаимодействия волнового импульса с двухдисперсной пузырьковой жидкостью с точки зрения достижения максимальной кумуляции энергии в инертных пузырьках при их схлопывании. Задачами исследования при этом являются установление основных механизмов усиления волны давления в пузырьковой среде и изучение влияния начальных и граничных параметров на степень кумуляции.

1. Основные уравнения

1.1. Математическая модель пузырьковой жидкости

Рассмотрим одномерное совместное течение жидкости с пузырьками газа двух типов в горизонтальном канале переменного поперечного сечения в односкоростном изотермическом приближении. Для описания неустановившегося движения смеси в общем случае необходимо записать уравнения сохранения масс для каждого компонента (жидкости, активного газа, инертного газа) и уравнение импульсов [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L S) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_L \rho_L u S) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_{Gj} \rho_{Gj} S) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_{Gj} \rho_{Gj} u S) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}((\alpha_L \rho_L + \alpha_{G1} \rho_{G1} + \alpha_{G2} \rho_{G2}) u S) + \frac{\partial}{\partial x}((\alpha_L \rho_L + \alpha_{G1} \rho_{G1} + \alpha_{G2} \rho_{G2}) u^2 S) = -S \frac{\partial p}{\partial z} - \tau \Sigma. \quad (3)$$

Здесь t — время, x — пространственная координата, ρ — плотность (индексы L, G относятся к жидкости и газу, дополнительный нижний индекс $j = 1, 2$ соответствуют взрывчатой и инертной газовой фазе и показывает принадлежность к жидкой неконденсируемой (газ) и конденсируемой (пар) газовым фазам), p — давление в жидкости, u — средняя по сечению скорость, α — объемное содержание фазы, S — площадь поперечного сечения, $\Sigma = 2\sqrt{\pi S}$ — периметр сечения канала, τ — касательное напряжение на стенке канала для смеси, которое рассчитывается по формуле

$$\tau = \frac{1}{2} f \rho u |u|, \quad (4)$$

где $\rho = \alpha_L \rho_L + \alpha_{G1} \rho_{G1} + \alpha_{G2} \rho_{G2}$ — плотность смеси, f — коэффициент сопротивления, который примем равным

$$f = \frac{16}{\text{Re}}, \quad \text{Re} = \frac{2\sqrt{\pi S} u}{\mu_L} < 2300, \quad f = 0,0791 \text{Re}^{-0,25}, \quad \text{Re} \geq 2300, \quad (5)$$

здесь μ_L — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Справедливо следующее соотношение:

$$\alpha_L + \alpha_{G1} + \alpha_{G2} = 1. \quad (6)$$

Будем считать, что $\alpha_{G1} \rho_{G1}, \alpha_{G2} \rho_{G2} \ll \alpha_L \rho_L$ (при этом объемные концентрации и плотности газа и пара по отдельности могут быть сравнимы с объемной концентрацией и плотностью жидкости), тогда уравнение (3) можно упростить:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L u S) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_L \rho_L u^2 S) = -S \frac{\partial p}{\partial x} - \tau \Sigma, \quad (7)$$

и в выражении (4) вместо ρ использовать $\alpha_L \rho_L$.

Зависимость объемных концентраций газовых компонент от числа пузырьков в единице объема жидкости N и от радиусов пузырьков a выражается формулой

$$\alpha_{Gj} = \frac{4}{3} \pi a_{Gj}^3 N_{Gj}. \quad (8)$$

Законы сохранения массы для активного и инертного пузырьков выглядят следующим образом:

$$\frac{dm_{Gj}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi \rho_{Gj} a_{Gj}^3 \right) = 0. \quad (9)$$

С учетом (9) и равенств (2), (3) можно записать уравнения сохранения числа активных и инертных пузырьков:

$$\frac{\partial (N_{Gj} S)}{\partial t} + \frac{\partial (N_{Gj} u S)}{\partial x} = 0. \quad (10)$$

Для определения закона изменения радиусов пузырьков используется уравнение Рэлея–Плессета:

$$\left(1 - \frac{\dot{a}_{Gj}}{C_L}\right) a_{Gj} \ddot{a}_{Gj} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{a}_{Gj}}{3C_L}\right) \dot{a}_{Gj}^2 = \left(1 + \frac{\dot{a}_{Gj}}{C_L}\right) \frac{p_{LGj} - p}{\rho_{L0}} + \frac{a_{Gj}}{\rho_{L0} C_L} \frac{d}{dt} (p_{LGj} - p), \quad (11)$$

где ρ_{L0} — плотность невозмущенной жидкости, C_L — скорость звука в жидкости,

$$p_{LGj} = p_{Gj} - \frac{2\sigma_{Gj}}{a_{Gj}} - \frac{4\mu_L \dot{a}_{Gj}}{a_{Gj}} \quad (12)$$

давление в жидкости на поверхности пузырька, σ_{Gj} — коэффициенты поверхностного натяжения на границах жидкость–газ.

Приведенные уравнения должны быть дополнены уравнениями состояния жидкости, взрывчатого и инертного газов, которые связывают плотности с остальными параметрами задачи.

Для описания жидкости примем, что она является акустически сжимаемой с уравнением состояния

$$p = p_0 + C_L^2 (\rho_L - \rho_{L0}). \quad (13)$$

В этом случае плотность жидкости является однозначной функцией от давления.

Для решения системы уравнений, которая включает уравнение неразрывности для жидкости (1), уравнения сохранения числа пузырьков (10) и сохранения количества движения (7), необходимо задать начальные и граничные условия. Примем, что в начальный момент времени жидкость с пузырьками газа находится в динамическом и статическом равновесии:

$$u(x, 0) = 0, \quad p(x, 0) = p_0, \quad N_{Gj}(x, 0) = N_{Gj0}(x), \quad (14)$$

где распределения N_{Gj0} определяются на основе известных значений объемной концентрации и радиусов активных и инертных пузырьков.

Характеристический анализ системы (1), (10), (7) показывает, что из четырех вещественных характеристик три являются положительными, а одна отрицательной. Поэтому для обеспечения корректной постановки задачи необходимо задать три граничных условия на левом конце (входе) и одно на правом (выходе):

$$u(0, t) = u_1(t), \quad N_{G1}(0, t) = N_{G1}^1(t), \quad N_{G2}(0, t) = N_{G2}^1(t), \quad p(L, t) = p_0. \quad (15)$$

В следующем разделе приводятся математические модели активных и инертных пузырьков. Перед тем как перейти к их описанию, отметим, что условия (14) и (15) для некоторых задач могут быть изменены.

1.2. Математические модели активного и инертного пузырьков

Математическая модель одиночного пузырька, заполненного взрывчатый или инертным газом, состоит из уравнений сохранения массы, количества движения и энергии, записанных для случая сферически-симметричного движения [2]:

$$\frac{\partial \rho_{Gj}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{Gj} u_{Gj} r^2) = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{Gj} u_{Gj}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{Gj} u_{Gj}^2 r^2) = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial e_{Gj}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (u_{Gj} r^2 (e_{Gj} + p_{Gj})) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_{Gj} r^2 \frac{\partial T_{Gj}}{\partial r} \right), \quad (18)$$

где e — удельная полная энергия, λ_{Gj} — коэффициент теплопроводности газа.

Интегрируя (16) по всему объему пузырька в предположении, что его плотность однородна по пространству и массообмен отсутствует, получим уравнение для изменения плотности газа:

$$\frac{d \rho_{Gj}}{dt} = - \frac{3 \rho_{Gj} \dot{a}_{Gj}}{a_{Gj}}, \quad (19)$$

которое может быть легко проинтегрировано:

$$\rho_{Gj} = \rho_{Gj0} \left(\frac{a_{Gj0}}{a_{Gj}} \right)^3. \quad (20)$$

Рассмотрим пузырек, заполненный инертным газом. Из уравнения (18) следует формула изменения удельной внутренней энергии $\varepsilon_{G2} = e_{G2}/\rho_{G2} - u_{G2}^2/2$:

$$\frac{d\varepsilon_{G2}}{dt} = -\frac{3p_{G2}\dot{a}_{G2}}{a_{G2}\rho_{G2}} + \frac{3\lambda_{G2}}{a_{G2}\rho_{G2}} \left. \frac{\partial T_{G2}}{\partial r} \right|_{r=a_{G2}}, \quad (21)$$

где $\partial T_{G2}/\partial r|_{r=a_{G2}}$ — градиент температуры на поверхности пузырька. Выразим градиент температуры через число Нуссельта Nu, исходя из предположения, что температура на стенке газового пузырька мало отличается от температуры в жидкости:

$$\left. \frac{\partial T_{G2}}{\partial r} \right|_{r=a_{G2}} = \frac{(T_L - T_{G2})Nu}{2a_{G2}}, \quad (22)$$

где

$$Nu = \begin{cases} \sqrt{Pe}, & Pe \geq 100 \\ 10, & Pe < 100 \end{cases}, \quad (23)$$

$$Pe = 12\gamma_{G2} \frac{T_L}{|T_{G2} - T_L|} \frac{a_{G2}\dot{a}_{G2}\rho_{G2}R_{G2}}{\lambda_{G2}}. \quad (24)$$

Здесь γ_{G2} — показатель адиабаты, R_{G2} — газовая постоянная, которые входят в уравнения состояния ван дер Ваальса:

$$p_{G2} = \frac{\rho_{G2}R_{G2}T_{G2}}{1 - b_{G1}\rho_{G2}} - b_{G2}\rho_{G2}^2, \quad \varepsilon_{G2} = \frac{R_{G2}T_{G2}}{\gamma_{G2} - 1} - b_{G2}\rho_{G2}, \quad (25)$$

где b_{G1} и b_{G2} — постоянные. Уравнения (20)–(25) описывают изменения параметров внутри газового пузырька в отсутствие химических превращений.

Предположим теперь, что в процессе сжатия пузырька в результате повышения температуры внутри него происходит необратимая химическая реакция в соответствии со стехиометрической брутто-формулой



где n , m и r — числа атомов углерода, водорода и кислорода в молекуле углеводорода соответственно. Обозначим массовую концентрацию исходного компонента через k . Тогда в предположении однородного распределения концентраций компонентов можно записать закон изменения концентрации k [10]:

$$\frac{dk}{dt} = -\frac{\Lambda}{\rho}, \quad (27)$$

где кинетика химической реакции задается в форме обобщенного закона Арениуса [5]:

$$\Lambda = A_f \exp(-C_f/T_{G1}) \theta_1^{v_1} \theta_2^{v_2}. \quad (28)$$

Здесь A_f , C_f , v_1 , v_2 — параметры химической кинетики, θ_1 и θ_2 — молярные концентрации $C_nH_mO_r$ и O_2 :

$$\theta_1 = \frac{\rho_{G1}k}{M_{C_nH_mO_r} + (n + m/4 - r/2)M_{O_2}}, \quad \theta_2 = \frac{(n + m/4 - r/2)\rho_{G1}k}{M_{C_nH_mO_r} + (n + m/4 - r/2)M_{O_2}}. \quad (29)$$

Изменение параметров вещества в результате химической реакции не повлияет на вид уравнения сохранения массы пузырька (19), (20), но закон сохранения энергии (21) теперь переписывается в виде

$$\frac{d\varepsilon_{G1}}{dt} = -\frac{3p_{G1}\dot{a}_{G1}}{a_{G1}\rho_{G1}} + \frac{3\lambda_{G1}}{a_{G1}\rho_{G1}} \left. \frac{\partial T_{G1}}{\partial r} \right|_{r=a_{G1}} - \frac{\Lambda}{\rho} \Delta H, \quad (30)$$

где ΔH — разность энтальпий исходного компонента и продуктов реакции (тепловой эффект реакции). Параметры уравнений состояния смеси (газовая постоянная R , удельные теплоемкости c_V и c_P , молярная масса M) будут связаны с параметрами исходного компонента (индекс A) и продуктов реакции (индекс B) формулами:

$$\begin{aligned} R_{G1} &= kR_A + (1-k)R_B, \quad c_{VA} = \frac{R_A}{\gamma_A - 1}, \quad c_{VB} = \frac{R_B}{\gamma_B - 1}, \quad c_{VG} = kc_{VA} + (1-k)c_{VB}, \\ c_{PA} &= \frac{\gamma_A R_A}{\gamma_A - 1}, \quad c_{PB} = \frac{\gamma_B R_B}{\gamma_B - 1}, \quad c_{PG} = kc_{PA} + (1-k)c_{PB}, \quad \gamma_{G1} = \frac{c_{PG}}{c_{VG}}, \\ M &= \frac{M_A M_B}{kM_B + (1-k)M_A}, \quad b_{G1} = kb_{A1} \frac{M}{M_A} + (1-k)b_{B1} \frac{M}{M_B}, \\ \sqrt{b_{G2}} &= k\sqrt{b_{A2}} \frac{M}{M_A} + (1-k)\sqrt{b_{B2}} \frac{M}{M_B}. \end{aligned} \quad (31)$$

2. Численная схема

2.1. Численная схема для реализации одномерной модели пузырьковой жидкости в односкоростном приближении

Для численного решения системы дифференциальных уравнений (1), (7), (10), (11), описывающих движение жидкости с пузырьками неконденсируемого и конденсируемого газов в канале переменного поперечного сечения, введем в рассмотрение равномерную пространственную сетку размерности N с границами в точках x^i , $i = \overline{0, N}$. Будем считать, что скорость задана на границах ячеек в точках x^i , а все остальные параметры — в центре ячеек в точках $x_i = x^i - 1/2 \Delta x$, где Δx — шаг по пространству. Далее используется неявная схема, основанная на методе контрольного объема [11]. В результате аппроксимации с первым порядком точности по времени и пространству уравнение сохранения массы жидкости (1) для контрольного объема, расположенного в i -ой ячейке, запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x}{\Delta t} S_i (\alpha_{L,i}^{n+1} \rho_{L,i}^{n+1} - \alpha_{L,i}^n \rho_{L,i}^n) &+ (\rho_{L,i+1/2}^{n+1} u_{i+1/2}^{n+1} S_{i+1/2} - \rho_{L,i-1/2}^{n+1} u_{i-1/2}^{n+1} S_{i-1/2}) \alpha_{L,i}^{n+1} + \\ &+ (\rho_{L,i-1/2}^{n+1} S_{i-1/2} \max(u_{i-1/2}^{n+1}, 0) - \rho_{L,i+1/2}^{n+1} S_{i+1/2} \min(u_{i+1/2}^{n+1}, 0)) \alpha_{L,i}^{n+1} + \\ &+ \rho_{L,i+1/2}^{n+1} S_{i+1/2} \min(u_{i+1/2}^{n+1}, 0) \alpha_{L,i+1}^{n+1} - \rho_{L,i-1/2}^{n+1} S_{i-1/2} \max(u_{i-1/2}^{n+1}, 0) \alpha_{L,i-1}^{n+1} = \\ &= J_{LV,i}^{n+1} S_i \Delta x. \end{aligned} \quad (32)$$

Уравнения сохранения числа пузырьков примут вид (для упрощения записи индекс j опустим)

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x}{\Delta t} S_i (N_{G,i}^{n+1} - N_{G,i}^n) &+ (u_{i+1/2}^{n+1} S_{i+1/2} - u_{i-1/2}^{n+1} S_{i-1/2}) N_{G,i}^{n+1} + (S_{i-1/2} \max(u_{i-1/2}^{n+1}, 0) \\ &- S_{i+1/2} \min(u_{i+1/2}^{n+1}, 0)) N_{G,i}^{n+1} + S_{i+1/2} \min(u_{i+1/2}^{n+1}, 0) N_{G,i+1}^{n+1} - S_{i-1/2} \max(u_{i-1/2}^{n+1}, 0) N_{G,i-1}^{n+1} = 0. \end{aligned} \quad (33)$$

Наконец, уравнение сохранения количества движения (7) для контрольного объема, расположенного между точками x_i и x_{i+1} , будет выглядеть как:

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta x}{\Delta t} S_{i+1/2} \left(\alpha_{L,i+1/2}^{n+1} \rho_{L,i+1/2}^{n+1} u_{i+1/2}^{n+1} - \alpha_{L,i+1/2}^n \rho_{L,i+1/2}^n u_{i+1/2}^n \right) + \\ & + \left(\alpha_{L,i+1}^{n+1} \rho_{L,i+1}^{n+1} u_{i+1}^{n+1} S_{i+1} - \alpha_{L,i}^{n+1} \rho_{L,i}^{n+1} u_i^{n+1} S_i \right) u_{j+1/2}^{n+1} + \\ & + \left(\alpha_{L,i}^{n+1} \rho_{L,i}^{n+1} S_j \max(u_i^{n+1}, 0) - \alpha_{L,i+1}^{n+1} \rho_{L,i+1}^{n+1} S_{i+1} \min(u_{i+1}^{n+1}, 0) \right) u_{i+1/2}^{n+1} + \\ & + \alpha_{L,i+1}^{n+1} \rho_{L,i+1}^{n+1} S_{i+1} \min(u_{i+1}^{n+1}, 0) u_{i+3/2}^{n+1} - \alpha_{L,i}^{n+1} \rho_{L,i}^{n+1} S_i \max(u_i^{n+1}, 0) u_{i-1/2}^{n+1} = \\ & = -S_{i+1/2} \left(p_{i+1}^{n+1} - p_i^{n+1} \right) - \tau_{i+1/2}^n \Sigma_{i+1/2} \Delta x. \end{aligned} \quad (34)$$

Систему уравнений (32)–(34) будем решать с помощью итерационной процедуры на каждом шаге по времени. Для этого представим ее в виде системы линейных уравнений относительно переменных на $n + 1$ переменном шаге:

$$A_i^{it} \bar{q}_{i-1}^{it+1} + C_i^{it} \bar{q}_i^{it+1} + B_i^{it} \bar{q}_{i+1}^{it+1} = D_i^{it}, \quad (35)$$

где
$$\bar{q}_i^{it+1} = \left(N_{G1,i}^{it+1}, N_{G2,i}^{it+1}, \rho_{L,i}^{it+1}, u_{i+1/2}^{it+1} \right)^T \quad (36)$$

вектор независимых переменных,

$$A = \| a_{mn} \|_{m,n=1}^4, \quad B = \| b_{mn} \|_{m,n=1}^4, \quad C = \| c_{mn} \|_{m,n=1}^4, \quad D = \| d_m \|_{m=1}^4 \quad (37)$$

матрицы коэффициентов, являющиеся функциями от переменных N_{G1} , N_{G2} , ρ_L и u на n -ом временном шаге и предыдущем итерационном шаге с номером it . В уравнениях (32)–(34) переменные α_L и p выражаются через N_{G1} , N_{G2} , и ρ_L с помощью формул (8) и (13).

На каждом шаге по времени Δt матричное уравнение (35) решается с помощью обобщенного алгоритма Томаса для блочно-трехдиагональных систем [12] до достижения сходимости по линейаризованным переменным (т.е. разница между значениями переменной на it -ой и $(it+1)$ -ой итерациях должна стать малой величиной). Шаг по времени выбирается из условия:

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{\max_i (|u_{i+1/2}|)}. \quad (38)$$

2.2. Численная схема для моделирования динамики газового пузырька

Динамика газа внутри пузырька описывается решением системы обыкновенных дифференциальных уравнений, состоящей из уравнения (11) для радиуса пузырька, уравнений (21) и (30) для внутренней энергии и уравнения (27) для определения массовой концентрации исходного компонента газовой смеси. Остальные параметры задачи выражаются через a_G , ε_G и k с помощью вспомогательных равенств (см. раздел 1.2). Численное решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений ищется с помощью метода Рунге–Кутты на основе формул Дормана–Принса 8-го порядка точности с автоматическим выбором шага [13].

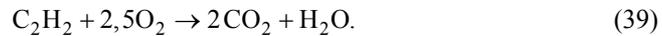
3. Результаты расчетов

Рассмотрим пузырьковую жидкость, состоящую из смеси активных и инертных пузырьков, и исследуем эволюцию волны давления при движении такой жидкости через сужающийся канал круглого поперечного сечения (см. рис. 2).

Длина канала $L = 1,5$ м, радиусы входного и выходного сечений $H = 0,02$ м и $H^* = 0,01$ м, длина параболического участка сужения $L^* = 0,5$ м.

В качестве рабочей жидкости здесь и далее рассматривается D-ацетон, который использовался в экспериментах по акустической кавитации [14, 15]. Его параметры выбираются следующим образом: $\rho_{L0} = 858$ кг/м³, $\sigma = 0,026$ Н/м, $\mu_L = 4 \cdot 10^{-4}$ Па·с, $c_{VL} = 1517$ Дж/(кг·К), $C_L = 1189$ м/с, $\lambda_L = 0,17$ кг·м/(с³·К), $p_S(T_L) = 6,8 \cdot 10^9 \exp(-3700/T_L [K])$, $l = 3,9 \cdot 10^5 \left(-\lg(2,15 \cdot 10^{-7} p_V) \right)^{0,36}$.

Взрывчатый газ представляет собой стехиометрическую смесь ацетилена и кислорода, которые реагируют с образованием углекислого газа и паров воды:



Параметры взрывчатого газа следующие: $\lambda_{G1} = 2,49 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К), $R_A = 277,1$ Дж/(кг·К), $\gamma_A = 1,33$, $b_{A1} = 1,202 \cdot 10^{-3}$ м³/кг, $b_{A2} = 191,9$ Дж·м³/кг², $R_B = 237,5$ Дж/(кг·К), $\gamma_B = 1,3$, $b_{B1} = 1,199 \cdot 10^{-3}$ м³/кг, $b_{B2} = 515,4$ Дж·м³/кг², $A_f = 6,5 \cdot 10^{12}$ (см³·с/моль) ^{$\nu_1 + \nu_2 - 1$} M_A , $C_f = 1,83 \cdot 10^3$ К, $\nu_1 = 0,5$, $\nu_2 = 1,25$, $n = 2$, $m = 2$, $r = 0$, $\Delta H = 2,26 \cdot 10^6$ Дж/кг, $M_A = 0,03$ кг/моль.

В качестве инертного газа рассматривался воздух с параметрами, соответствующими начальной температуре $T_{G2} = 293$ К.

Примем, что в начальный момент времени жидкость покоится вместе с пузырьками, радиусы активных и инертных пузырьков одинаковы ($a_{G10} = a_{G20} = 10^{-3}$ м), объемные содержания также одинаковы ($\alpha_{G10} = \alpha_{G20} = 10^{-3}$) при давлении $p_{L0} = 1$ атм и температуре $T_{L0} = 293$ К. Возмущение начинается на входном конце канала, где происходит воздействие жесткого ударника, т.е. на границе пузырьковой жидкости скачком меняется значение скорости от 0 до u_1 , в результате чего слева направо распространяется волна давления.

На рис. 3–5 представлены результаты расчетов задачи для двух значений скорости потока на входе: $u_1 = 0,3$ и $0,35$ м/с. Численное решение получено на пространственной сетке, состоящей из 500 ячеек. При $u_1 = 0,3$ м/с (см. рис. 3) в сужающемся сечении канала происходит ускорение потока жидкости (момент времени $t_1 = 0,4$ мс). При этом за счет колебаний пузырьков профиль волны давления имеет осцилляционный вид. После того, как волна достигает начала цилиндрического участка канала, амплитуда ее переднего фронта стабилизируется. На рис. 3 повторена геометрия канала, показаны пространственные распределения давления в жидкости, скорости, объемной концентрации газа, радиусов пузырьков, температуры газа и массовой концентрации исходного компонента газовой смеси для трех последовательных моментов времени: $t_1 = 0,4$ мс,

$t_2 = 1,2$ мс, $t_3 = 2$ мс.

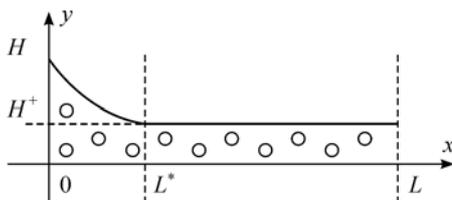


Рис. 2. Геометрия сужающегося канала.

Длина канала $L = 1,5$ м, радиусы входного и выходного сечений $H = 0,02$ м и $H^* = 0,01$ м, длина параболического участка сужения $L^* = 0,5$.

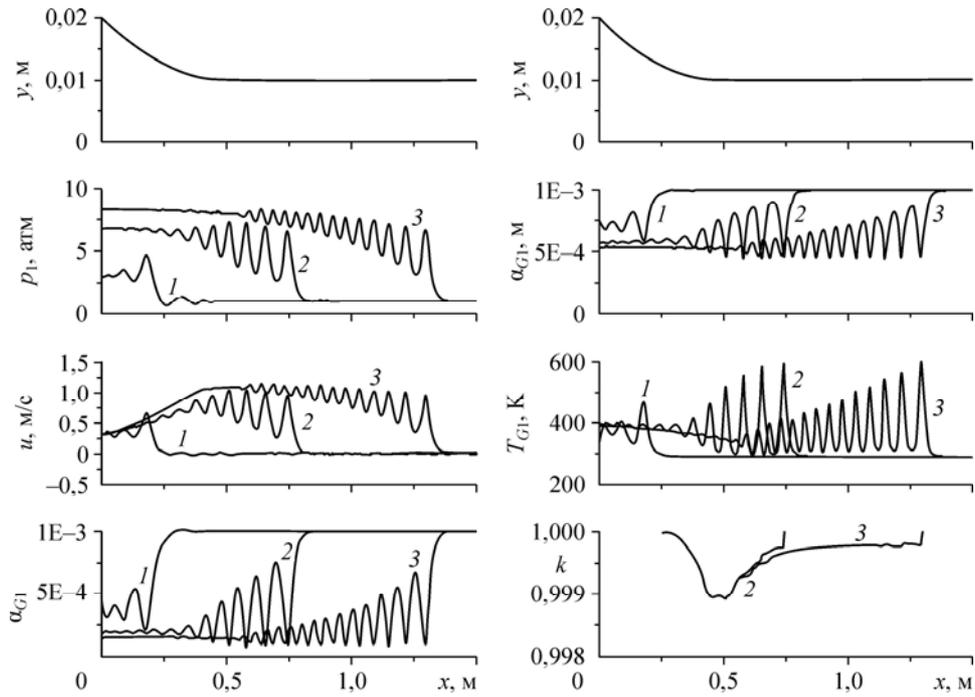


Рис. 3. Распределения параметров в пузырьковой жидкости для трех моментов времени.

$t_1 = 0,4$ (1), $t_2 = 1,2$ (2), $t_3 = 2$ (3) мс; $u_1 = 0,3$ м/с.

Результаты, представленные на рис. 4, отличаются тем, что скорость жидкости на входе в канал задается равной $u_1 = 0,35$ м/с. При этом усиливается амплитуда волны

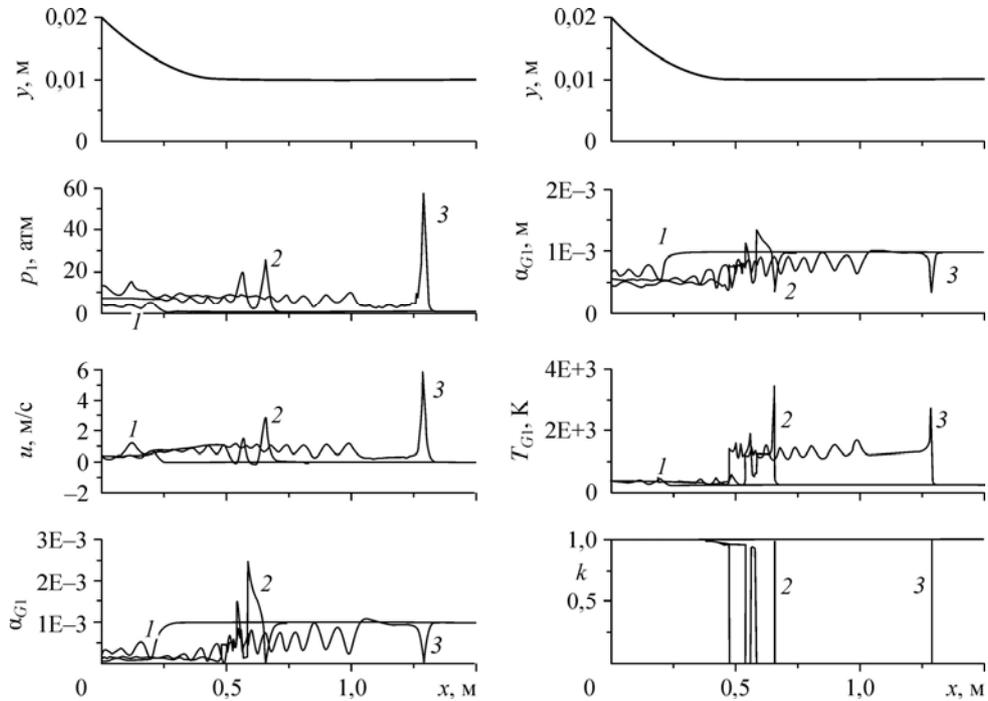


Рис. 4. Распределения параметров в пузырьковой жидкости для трех моментов времени.

$t_1 = 0,4$ (1), $t_2 = 1,2$ (2), $t_3 = 1,6$ (3) мс; $u_1 = 0,35$ м/с.

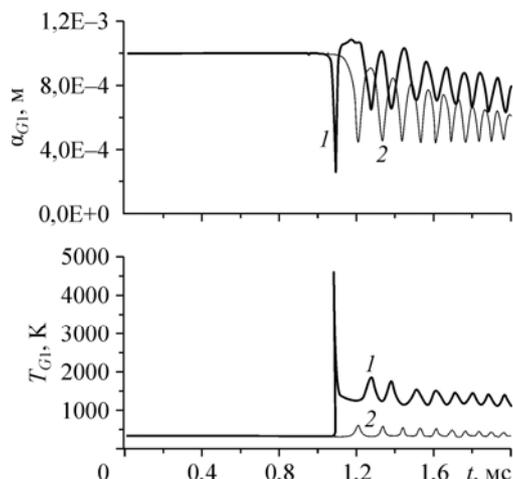


Рис. 5. Эволюция радиуса и температуры газа для активных пузырьков по показаниям датчика с начальной координатой $y = L/2$.

$u_1 = 0,3$ (1), $0,35$ (2) м/с; остальные параметры те же, что на рис. 3.

давления, и колебания пузырьков становятся настолько интенсивными, что газ внутри них нагревается до критической температуры, при которой резко возрастает скорость химической реакции. Поскольку реакция горения ацетилена в кислороде экзотермическая, выделяется дополнительное тепло, которое способствует скачкообразному росту температуры газа. В результате волна давления приобретает вид детонационной волны, профиль которой существенно отличается от волны, представленной на рис. 3. Максимальная амплитуда давления в жидкости превышает 50 атм, а температура газа в пузырьках составляет порядка 3000–5000 К. При этом увеличивается и скорость распространения волны. Моменты времени t_3 , для которых фронты волн давления на рис. 3 и 5 имеют примерно одинаковую пространственную координату, в этих случаях соответствуют 2 и 1,6 мс.

На рис. 5 для сравнения представлены изменения радиуса и температуры взрывчатого газа для пузырьков, которые в неподвижной жидкости располагались на расстоянии $x = L/2$ от входного сечения канала. Решение построено для $u_1 = 0,3$ и $u_1 = 0,35$ м/с. Как следует из результатов расчетов, во втором случае колебания пузырьков более интенсивные, причем после возникновения детонации средняя температура газа в пузырьке не опускается ниже 1000 К в течение наблюдаемого интервала времени.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы. Предложена и численно реализована математическая модель движения жидкости с пузырьками взрывчатого и инертного газа в канале произвольного поперечного сечения в одномерной постановке. Модель пузырьков учитывает их нелинейное расширение-сжатие, химические превращения в газе. Анализ результатов решения задачи о распространении волны давления в пузырьковой жидкости с химически активными пузырьками показывает, что при определенных условиях волна сжатия трансформируется в детонационную, которая имеет значительно большие амплитуду и скорость распространения.

Список литературы

1. Гималтдинов И.К., Шагапов В.Ш., Юдин А.В. Нелинейные колебания пузырькового кластера в сферическом резонаторе // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 2. С. 284–291.
2. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 2. 359 с.
3. Нигматуллин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Ахмадуллин Ф.Ф. Взрыв пузырьковой завесы с горючей смесью газов при воздействии импульсом давления // Доклады РАН. 2003. Т. 388, № 5. С. 611–615.
4. Нигматуллин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р. Распространение детонационных волн вдоль пузырькового кластера, находящегося в жидкости // Докл. РАН. 2005. Т. 403, № 4. С. 478–481.
5. Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р., Спесак Д.С. Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47, № 3. С. 448–456.
6. Лепихин С.А., Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К. Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48, № 2. С. 234–240.

7. **Баязитова А.Р., Гималтдинов И.К., Кучер А.М., Шагапов В.Ш.** Динамика детонационных волн в кольцевом слое круглой трубы // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 2. С. 70–81.
8. **Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.** Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // Физика горения и взрыва. 1989. № 6. С. 14–22.
9. **Пинаев А.В., Сычев А.И.** Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия возникновения детонационных волн в системах жидкость–пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–84.
10. **Физико-химические** процессы в газовой динамике: справочник. Т. 2. Физико-химическая кинетика и термодинамика / под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. М.: Науч.-изд. центр механики, 2002. 368 с.
11. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Наука, 1984. 152 с.
12. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. Т. 1. 504 с.; т. 2. 552 с.
13. **Хайрер Э., Нёрсетт С., Ваннер Г.** Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М.: Мир, 1990. 512 с.
14. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T.Jr., Nigmatulin R.I., Block R.C.** Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // Science. 2002. Vol. 295. P. 1868–1873.
15. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T.Jr., Nigmatulin R.I., Block R.C.** Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation // Phys. Rev. E. 2004. P. 0361091–0361106.

Статья поступила в редакцию 10 августа 2013 г.