

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ПУЗЫРЬКОВЫХ ЖИДКОСТЯХ В КАНАЛАХ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

© 2019 г. И. К. Гималтдинов^а, *, Е. Ю. Кочанова^а

^аУфимский государственный нефтяной технический университет
450062 Уфа, ул. Космонавтов 1, Россия

*e-mail: Iljas_g@mail.ru

Поступила в редакцию 22.08.2018 г.

После доработки 13.12.2018 г.

Принята к публикации 26.12.2018 г.

Исследуется распространение детонационных волн в канале с внезапным расширением, заполненном пузырьковой жидкостью. Анализируются возможные сценарии динамики детонационных волн после их перехода в расширяющуюся часть канала. Установлено влияние объемного содержания горючего газа и геометрических параметров канала на распространение и срыв детонационной волны.

Ключевые слова: пузырьковая жидкость, волны, двумерная задача, срыв детонации, канал сложной формы

DOI: 10.1134/S032079191903002X

ВВЕДЕНИЕ

Изучение закономерностей распространения волн давления в пузырьковых жидкостях вызывает большой интерес у исследователей, что обусловлено широким распространением таких систем в природе и применением пузырьковых сред в ряде отраслей промышленности. Особенности распространения волн в пузырьковой жидкости связаны с совокупным взаимодействием нелинейных, дисперсионных и диссипативных эффектов. В жидкости с пузырьками свойства практически несжимаемой жидкости, являющейся несущей фазой, кардинально меняются при небольшом по объему (а тем более по массе) добавлении газа (пузырьков), являющегося дисперсной фазой. Особенность пузырьковых жидкостей обусловлена их высокой статической сжимаемостью при сохранении высокой плотности, близкой к плотности жидкости, что в свою очередь приводит к малой равновесной скорости звука. Интересной особенностью пузырьковой жидкости в динамических процессах является проявление инерции жидкости при изменении объема смеси за счет сжатия или расширения пузырьков [1, 2]. Аномально сильная сжимаемость пузырьковой жидкости и диссипация энергии волн приводит к интересным эффектам при отражении и преломлении волн на границах пузырьковых сред [3–6].

Пузырьковая среда с химически активным газом в пузырьках является взрывчатым веществом,

в котором могут возникать детонационные волны (ДВ) с амплитудой, в десятки раз превосходящей амплитуду первоначального сигнала [7–13]. Ввиду этого изучение детонационных волн в пузырьковых средах интересно как с точки зрения обеспечения взрывобезопасности, так и с точки зрения проблемы передачи информации в жидкости при помощи волн. Кроме этого, в последнее время появились работы, в которых обсуждается использование детонационных волн в импульсно-детонационных водометных движителях [14].

Изучению одномерных детонационных волн посвящены работы [7–17], результаты исследований обобщены в монографиях [18–20], на данный момент активно изучаются двумерные детонационные волны в пузырьковой жидкости.

Работа [21] посвящена исследованию взрыва пузырьковой зоны конечных размеров, расположенной в объеме жидкости. Показано, что из-за фокусировки волны давления в область пузырьковой зоны амплитуда первоначальной волны, способной инициировать пузырьковую детонацию, значительно снижается.

В [22] рассмотрена динамика детонационных волн вдоль трубчатого объема пузырьковой жидкости с химически активной газовой смесью, расположенного в жидкости. Показано, что такой пузырьковый кластер может служить волноводом для передачи импульсных сигналов, представляющих собой детонационные солитоны. Для того чтобы детонационные солитоны из-за акустиче-

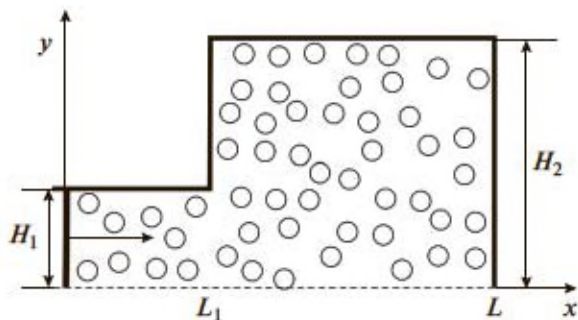


Рис. 1. Схема течения.

ского излучения волн в окружающий волновод объем жидкости не «срываются», радиус волновода должен превышать некоторое критическое значение, зависящее от радиуса пузырьков, их объемного содержания и характеристик взрывчатой газовой смеси. В работе [23] в рамках двухфазной модели Иорданского–Когарко с учетом диссипации энергии за счет акустического излучения пузырей сформулирована и численно решена задача о детонационной волне, распространяющейся в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды, экранируемой жидкостью от стенок трубы. Рассчитаны волновая структура зоны реакции и скорость детонации столба пузырьковой среды. Установлено, что самоподдерживающаяся волна может распространяться со скоростью, в 1.5–2.5 раза превышающей скорость одномерной пузырьковой детонации.

В [24] установлено, что по двухслойной пузырьковой смеси может распространяться детонационная волна, скорость которой меньше, чем в однослойной пузырьковой системе. Получена и проанализирована двумерная структура двухслойной пузырьковой детонации. Показано, что при ширине канала, меньшей характерной длины волны, скорость двухслойной волны можно определять из одномерной модели двухкомпонентной пузырьковой смеси.

Численное исследование пузырьковой детонации в каналах сложной формы проведено в работе [25], в которой исследуются особенности динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости в суживающихся и расширяющихся каналах.

Целью данной работы является численное моделирование процесса распространения детонационной волны в пузырьковой жидкости в канале с внезапным расширением.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоский канал, состоящий из узкой и широкой частей, который заполнен одно-

родной пузырьковой средой с горючей газовой смесью (например, смесью ацетилен с кислородом или гремучим газом). Предполагается, что канал симметричен относительно оси x , поэтому достаточно рассмотреть его верхнюю половину (рис. 1). По узкой части канала в пузырьковой жидкости слева направо распространяется плоская детонационная волна. Исследуем процесс ее перехода из узкой части канала в широкую и ее последующее распространение по широкой части канала. На схеме течения (рис. 1) L_1 — длина узкой части канала, L — длина расчетной области, H_1 — половина поперечного размера узкой части канала, H_2 — половина поперечного размера широкой части канала. Отметим, что на рис. 1 представлена упрощенная постановка задачи, так как технически сложно создать равномерную по концентрации пузырьковую среду в канале переменного сечения.

Для описания волнового движения, принимая общие допущения для пузырьковых жидкостей, запишем систему макроскопических уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \quad (i = l, g), \\ \frac{dn}{dt} + n \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} &= 0, \quad \rho = \rho_g + \rho_l, \\ \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \alpha_l + \alpha_g &= 1, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_i^0 , α_i , p_l , n , a — соответственно плотность, объемное содержание i -й фазы, давление несущей жидкости, число и радиус пузырьков, u и v — проекции скорости на оси координат x и y соответственно. Нижними индексами $i = l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

При описании радиального движения будем полагать, что $w = w_A + w_R$, где w_R определяется из уравнения Рэлея–Ламба, w_A определяется из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении [26]:

$$\begin{aligned} a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4v_l \frac{w_R}{a} &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \\ w_A &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \end{aligned}$$

где ν_l — вязкость жидкости, C_l — скорость звука в “чистой” жидкости.

Будем полагать, что жидкость является акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным,

$$p_l = p_0 + C_l^2(\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g,$$

где B — газовая постоянная. Здесь и в дальнейшем нижний индекс 0 относится к начальному невозмущенному состоянию.

Для описания интенсивности межфазного теплообмена примем схему, учитывающую скольжение фаз [12]. При учете скольжения фаз полагается, что происходит обновление поверхности пузырька, тепловой поток при этом определяется теплопроводностью жидкости:

$$q = Nu_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \quad (2)$$

$$Nu_l = 0.65 \sqrt{Pe_l}, \quad Pe_l = \frac{2a|v_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}.$$

Здесь $T_0 = \text{const}$ — температура жидкости, v_{lg} — относительная скорость фаз, Nu_l и Pe_l — числа Нуссельта и Пекле для фаз, c_l , λ_l и k_l — теплоемкость, теплопроводность и коэффициент температуропроводности жидкости.

Для определения относительной скорости фаз можно записать следующее уравнение [1]:

$$\frac{\partial v_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{3}{a} w v_{lg} - \frac{3f}{2\pi a^3 \rho_l^0}, \quad (3)$$

где $v = ui + vj$, $v_{lg} = u_{lg}i + v_{lg}j$, i, j — орты осей x и y , f — сила вязкого трения.

Силу вязкого трения примем в виде

$$f = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 v_{lg} |v_{lg}|.$$

Коэффициент сопротивления C_D зададим в следующем виде [33]:

$$C_D = \begin{cases} \frac{48}{Re}, & 0 \leq Re < 180, \\ \frac{Re^{4/3}}{10^{3.6}}, & Re > 180, \end{cases} \quad Re = \frac{2a|v_{lg}|}{\nu_l},$$

где ν_l — кинематическая вязкость жидкости, Re — число Рейнольдса.

Будем полагать, что температура газа внутри пузырьков при достижении некоторого значения T_* мгновенно изменяется на величину ΔT , соответствующую теплотворной способности газа, вследствие чего давление в газе повышается. Физически это соответствует тому, что период индукции химических реакций значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков.

В качестве газовой фазы для расчетов принимается ацетилено-кислородная стехиометрическая смесь $C_2H_2 + 2.5O_2$. Такой выбор газовой фазы обусловлен тем, что она использовалась в большинстве экспериментов [7–9]. В качестве жидкой фазы — водоглицериновый раствор с объемным содержанием глицерина 0.5 [7–9].

Для численного анализа задачи о распространении детонационных волн в пузырьковой жидкости в канале с внезапным расширением удобнее пользоваться системой уравнений (1)–(3), записанной в лагранжевых координатах [27]. Это, в частности, связано с тем, что в лагранжевых координатах первоначальные границы неоднородностей остаются неподвижными.

Приведем систему уравнений в лагранжевых координатах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_l}{\partial t} &= \frac{C_l^2 \rho_l^0}{(1 - \alpha_g)} \left[\frac{3\alpha_g}{a} w - \left(\frac{\alpha_g}{J} + \frac{\rho_{l0}}{J^2 \rho_l^0} \right) \frac{\partial J}{\partial t} \right], \\ \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} &= \frac{3\alpha_g}{a} w - \frac{\alpha_g}{J} \frac{\partial J}{\partial t}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{J\rho} \left(\frac{\partial p_l}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial p_l}{\partial y_0} \frac{\partial x}{\partial x_0} \right), \\ \frac{\partial x}{\partial t} &= u, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{J\rho} \left(\frac{\partial p_l}{\partial y_0} \frac{\partial x}{\partial x_0} - \frac{\partial p_l}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} \right), \quad \frac{\partial y}{\partial t} = v, \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} &= -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma - 1)}{a_0} q, \quad \frac{\partial a}{\partial t} = w = w_R + w_A, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_R}{\partial t} &= \frac{1}{a} \left[\frac{p_g - p_l}{\rho_l^0} - \frac{3}{2} w_R^2 - 4\nu_l \frac{w_R}{a} \right], \\ w_A &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad |v_{lg}| = \sqrt{u_{lg}^2 + v_{lg}^2}, \quad \frac{\partial u_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{3}{a} w u_{lg} - \\ &- \frac{3f_x}{2\pi a^3 \rho_l^0}, \quad \frac{\partial v_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{3}{a} w v_{lg} - \frac{3f_y}{2\pi a^3 \rho_l^0}, \quad (4) \\ f_x &= \frac{1}{2} C_D \pi a^3 u_{lg} |v_{lg}|, \quad f_y = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 v_{lg} |v_{lg}|, \end{aligned}$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{48}{Re}, & 0 \leq Re < 180, \\ \frac{Re^{4/3}}{10^{3.6}}, & Re > 180, \end{cases} \quad Re = \frac{2a|v_{lg}|}{\nu_l},$$

$$q = Nu_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3,$$

$$Nu_l = 0.65 \sqrt{Pe_l}, \quad Pe_l = \frac{2a|v_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}$$

$$\begin{aligned} J &= \frac{\partial x}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial x}{\partial y_0} \frac{\partial y}{\partial x_0}, \quad \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \\ &- \frac{\partial u}{\partial y_0} \frac{\partial x}{\partial x_0} + \frac{\partial v}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial v}{\partial y_0} \frac{\partial x}{\partial x_0}. \end{aligned}$$

Система уравнений (4) решалась численно по явной схеме [27]. Приведенные уравнения из-за

учета межфазного теплообмена и акустической разгрузки пузырьков являются системой с достаточно сильной естественной диссипацией, поэтому не требуется вводить искусственную вязкость.

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Условия при $t = 0$, соответствующие исходному состоянию однородной пузырьковой смеси в канале, запишутся в виде

$$u = v = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0, \\ w = 0, \quad T_g = T_0, \quad \alpha_g = \alpha_{g0}, \quad \rho = \rho_{l0}^0 (1 - \alpha_{g0}).$$

Иницирующий импульс на границе пузырьковой жидкости ($x_0 = 0$) зададим в виде колоколообразного по времени закона для скорости жесткого ударника. Соответствующее граничное условие запишется в виде

$$u(t, r_0) = \begin{cases} \Delta u_0 \exp\left(-\left(\frac{t - t_*/2}{t_*/6}\right)^2\right), & 0 < t < t_*, \\ 0, & t > t_* \end{cases} \\ \text{при } x_0 = 0,$$

где Δu_0 — амплитуда скорости, t_* — характерная протяженность импульса. На границах расчетной области приняты условия как на жесткой стенке, т.е. равенство нулю нормальной компоненты скорости.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 представлены эпюры давления, показывающие динамику ДВ и выход ее в расширяющуюся зону. Эпюры давления соответствуют моментам времени: (а) 0.25, (б) 0.35, (в) 0.45, (г) 0.55 и (д) 0.8 мс. Как видно из рис. 2а, соответствующего моменту 0.25 мс, под воздействием жесткого ударника в узкой части канала иницируется и распространяется детонационная волна с амплитудой около 90 атм. Из эпюр, соответствующих моментам 0.35 (рис. 2б) и 0.45 (рис. 2в) миллисекунд, видно, как трансформируется ДВ при выходе из узкой части канала в широкую часть. Отметим, что фронт ДВ после выхода в расширяющуюся зону имеет форму окружности, т.е. детонационная волна распространяется равномерно как в продольном направлении, так и в поперечном.

Из эпюры давления, соответствующей моменту 0.55 мс (рис. 2г), следует, что ДВ воздействует на стенку с амплитудой около 30 МПа. При дальнейшей эволюции ДВ в широкой части канала фронт ДВ становится плоским, это иллюстрируется на рис. 2д, соответствующем моменту 0.8 мс. Скорость распространения детонации — важней-

шая (наряду с давлением) характеристика детонационных волн. Скорость ДВ в узкой части канала составляет около 1100 м/с, это значение близко к значению, которое определяется экспериментально [8, 9], в промежутке ($0.25 < x < 0.45$ м) скорость ДВ составляет около 700 м/с, а при $x > 0.45$ м амплитуда ДВ восстанавливается до значения 9 МПа и скорость составляет около 1100 м/с.

На рис. 3 представлены распределения давления (верхние картинки) и температуры (нижние картинки) по координате x на оси симметрии канала в различные моменты времени. Из рис. 3а и 3б, соответствующих моменту 0.2 мс, видно, что вдоль оси симметрии канала сформировалась детонационная волна с амплитудой около 90 атм, при этом температура газа внутри пузырьков составляет 4200 К. На рис. 3в и 3г, соответствующих моменту 0.3 мс, представлена динамика детонационной волны, когда она выходит в широкую часть канала. Из рис. 3д и 3е видно, что из-за двумерного рассеяния амплитуда детонационной волны уменьшается до значения 40 атм, температура газовой смеси при этом уменьшается до 3500 К. Несмотря на уменьшение амплитуды детонационной волны при выходе в широкую часть канала, ее энергии оказывается достаточно, чтобы поддерживать детонацию в этой области, это видно из рис. 3д и 3е, соответствующих моменту 0.4 мс. Из рис. 3д и 3е следует, что амплитуда детонационной волны к этому моменту достигает значения 60 атм, а температура газа в пузырьках составляет 3700 К. Как видно из рис. 2б, к моменту 0.45 мс амплитуда детонационной волны возрастает до значения 90 атм.

На рис. 4 представлено то же, что на рис. 2, но в этом случае поперечный размер узкой части меньше и составляет $H_1 = 0.01$ м. Как видно из рис. 4а, из-за воздействия жесткого ударника на покоящуюся пузырьковую жидкость в узкой части канала формируется детонационная волна, которая распространяется вдоль координаты x с амплитудой около 90 атм. Далее детонационная волна переходит в широкую зону, при этом происходит двумерное рассеяние детонационной волны, и ее амплитуда уменьшается. Для параметров расчета, соответствующих рис. 4, амплитуда детонационной волны уменьшается настолько, что в широкой части канала энергия этой волны уже не способна иницировать детонацию, и детонационная волна “срывается” и далее распространяется в пузырьковой жидкости как волна давления, которая в дальнейшем затухает в пузырьковой жидкости из-за теплообмена и акустической разгрузки.

Распределение давления в области расчета после срыва детонационной волны показано на рис. 4б. Видно, что амплитуда волны давления в этом случае составляет около 5 атм, чего недоста-

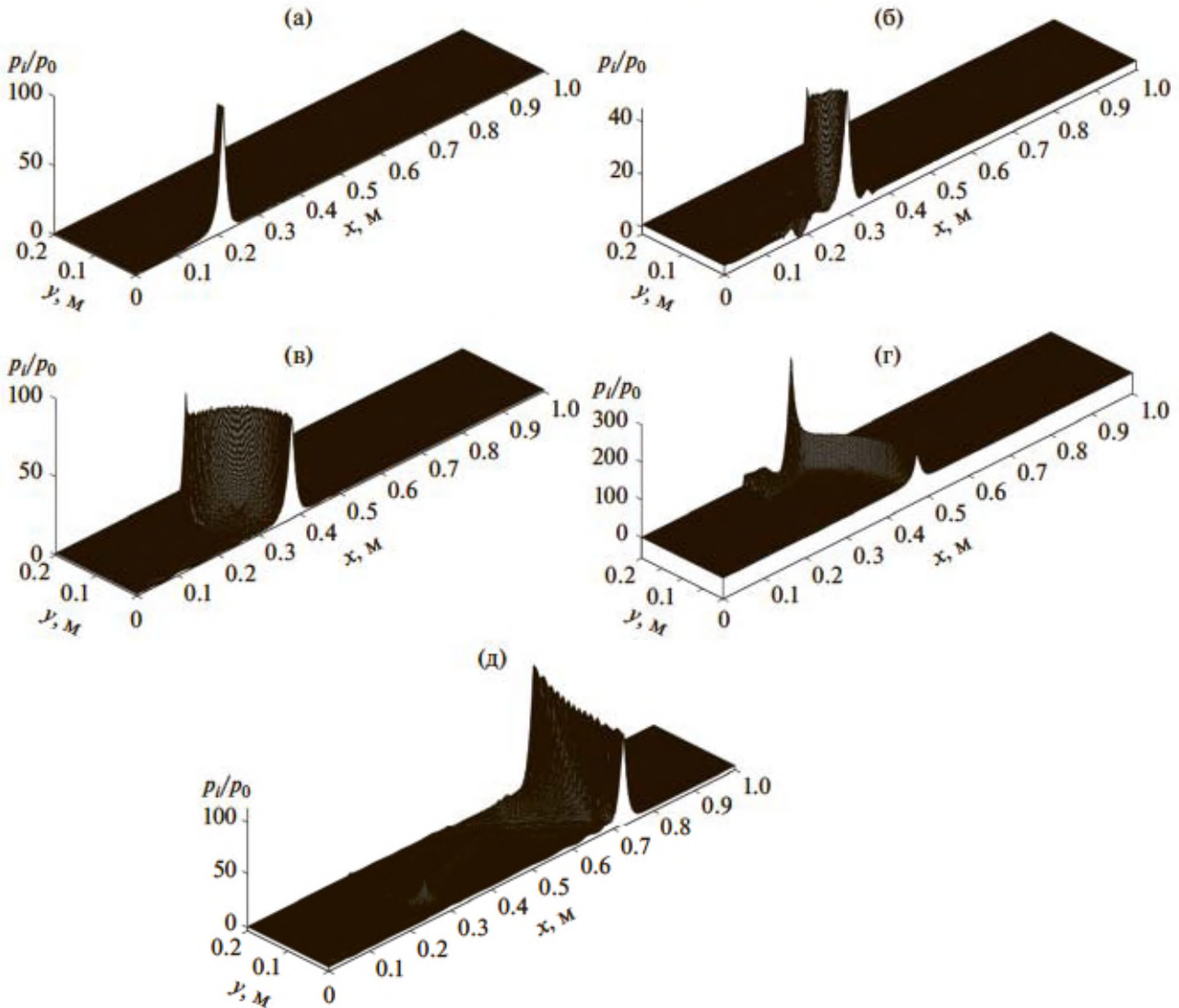


Рис. 2. Динамика и срыв детонационной волны в канале с внезапным расширением для моментов времени (а) 0.25, (б) 0.35, (в) 0.45, (г) 0.55 и (д) 0.80 мс. Параметры расчетной области: $L_1 = 0.25$ м, $L = 0.5$ м, $H_1 = 0.015$ м, $H_2 = 0.175$ м. Параметры первоначального импульса: $\Delta u_0 = 10$ м/с, $t_* = 36$ мкс. Параметры пузырьковой жидкости: жидкость – водоглицериновая смесь с объемным содержанием глицерина 50%, $\rho_l^0 = 1130$ кг/м³, $\nu_l = 6 \times 10^{-6}$ м²/с, $c_l = 3.3$ кДж/(кг К), $\lambda_l = 0.42$ Вт/(м К), $C_l = 1700$ м/с, $T_0 = 293$ К; газ – ацетилено–кислородная стехиометрическая смесь: $\alpha_{go} = 0.005$, $a = 1.25$ мм, $\rho_g^0 = 1.26$ кг/м³, $\lambda_g = 2.49 \times 10^{-2}$ Вт/(м К), $\gamma = 1.35$, $c_g = 1.14$ кДж/(кг К), $T_* = 1000$ К, $\Delta T = 3200$ К. Шаги интегрирования по численной схеме по времени и координате соответственно: $\tau = 0.01$ мкс, $h = 0.1$ мм.

точно для инициирования детонации в широкой части канала, и волна при дальнейшей своей эволюции затухает.

На рис. 5 представлены распределения давления (верхние картинки) и температуры (нижние картинки) вдоль координаты x , соответствующей оси симметрии канала, в различные моменты времени. Из рис. 5а и 5б, соответствующих моменту 0.2 мс, видно, что вдоль оси симметрии канала сформировалась детонационная волна с амплитудой около 90 атм, при этом температура газа

внутри пузырьков составляет 4200 К. На рис. 5в и 5г, соответствующих моменту 0.3 мс, представлена динамика детонационной волны, когда она выходит в широкую часть канала. Из рис. 5в и 5г видно, что из-за двумерного рассеяния амплитуда детонационной волны уменьшается до значения 20 атм, температура газовой смеси при этом уменьшается до 3500 К. Кроме того, из распределения давления видно, что при выходе волны в широкую часть канала появляется волна разрежения с малой амплитудой.

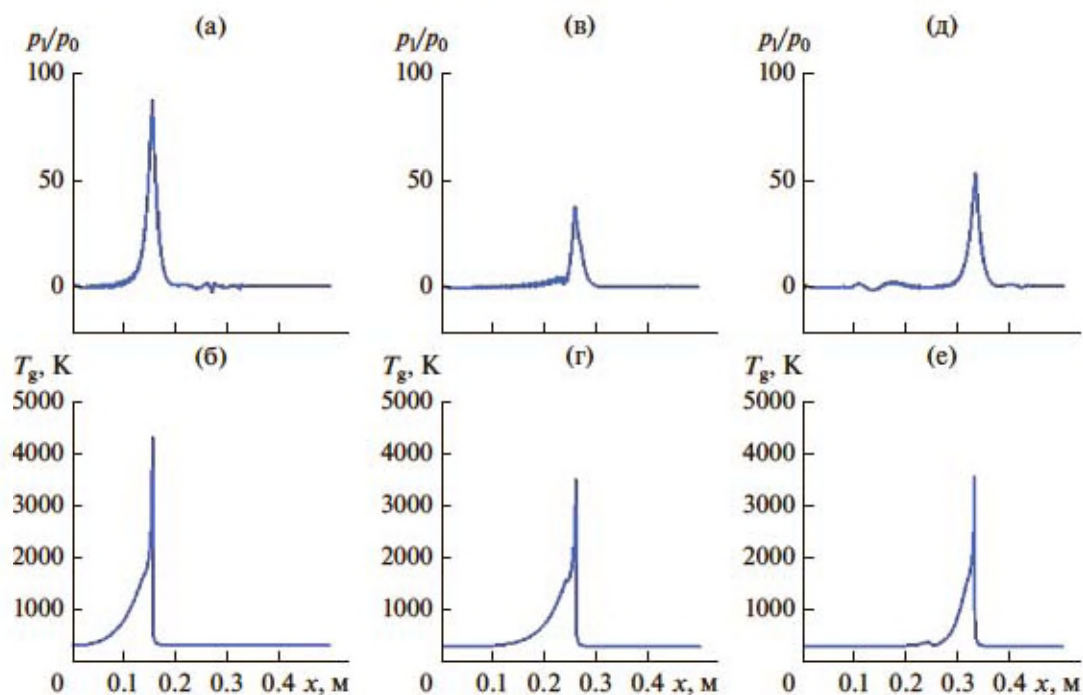


Рис. 3. Эпюры давлений и температур для моментов времени: (а) и (б) 0,2, (в) и (г) 0,3, (д) и (е) 0,4 мс.

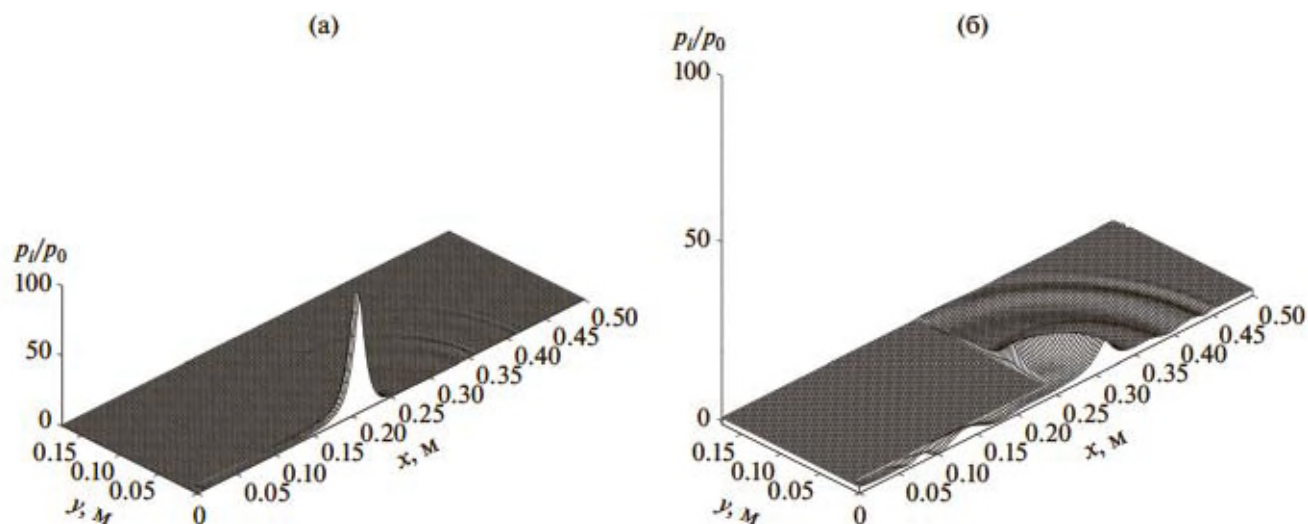


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но $H_1 = 0,01$ м для моментов времени (а) 0,16 и (б) 0,3 мс. Остальные параметры такие же, как на рис. 2.

В этом случае амплитуда детонационной волны уменьшается настолько, что при выходе в широкую часть канала ее энергии оказывается недостаточно, чтобы поддерживать детонацию в этой области, и детонационный процесс срывается, это видно из рис. 5д и 5е, соответствующих моменту 0,4 мс. Из рис. 5д и 5е следует, что амплитуда волны давления, распространяющейся в пузырьковой жидкости, после срыва детонацион-

ной волны имеет значение около 7 атм, а температура газа в пузырьках составляет 700 К.

На рис. 6 приведен график зависимости от объемного содержания пузырьков при прочих одинаковых параметрах системы поперечного размера узкой части канала, достаточного для того, чтобы распространяющаяся по узкой части канала детонационная волна могла инициировать детонацию при переходе в широкую часть

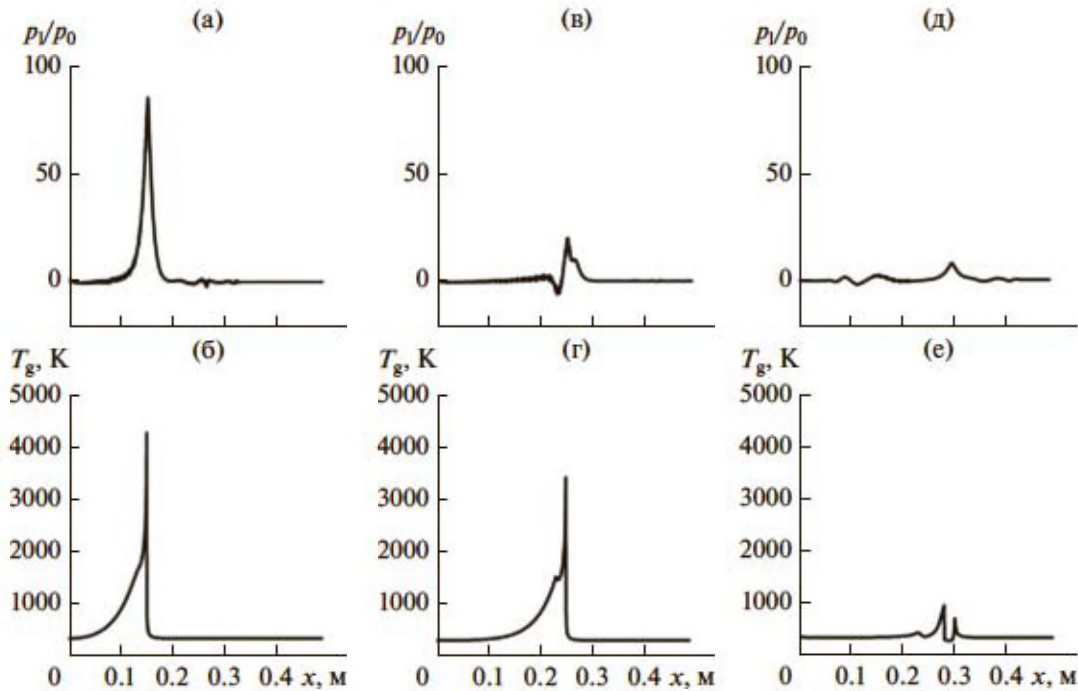


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но $H_1 = 0.01$ м.

этого канала. Из рис. 6 следует, что для значений (α_{g0}, H_1) , которые расположены выше кривой, представленной на рис. 6, детонационная волна при переходе из узкой части в широкую всегда инициирует детонацию, а для точек (α_{g0}, H_1) , расположенных ниже кривой, детонационная волна при переходе из узкой части в широкую срывается. Численные эксперименты показали, что диапазон значений (α_{g0}, H_1) , при которых происходит срыв детонационного процесса, маленький,

кроме этого, независимо от величины H_1 , детонация не срывается, когда отношение $\frac{H_2}{H_1} < 5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован процесс динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости в каналах с внезапным расширением. Установлены следующие особенности распространения детонации в канале с внезапным расширением.

1. Возможны два режима распространения детонации при переходе детонационной волны в расширяющуюся зону: непрерывное распространение детонации и затухание детонации.

2. Переход от одного режима детонации к другому зависит не только от поперечных размеров узкой части канала, но и от объемного содержания пузырьков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 368 с.
3. Гусев В.А., Руденко О.В. Нелинейный звук в слое газонасыщенных осадков // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 169–181.
4. Шаганов В.Ш., Сарпулова В.В. Особенности преломления и отражения звука на границе пузырько-

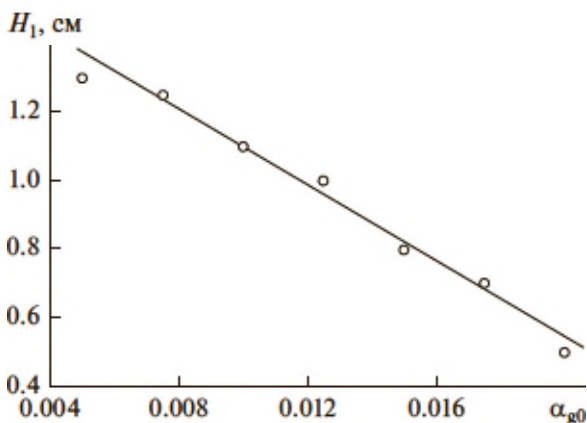


Рис. 6. Зависимость поперечного размера узкой части канала, достаточного для поддержания детонации при выходе из узкой части канала, от объемного содержания пузырьков; остальные параметры такие же, как для рис. 2.

- вой жидкости // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 40–48.
5. *Губайдуллин Д.А., Федоров Ю.В.* Звуковые волны в жидкости с полидисперсными парогазовыми пузырьками // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 178–186.
 6. *Губайдуллин Д.А., Федоров Ю.В.* Особенности отражения акустических волн от границы или слоя двухфазной среды // Акуст. журн. 2017. Т. 64. № 2. С. 162–173.
 7. *Сычев А.И.* Волна детонации в системе жидкость–пузырьки газа // ФГВ. 1985. Т. 21. № 3. С. 103–110.
 8. *Пинаев А.В., Сычев А.И.* Структура и свойства детонации в системах жидкость–пузырьки газа // ФГВ. 1986. Т. 22. № 3. С. 109–118.
 9. *Пинаев А.В., Сычев А.И.* Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия возникновения детонационных волн в системах “жидкость–газовые пузырьки” // ФГВ. 1987. Т. 23. № 6. С. 76–84.
 10. *Красный Ю.П., Михо В.В.* Самоподдерживающаяся нелинейная волна детонации в жидкости с пузырьками горючего газа // ФГВ. 1989. Т. 25. № 2. С. 75–81.
 11. *Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.* Волны в пузырьковой среде при наличии химических реакций в газовой фазе // ФГВ. 1989. № 6. С. 14–22.
 12. *Шагапов В.Ш., Абдрашитов Д.В.* Структура волн детонации в пузырьковой жидкости // ФГВ. 1992. № 6. С. 89–96.
 13. *Воронин Д.В.* О возбуждении детонации в жидкости с пузырьками химически активного газа // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 9. С. 51–58.
 14. *Тухватуллина Р.Р., Фролов С.М.* Ударные волны в жидкости, содержащей инертные и реакционно-способные газовые пузырьки // Горение и взрыв. 2017. Т. 10. № 2. С. 52–61.
 15. *Сычев А.И.* Влияние начального давления пузырьков сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 126–129.
 16. *Кочетков И.И., Пинаев А.В.* Ударно-волновые процессы при взрыве проводников в воде и пузырьковых средах // ФГВ. 2015. Т. 51. № 6. С. 109–119.
 17. *Сычев А.И.* Влияние начального давления полидисперсных пузырьковых сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2017. Т. 87. № 4. С. 504–507.
 18. *Зверев И.Н., Смирнов Н.Н.* Газодинамика горения. М.: Наука, 1987. 308 с.
 19. *Кедринский В.К.* Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Монография. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 434 с.
 20. *Митрофанов В.В.* Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003. 200 с.
 21. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Ахмадуллин Ф.Ф.* Взрыв пузырьковой завесы с горючей смесью газов при воздействии импульсом давления // Докл. РАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 611–615.
 22. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р.* Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // Докл. РАН. 2005. Т. 403. № 4. С. 478–481.
 23. *Ждан С.А.* Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // ФГВ. 2003. Т. 39. № 4. С. 107–112.
 24. *Ждан С.А., Ляпидевский В.Ю.* Детонация в двухслойной пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 1. С. 123–128.
 25. *Лепихин С.А., Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К.* Иницирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 234–240.
 26. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.* Проявление сжимаемости несущей фазы при распределении волны в пузырьковой среде // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077–1081.
 27. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.