ISSN: 2658–5782

Номер 2

2025

МНОГОФАЗНЫЕ СИСТЕМЫ

mfs.uimech.org

ИМех
им. Р.Р. Мавлютова

ISSN 2658–5782 **20** (2025) 2: 68–77

Многофазные системы

http://mfs.uimech.org/mfs2025.2.020
DOI 10.21662/mfs2025.2.020
УДК / UDC 532.329

Получена / Received 20.03.2025
Принята / Accepted 30.05.2025

Численное исследование динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости при скачкообразном уменьшении диаметра цилиндрического канала

И.К. Гималтдинов✉, **А.С. Родионов, Е.Ю. Кочанова**
Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

E-mail: iljas_g@mail.ru

Рассмотрены процессы отражения и дифракции волны давления в цилиндрическом канале, наполненном пузырьковой жидкостью, при наличии скачкообразного уменьшения диаметра канала. Рассматривается случай, когда газовая фаза пузырьковой жидкости является взрывчатой газовой смесью. Основная цель работы – численное исследование динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости при скачкообразном уменьшении диаметра цилиндрического канала. Для численного анализа эволюции волн в цилиндрическом канале, заполненном пузырьковой жидкостью, применяется система уравнений в лагранжевых переменных, где в качестве лагранжевых переменных приняты эйлеровы координаты в начальный момент времени. В качестве газовой фазы для расчетов принимается ацетилено-кислородная стехиометрическая смесь, а в качестве жидкой фазы — водоглицериновый раствор с массовой долей глицерина 0.5. Показано, что при прохождении волн повышенного давления в цилиндрических каналах со скачкообразным уменьшением диаметра, содержащих пузырьковую жидкость с горючим газом, возможно как непрерывное распространение детонации, так и затухание детонации. Кроме того, переход от одного режима детонации к другому зависит не только от поперечных размеров узкой части канала, но и от объемного содержания пузырьков. Установлено, что при прохождении волн повышенного давления в цилиндрических каналах со скачкообразным уменьшением диаметра, содержащих пузырьковую жидкость с горючим газом детонация может быть обусловлена следующими причинами: столкновение падающей волны с жесткими стенками в области уменьшения диаметра канала; в результате интерференции волн при распространении из широкой в узкую часть канала. Анализ динамики распространения детонационных волн показывает, что при низком объемном газосодержании детонация образуется только при переходе волн повышенного давления в узкую часть канала в сторону движения падающей волны вследствие интерференции волн.

Ключевые слова: пузырьковая жидкость, детонация, инициирование взрыва, цилиндрический канал

Работа выполнена при поддержке госзадания Минобрнауки РФ на тему «Разработка и создание малотоннажных продуктов и реагентов (ингибиторы коррозии и солеотложения, антиоксиданты, биоциды, присадки и др.) для процессов нефтегазохимии и очистки водных сред от загрязнений, замещающих импортные вещества и материалы. Теоретические и экспериментальные подходы (FEUR –2023–0006)».

Numerical study of the dynamics of detonation waves in a bubbly liquid with an abrupt decrease in the diameter of a cylindrical channel

I.K. Gimaltdinov✉, **A.S. Rodionov, E.Y. Kochanova**
Ufa State Oil Technical University, Ufa, Russia

E-mail: iljas_g@mail.ru

The processes of reflection and diffraction of a pressure wave in a cylindrical channel filled with a bubbly liquid are considered in the presence of an abrupt decrease in the channel diameter. The case is considered when the gas phase of the bubbly liquid is an explosive gas mixture. The main purpose of the work is numerical study of the dynamics of detonation waves in a bubbly liquid with an abrupt decrease in the diameter of a cylindrical channel. To numerically analyze the evolution of waves in a cylindrical channel filled with a bubbly liquid, a system of equations in Lagrangian variables was used, where the Eulerian coordinates at the initial moment of time are taken as Lagrangian variables. An acetylene-oxygen stoichiometric mixture was used as the gas phase for calculations. As a liquid phase, a water–glycerin solution with a mass fraction of 0.5 glycerin was used. It is shown that when high-pressure waves pass through cylindrical channels with an abrupt decrease in diameter containing a bubbly liquid with a combustible gas, both continuous propagation of detonation and attenuation of detonation are possible; and the transition from one detonation mode to another depends not only on the transverse dimensions of the narrow part of the channel, but also on the volume content of bubbles. It has been established that when

high-pressure waves pass through cylindrical channels with an abrupt decrease in diameter containing a bubbly liquid with a combustible gas, detonation can be caused by the following reasons: collision of an incident wave with rigid walls in the area of channel diameter reduction; as a result of interference of waves during propagation from a wide to a narrow part of the channel. An analysis of the dynamics of detonation wave propagation shows that with a low volume gas content, detonation is formed only when high-pressure waves pass into a narrow part of the channel in the direction of the incident wave movement due to wave interference.

Keywords: bubbly liquid, detonation, explosion initiation, cylindrical channel

1. Введение

В пузырьковой жидкости с горючим газом внутри пузырьков могут распространяться детонационные волны (ДВ) амплитудой около 100 атм [1–3]. Это явление уникальное, так как, во-первых, калорийность пузырьковой смеси на несколько порядков меньше, чем аналогичный параметр для традиционных твердых взрывчатых веществ (ВВ), но тем не менее в таких системах могут инициироваться и распространяться детонационные волны; во-вторых, с увеличением калорийности смеси (с увеличением объемного содержания газа) скорость распространения ДВ уменьшается, хотя в традиционных ВВ скорость детонации с увеличением калорийности увеличивается. Геометрическая форма канала существенно влияет на амплитуду распространяющихся в ней волн. Возможность инициирования слабым импульсом давления детонационной волны в цилиндрическом канале с помощью входного сужающегося участка численно исследовано в [4]. Выявлено, что в зависимости от объемного содержания пузырьков возможны два режима дальнейшей эволюции детонационной волны, возникающей за счет усиления волн в сужающихся каналах. Если объемное содержание пузырьков выше некоторого критического значения, то детонационная волна распространяется в обоих направлениях от места взрыва. В том случае, когда объемное содержание ниже этого критического значения, детонационная волна движется в направлении сужения канала. В сужающихся емкостях с закрытым дном показано появление «отраженной детонации», заключающейся в возникновении устойчивой детонационной волны при отражении от дна канала или от слоя «чистой» жидкости, экранирующего дно.

Исследованию распространения детонационных волн в канале с внезапным расширением, заполненном пузырьковой жидкостью, посвящена работа [5]. В этой работе установлено, что возможны два режима распространения детонации при переходе детонационной волны в расширяющуюся зону: непрерывное распространение детонации и затухание детонации. Переход от одного режима детонации к другому зависит не только от поперечных размеров узкой части канала, но и от объемного содержания пузырьков. Численный анализ волновой структуры в активных пузырьковых системах в ударных трубах с резкими изменениями профиля в виде «скачков» сечения и волноводом с однофазной жидкостью выполнен в [6], в этой же работе в осесимметричной постановке исследованы эффекты усиления волн в результате отражения от стенки и при их фокусировке на торце соосного с каналом жесткого стержня.

Целью настоящей работы, как логического продолжения работ [4, 5], является численное моделирование процесса распространения детонационной волны в пузырьковой жидкости в канале с внезапным сужением поперечного сечения.

2. Постановка задачи

Рассмотрим цилиндрический канал, заполненный газожидкостной смесью, со скачкообразным изменением площади сечения (рис. 1). Полагаем, что газовая фаза пузырьковой жидкости является взрывчатой газовой смесью (например, смесь ацетилена с кислородом или «гремучий» газ). В момент времени $t = 0$ на границе $z_0 = 0$ скачкообразно повышается давление на величину Δp_0. Необходимо определить динамику волнового процесса при $t > 0$.

Для описания двумерного осесимметричного волнового движения пузырьковой среды примем следующие допущения: смесь является монодисперсной, т.е. в каждом элементарном объеме все пузырьки сферические и одинакового радиуса, вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессе межфазного взаимодействия и, в частности, при пульсации пузырьков; отсутствует массообмен между пузырьками и жидкостью. На основе этих допущений запишем закон сохранения массы для каждой фазы, числа пузырьков и импульсов в односкоростном приближении [7–9]:

$$\frac{\mathrm{d}\rho_i}{\mathrm{d}t} + \rho_i \frac{v_r}{r} + \rho_i \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (i = l, g),$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} + n \frac{v_r}{r} + n \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 0,$$

$$\rho_l^0 \frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial p_l}{\partial r} = 0, \quad \rho_l^0 \frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial p_l}{\partial z} = 0,$$

$$w = \frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t} \quad \left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial z} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right),$$

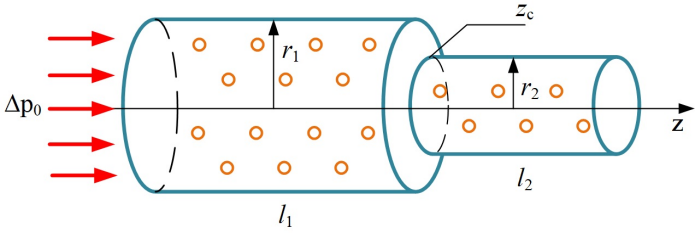

Рис. 1. Схема задачи

$$\alpha_l + \alpha_g = 1, \quad \alpha_g = \frac{4}{3}\pi n a^3, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \rho = \rho_g + \rho_l.$$

Здесь ρ_i — плотности фаз; ρ_i^0 — истинные плотности фаз; r и z — цилиндрические координаты; v_r — радиальная компонента скорости; v_z — проекция скорости на ось координат z; n — число пузырьков в единице объема; p_i — давления фаз; w — радиальная скорость поверхности пузырьков; a — радиус пузырьков; α_i — объемные содержания фаз. Нижними индексами $i = l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз; индекс «0» внизу относится к начальному невозмущенному состоянию.

При описании радиального движения будем полагать, что скорость радиального движения w состоит из двух слагаемых:

$$w = w_R + w_A,$$

где w_R описывается уравнением Релея–Ламба:

$$a\frac{\mathrm{d}w_R}{\mathrm{d}t} + \frac{3}{2}w_R^2 + 4\nu_l\frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0},$$

где ν_l — кинематическая вязкость жидкости.

Добавка w_A определяется из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса в несущей жидкости в акустическом приближении:

$$w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}},$$

где C_l — скорость звука в «чистой» жидкости.

Уравнение для давления внутри пузырьков с учетом однородности давления записывается в виде:

$$\frac{\mathrm{d}p_g}{\mathrm{d}t} = -\frac{3\gamma p_g}{a}w - \frac{3(\gamma-1)}{a}q,$$

где γ — показатель адиабаты для газа; q — интенсивность теплообмена.

Интенсивность межфазного теплообмена примем в виде [10]:

$$q = \mathrm{Nu}_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a},$$

где Nu_i — число Нуссельта для фаз; λ_l — коэффициент теплопроводности жидкости; T_g — температура газа; $T_0 = \mathrm{const}$ — температура жидкости.

Числа Нуссельта и Пекле имеют вид:

$$\mathrm{Nu}_l = 0.65\sqrt{\mathrm{Pe}_l}, \quad \mathrm{Pe}_l = \frac{2a|\nu_{lg}|}{k_l},$$

$$|\nu_{lg}| = \sqrt{u_{lg}^2 + v_{lg}^2},$$

$$\frac{\partial u_{lg}}{\partial t} = -2\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{3}{a}w u_{lg} - \frac{3f_x}{2\pi a^3 \rho_l^0},$$

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

$$f_x = \frac{1}{2}C_D \pi a^3 u_{lg}|\nu_{lg}|, \quad f_y = \frac{1}{2}C_D \pi a^3 v_{lg}|\nu_{lg}|,$$

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{48}{\mathrm{Re}}, & 0 \leqslant \mathrm{Re} < 180, \\ \dfrac{\mathrm{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, & \mathrm{Re} > 180, \end{cases}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{2a|\nu_{lg}|}{\nu_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}.$$

Здесь Pe_i — число Пекле для фаз; ν_{lg} — относительная скорость фаз; k_l — коэффициент температуропроводности жидкости; $\mathbf{f} = (f_x, f_y)$ — сила вязкого трения; C_D — коэффициент сопротивления; Re — число Рейнольдса; c_l — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении.

Уравнение состояния для несущей фазы примем в акустическом приближении:

$$p_l = p_0 + C_l^2\left(\rho_l^0 - \rho_{l0}^0\right).$$

Считая газ калорически совершенным, запишем уравнение Клапейрона–Менделеева:

$$p_g = \rho_g^0 R T_g,$$

где R — универсальная газовая постоянная.

3. Методика численного расчета

Для численного анализа эволюции волн в цилиндрическом канале, заполненном пузырьковой жидкостью, удобнее пользоваться системой уравнений, приведенной выше, но записанной в лагранжевых переменных. В качестве лагранжевых переменных приняты эйлеровы координаты в начальный момент времени. Тогда система примет вид:

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{r}{r_0}\frac{1}{J\rho}\left(\frac{\partial p_{liq}}{\partial r_0}\frac{\partial r}{\partial z_0} - \frac{\partial p_{liq}}{\partial z_0}\frac{\partial r}{\partial r_0}\right), \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v_z,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = -\frac{r}{r_0}\frac{1}{J\rho}\left(\frac{\partial p_{liq}}{\partial r_0}\frac{\partial r}{\partial z_0} - \frac{\partial p_{liq}}{\partial z_0}\frac{\partial r}{\partial r_0}\right), \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v_r,$$

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} = -\frac{3\gamma p_g}{a}w - \frac{3(\gamma-1)}{a}q,$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = w = w_R + w_A,$$

$$\frac{\partial w_R}{\partial t} = \left(\frac{p_g - p_l}{\rho_l^0} - \frac{3}{2}w_R^2 - 4\nu_l\frac{w_R}{a}\right)\frac{1}{a}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}},$$

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} = 3\frac{\alpha_g w}{a} - \frac{\alpha_g}{J}\frac{\partial J}{\partial t},$$

$$\frac{\partial p_l}{\partial t} = \frac{C_l^2 \rho_l^0}{1 - \alpha_{g0}}\left(\frac{3\alpha_g w}{a} - \frac{\alpha_g}{J}\frac{\partial J}{\partial t}\right),$$

$$q = \mathrm{Nu}_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \mathrm{Nu}_l = 0.65\sqrt{\mathrm{Pe}_l}, \quad \mathrm{Pe}_l = \frac{2a|\nu_{lg}|}{k_l},$$

$$|\nu_{lg}| = \sqrt{u_{lg}^2 + v_{lg}^2},$$

$$\frac{\partial u_{lg}}{\partial t} = -2\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{3}{a}wu_{lg} - \frac{3f_x}{2\pi a^3\rho_l^0},$$

$$\frac{\partial v_{lg}}{\partial t} = -2\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{3}{a}wv_{lg} - \frac{3f_y}{2\pi a^3\rho_l^0},$$

$$f_x = \frac{1}{2}C_D\pi a^3 u_{lg}|\nu_{lg}|, \quad f_y = \frac{1}{2}C_D\pi a^3 v_{lg}|\nu_{lg}|,$$

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{48}{\mathrm{Re}}, & 0 \leqslant \mathrm{Re} < 180, \\ \dfrac{\mathrm{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, & \mathrm{Re} > 180, \end{cases}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{2a|\nu_{lg}|}{\nu_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l},$$

$$p_{liq} = p_0 + C_{liq}^2(\rho_{liq}^0 - \rho_{liq0}^0), \quad p_g = \rho_g B T_g,$$

$$\left(J = \frac{r}{r_0}\left(\frac{\partial z}{\partial z_0}\frac{\partial r}{\partial r_0} - \frac{\partial z}{\partial r_0}\frac{\partial r}{\partial z_0}\right),\right.$$

$$\left.\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{v_r J}{r} + \frac{r}{r_0}\left(\frac{\partial v_z}{\partial z_0}\frac{\partial r}{\partial r_0} + \frac{\partial z}{\partial z_0}\frac{\partial v_r}{\partial r_0} - \frac{\partial v_z}{\partial r_0}\frac{\partial r}{\partial z_0} - \frac{\partial z}{\partial r_0}\frac{\partial v_r}{\partial z_0}\right)\right),$$

где z_0 и r_0 — лагранжевы переменные; J — якобиан перехода от лагранжевых к эйлеровым переменным [10]; B — газовая постоянная.

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 [1–3]. В качестве жидкой фазы — водоглицериновый раствор с массовой долей глицерина 0.5. Для ацетилено-кислородной стехиометрической смеси за температуру воспламенения и добавку к температуре газа приняты следующие значения: $T_* = 1000$ K, $\Delta T = 3200$ K. Для того чтобы различать области, где произошла детонация, а где нет, вводится индикатор детонации.

Приведенная выше система решалась численно по явной схеме. Приведенные уравнения, из-за учета межфазного теплообмена и акустической разгрузки пузырьков, являются системой с достаточно сильной естественной диссипацией, поэтому не требуется вводить искусственную вязкость [10].

4. Начальные и граничные условия

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

$$v_z = v_r = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0, \quad w = 0,$$

$$T_g = T_0, \quad \alpha_g = \alpha_{g0}, \quad \rho = \rho_{l0}^0(1 - \alpha_{g0}).$$

Инициирующее возмущение давления на границе пузырьковой жидкости ($z_0 = 0$) задается в виде сигнала в форме «ступеньки». Соответствующее граничное условие запишется в виде:

$$p(t, r_0) = p_0 + \Delta p_0 \text{ при } z_0 = 0,$$

где Δp_0 — амплитуда давления. На границах расчетной области приняты условия такие, как на жесткой стенке, т.е. равенство нулю нормальной компоненты скорости.

5. Результаты расчетов

Под действием граничного давления $\Delta p_0 = 2.5$ МПа в широкой части канала формируется детонационная волна амплитудой около 10 МПа, распространяющаяся со скоростью приблизительно 700 м/с (рис. 2(*а*)). При достижении детонационной волной области сужения цилиндрического канала происходит увеличение амплитуды вследствие удара о стенки до 30 МПа (рис. 2(*б*)). В дальнейшем отраженная от стенок волна двигается в обратном направлении и затухает (рис. 2(*в*)). Детонация продолжает распространяться в узкой части канала с амплитудой около 10 МПа, скорость детонационной волны при этом составляет также около 700 м/с (рис. 2(*в*), (*г*)).

На рис. 3 изображены эпюры давления при распространении ступенчатого импульса с недостаточной для детонации амплитуды в цилиндрическом канале со скачкообразным уменьшением диаметра сечения при объемном содержании газа равном 1 % (рис. 33(*а*)–(*в*)) и 3 % (рис. 3(*г*)–(*е*)). Граничное давление инициирует появление волны амплитудой $\Delta p_0 = 1.0$ МПа, которая распространяется в широкой части канала вдоль оси z со скоростью приблизительно 300 м/с (рис. 3(*а*)). Распространяющаяся волна имеет осцилляционную структуру, что связано с радиальной инерцией пузырьковой жидкости [7]. В момент времени 0.82 мс (рис. 3(*б*)) происходит столкновение волны со стенками в месте изменения диаметра, амплитуда волны увеличивается, и температура внутри пузырьков достигает значения температуры воспламенения, что приводит к детонации области около стенок. Появившаяся детонационная волна огибает стенки и распространяется в узкой части канала, где происходит увеличение амплитуды вследствие наложения волн в центральной области цилиндрического канала (рис. 3(*в*)), это приводит к увеличению скорости волны до 800 м/с. Амплитуда детонационной волны постепенно увеличивается до 10 МПа. Отраженная от стенок сужения волна при этом затухает вследствие поджатости пузырьковой среды в широкой части канала [7].

При более высоких значениях объемного газосодержания отраженная от стенок волна также способна вызвать детонацию. Рассмотрим эпюры (рис. 3(*г*)–(*е*)) при объемном газосодержании равном 3 %. Вследствие падения волны с начальной амплитудой $\Delta p_0 = 1.0$ МПа и скоростью 170 м/с на стенку в момент времени 0.5 мс в узкой части канала зарождается детонационная волна, которая распространяется вдоль оси z, достигая амплитуды 10 МПа и скорости 590 м/с. Однако, в описанном

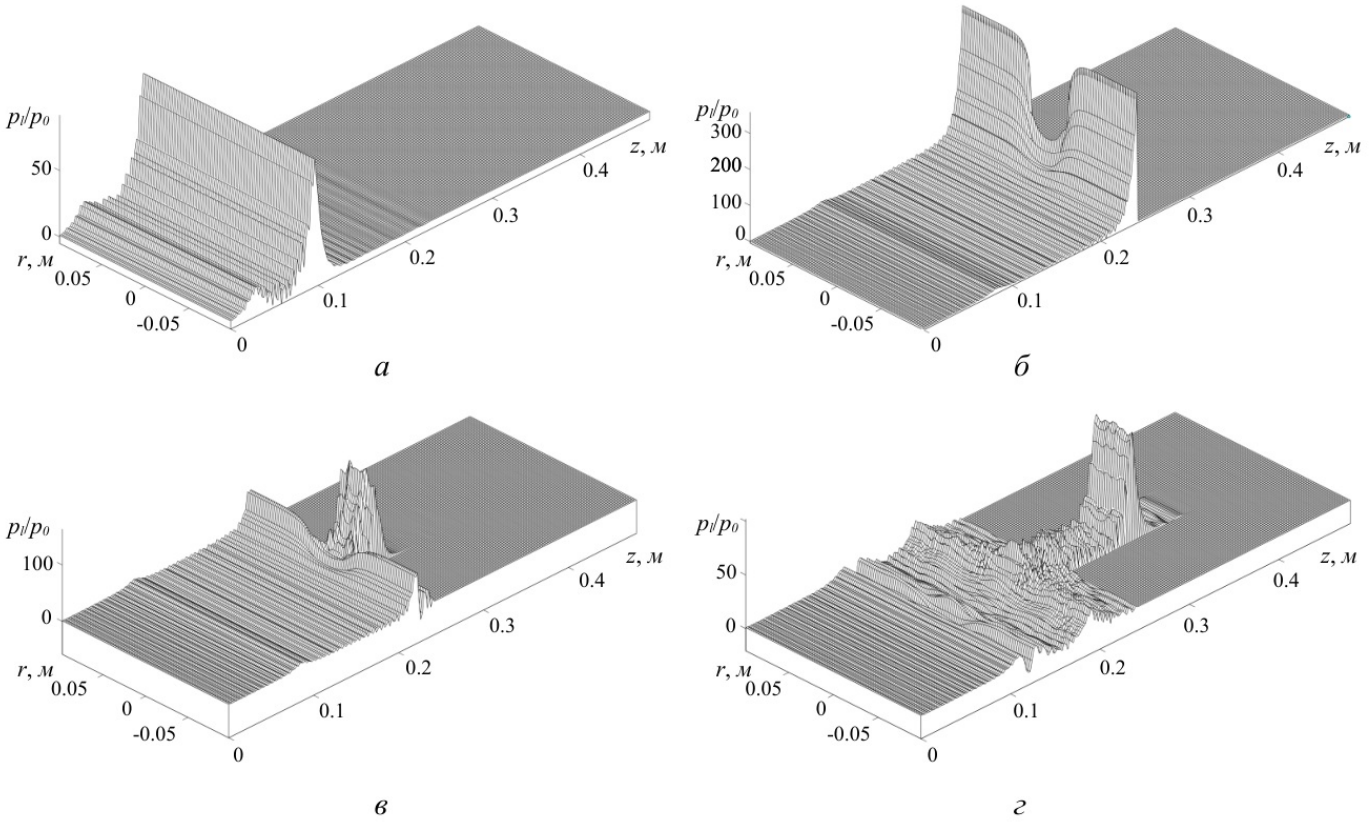

Рис. 2. Эпюры давления для импульса конечной длительности при $\Delta p_0 = 2.5$ МПа в канале цилиндрической формы с сужением для различных моментов времени: (*а*) 0.015, (*б*) 0.032, (*в*) 0.033, (*г*) 0.040 мс. Параметры системы: газ — ацетилено-кислородная смесь, жидкость — 50 % по массе, водоглицериновый раствор: $p_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 293$ К, $\rho_l^0 = 1130$ кг/м^3, $\nu_l = 6 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, $c_l = 3.3$ кДж/(кг·К), $\lambda_l = 0.42$ Вт/(м·К), $C_l = 1700$ м/с, $\rho_g^0 = 1.29$ кг/м^3, $\lambda_g = 2.6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К), $\alpha_{g0} = 0.01$, $a_0 = 1.25$ мм, $\gamma = 1.36$

случае в поджатой среде, обладающей большим газосодержанием, инициируется детонационная волна амплитудой 20 МПа, движущаяся в обратном направлении со скоростью 1000 м/с.

Для иллюстрации процесса распространения детонации в широкой и узкой частях канала рассмотрим карты детонации при различном объемном содержании газа в пузырьковой среде. Темные зоны соответствуют областям пузырьковой жидкости, где произошла детонация, в светлых зонах, соответственно, детонации еще не было.

На рис. 4 представлены эпюры давления и соответствующие им карты детонации для разных значений объемного газосодержания. На рис. 4(*а*) показаны эпюры, иллюстрирующие процесс распространения детонационной волны при объемном содержании газа равном 1 %. Как следует из анализа соответствующей карты детонации, происходит зарождение детонационной волны на стенках сужения и последующее ее распространение в узкой части, вследствие поджатости пузырьковой среды, распространение детонационной волны в обратную сторону не происходит.

При объемном содержании газа равном 2 % (рис. 4(*б*)) происходят процессы, аналогичные вышеописанному случаю, за счет чего происходит распространение детонационной волны в узкой части канала. Однако, вследствие большего значения объемного газосодержания становится возможным появление детонации в обратном направлении, обусловленной интерференцией волн, отраженных от стенок узкой части. На карте детонации (рис. 4(*б*)) видно, что таким образом происходит детонация в окрестностях точки с координатами $(0; 0.09)$, но из-за поджатости среды детонация в этой области быстро затухает и дальнейшего распространения детонационной волны в обратную сторону не происходит.

Ситуация с дальнейшим увеличением объемного содержания газа до 3 % и 4 % показана на рис. 4(*в*) и (*г*) соответственно. Вследствие большего содержания горючего газа происходит зарождение детонационной волны, распространяющейся в обратную сторону. На всех описанных картах детонации (рис. 4(*а*)–(*г*)) видна осцилляционная структура детонационной волны, что приводит к появлению областей с поджатыми пузырьками, где не произошла детонация. Дальнейшее увеличение содержания газа приводит к полному прогоранию пузырьков в обратном направлении и таких областей не наблюдается.

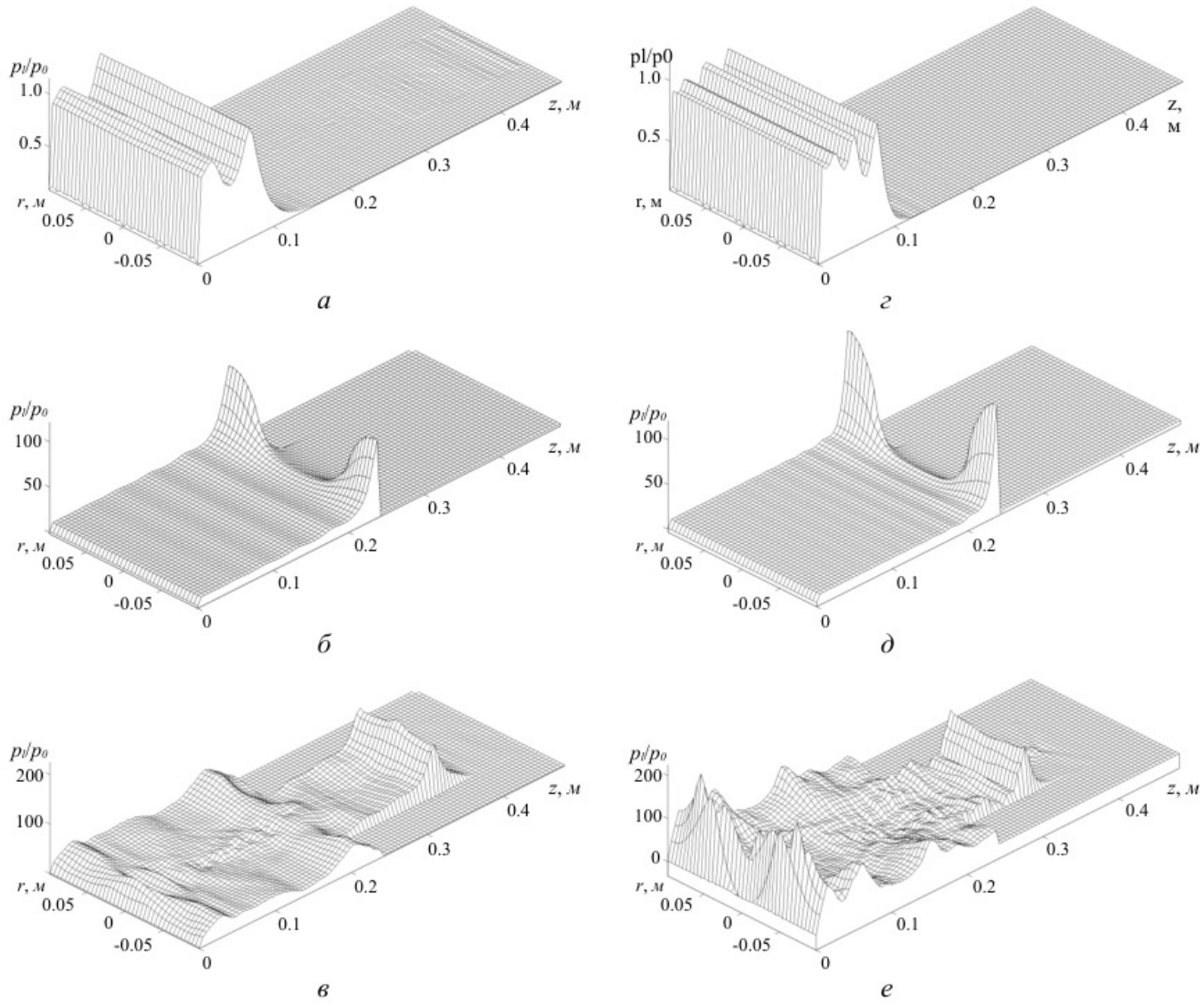

Рис. 3. Эпюры давления для импульса типа «ступенька» при $\Delta p_0 = 1.0$ МПа в канале цилиндрической формы с сужением для различных моментов времени: (*а*) 0.30, (*б*) 0.82, (*в*) 1.00 мс при $\alpha_{g0} = 0.01$, (*г*) 0.5, (*д*) 1.4, (*е*) 1.6 мс при $\alpha_{g0} = 0.03$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2

В описанных выше примерах причиной детонации является удар о стенку в месте изменения диаметра, однако возможны случаи, когда амплитуды волны недостаточно для появления детонации от удара о стенку, но детонационная волна все равно способна инициироваться из-за наложения волн в узкой части канала. На рис. 5 представлены эпюры давления, иллюстрирующие процесс распространения волны давления типа «ступенька» амплитудой $\Delta p_0 = 0.5$ МПа в цилиндрическом канале со скоростью 240 м/с. Движение волны до столкновения со стенками области сужения канала подобно ситуации, изображенной на рис. 2. Однако, в силу недостаточно большого значения амплитуды давления столкновение со стенками (рис. 5(*а*)) не вызывает детонации. Детонация инициируется позже в области сужения (рис. 5(*б*)). Это обусловлено наложением волн, огибающих стенки узкой части. На рис. 5(*в*), (*г*) показано дальнейшее распространение детонационной волны со скоростью 700 м/с. В обратную сторону детонационная волна не распространяется из-за наличия поджатости пузырьковой среды. Также стоит отметить, что вследствие наложения волн детонация зарождается в области, расположенной немного дальше от сужения канала.

На рис. 6(*а*), (*б*) показаны эпюры давления в канале с радиусом узкой части канала 0.07 м в момент достижения ступенчатого импульса начала области сужения. Как следует из анализа рис. 6(*а*), детонация наблюдается только при ударе о стенки сужения и дальнейшего распространения детонационной волны не происходит, так как при выбранной геометрии канала амплитуды, возникшей из-за наложения волн (рис. 6(*б*)), недостаточно для инициирования детонации. Отраженная от стенок волна, имеющая амплитуду 3 МПа, также не способна в дальнейшем поджечь пузырьковую жидкость

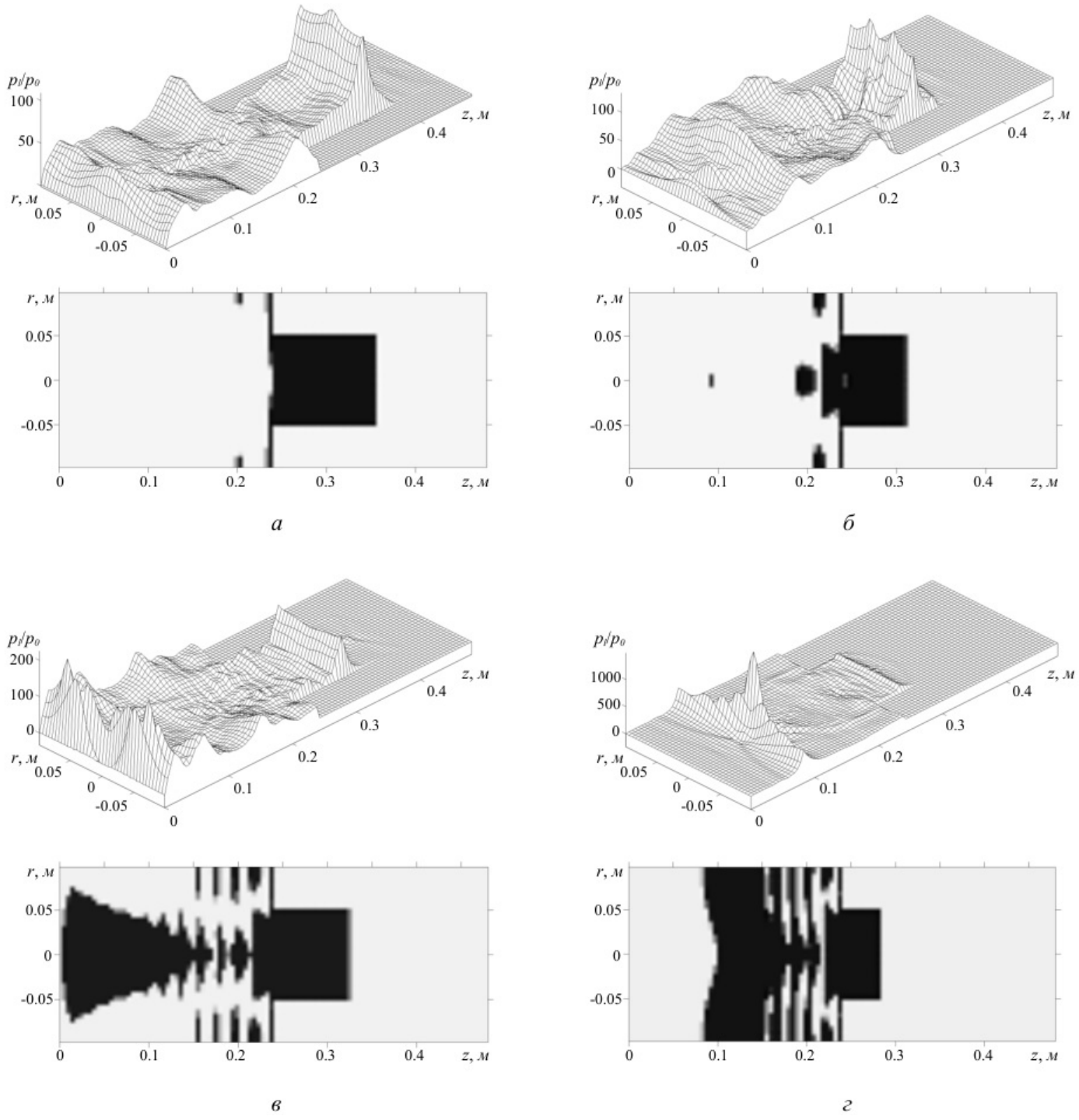

Рис. 4. Эпюры давления и карта детонации при различных значениях объемного газосодержания: (*а*) 1 %, (*б*) 2 %, (*в*) 3 %, (*г*) 4 %. Начальная амплитуда давления 0.1 МПа. Остальные параметры такие же, как на рис. 2

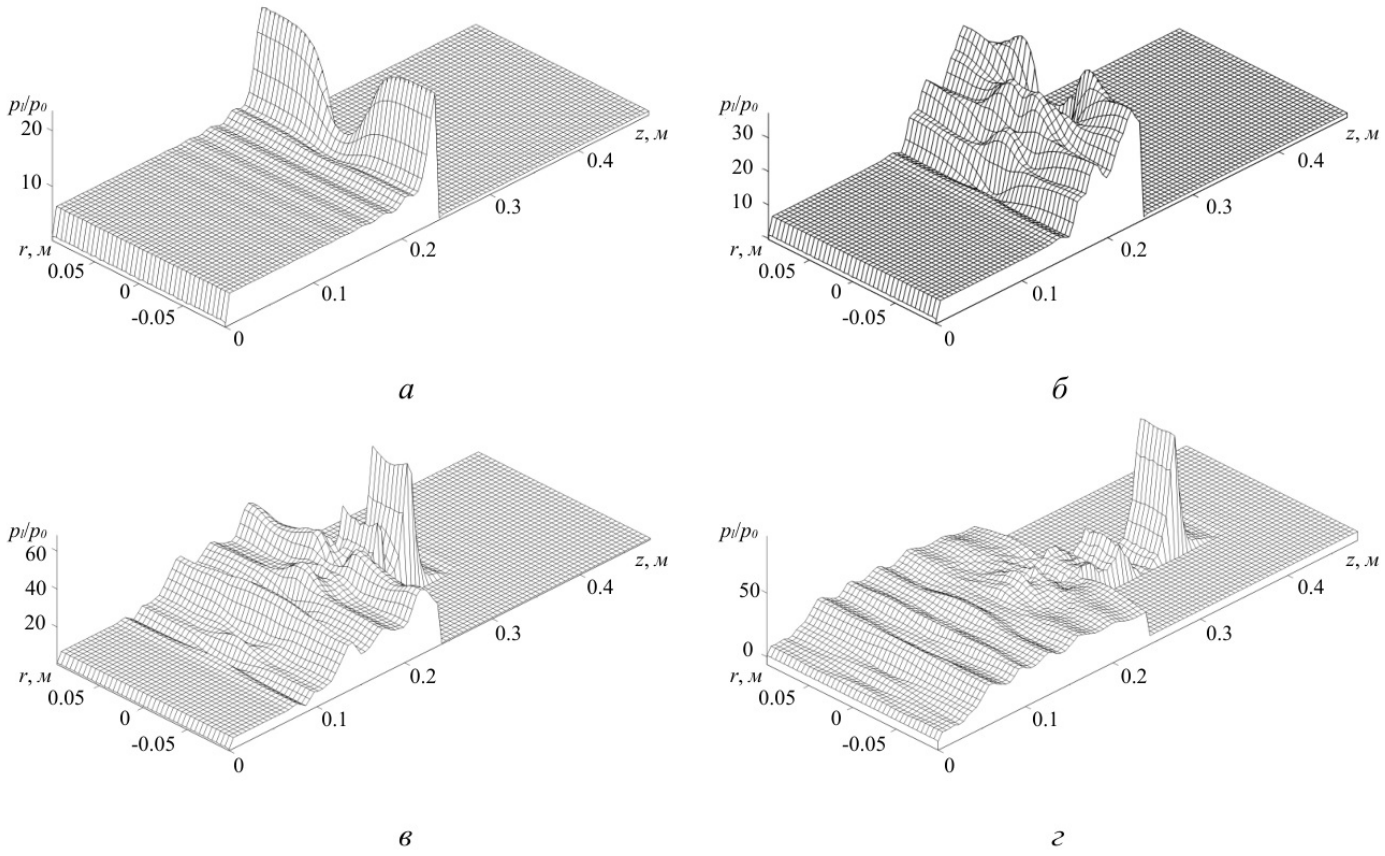

Рис. 5. Эпюры давления для импульса типа «ступенька» при $\Delta p_0 = 0.5$ МПа в канале цилиндрической формы с сужением для различных моментов времени: (*а*) 0.100, (*б*) 0.106, (*в*) 0.111, (*г*) 0.119 мс. Остальные параметры такие же, как на рис. 2

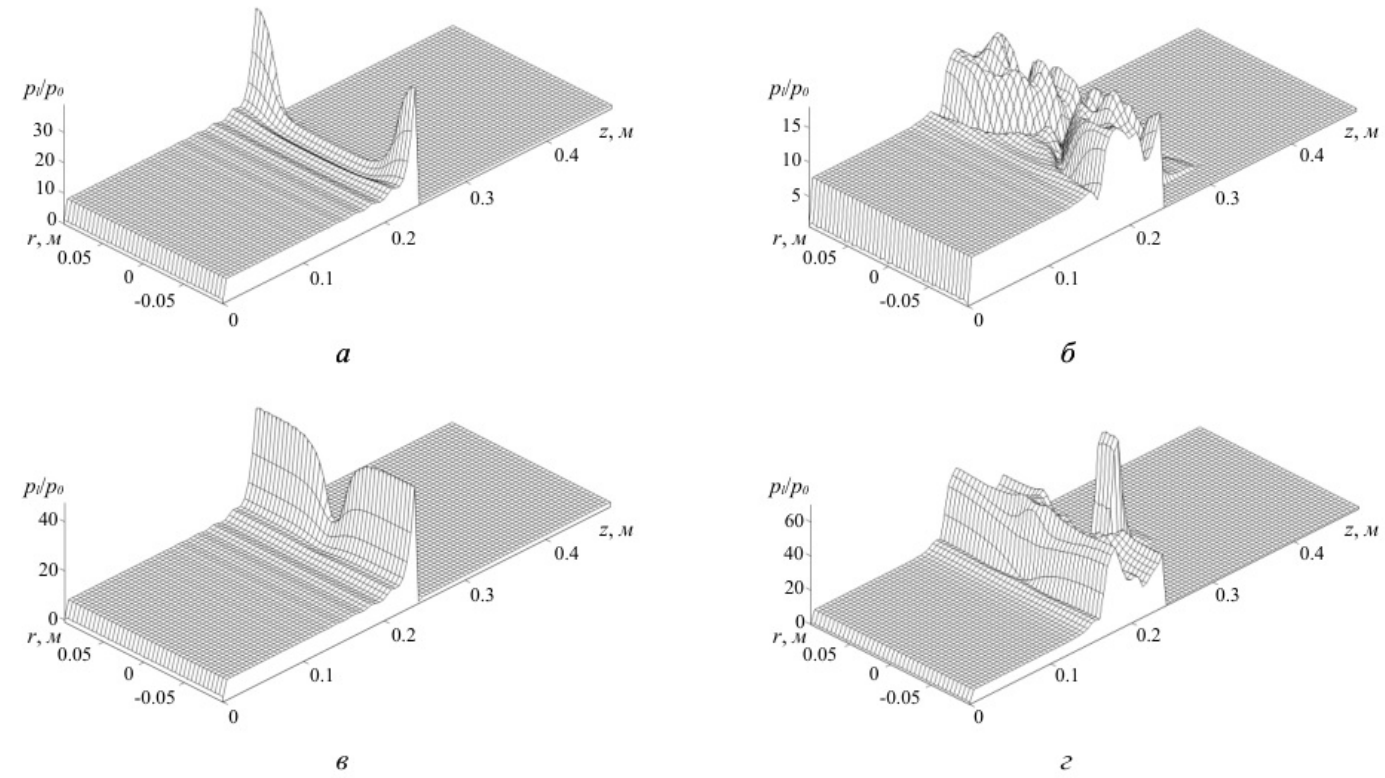

Рис. 6. Эпюры давления для импульса типа «ступенька» при $\Delta p_0 = 0.5$ МПа в канале цилиндрической формы с сужением для различных моментов времени: (*а*) 0.090, (*б*) 0.095 мс для радиуса узкой части 0.07 м, (*в*) 0.090, (*г*) 0.095 мс для радиуса узкой части 0.01 м. Остальные параметры такие же, как на рис. 2

вследствие поджатости среды, где происходит распространение волны.

Уменьшение радиуса узкой части канала способствует появлению детонационной волны. Рассмотрим ситуацию, показанную на рис. 6(*в*), (*г*). Здесь показаны эпюры в канале с радиусом узкой части равной 0.01 м, в этом случае происходит детонация от удара о стенку в области сужения, но вследствие меньшего радиуса узкой части достигается необходимая амплитуда для зарождения и распространения детонационной волны в узкой части канала. Отраженная волна, как и в предыдущем случае, не вызывает детонации из-за поджатости пузырьковой среды.

На рис. 7 показаны области, обусловленные различными факторами появления детонации, для этого рассмотрен канал радиусом $r_1 = 0.28$ м, протяженность широкой части канала $l_1 = 0.24$ м, общая протяженность канала — 0.48 м. Расчеты проведены при объемном содержании газа равном 1 %.

Сплошная линия соответствует критическим значениям радиуса узкой части канала r_1 и перепада давления Δp_0, необходимым для возникновения детонации при достижении узкой части канала за счет удара о стенки сужения и фокусировки при их огибании волной. Пунктирная линия — критические параметры, при которых детонация происходит внутри узкой части канала. В области I значения давления недостаточно для возникновения детонации в рассматриваемом канале. При значениях давления и радиуса из зоны II детонация на стенках канала и в начале канала не происходит, пузырьковая жидкость загорается за счет наложения волн в узкой части канала. В зоне III детонация происходит в самом начале канала (z_d), что обусловлено повышением давления при ударе о стенки и наложения волн при огибании стенок канала на z_d. При амплитуде начального давления больше 12 атм детонация пузырьковой жидкости происходит сразу.

Дополнительные исследования показывают наличие зависимости критического радиуса, необходимого для зарождения детонации в пузырьковой жидкости, от объемного газосодержания. Увеличение объемного газосодержания в пределах от 1 до 5 % приводит к увеличению критического радиуса на 10 %. Также имеется слабая зависимость критического радиуса от радиуса пузырьков: увеличение радиуса пузырька от 1 до 2 мм повышает критический радиус на 3 %. Численные расчеты показали, что при сформировавшемся ступенчатом импульсе величина критического радиуса практически не зависит от расстояния до узкой части в цилиндрическом канале, небольшое влияние в этом случае способны оказывать осцилляции, присутствующие в ступеньке.

6. Заключение

При прохождении волн повышенного давления в цилиндрических каналах со скачкообразным уменьшением диаметра, содержащих пузырьковую жидкость с горючим газом, установлено, что детонация может быть обусловлена следующими причинами:

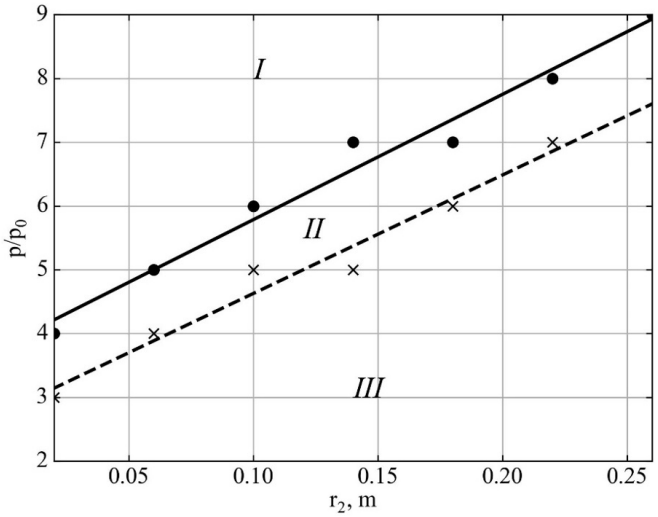

Рис. 7. Распределение факторов детонации в зависимости от радиуса узкой части канала r_1 и перепада давления ?p при объемном содержании горючего газа в пузырьковой жидкости равном 1 %

- столкновение падающей волны с жесткими стенками в области уменьшения диаметра канала;
- в результате интерференции волн при распространении из широкой части канала в узкую.

Анализ динамики зоны детонации позволяет заключить, что при низком объемном содержании пузырьков с горючим газом отраженная от стенок области сужения канала детонационная волна может не вызвать зажигания «поджатых» пузырьков, что приведет к распространению детонации только в узкой области в сторону движения падающей волны.

Список литературы / References

[1] Сычев АИ. Волна детонации в системе жидкость–пузырьки газа. *Физика горения и взрыва*. 1985;**21**(3):103–110. EDN: zjirob
Sychev AI. Detonation waves in a liquid-gas bubble system. *Combust Explos Shock Waves*. 1985;**21**:365–372. DOI: 10.1007/BF01463860

[2] Сычев АИ, Пинаев АВ. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа. *Прикладная механика и техническая физика*. 1986;**27**(1):133–138. EDN: zwicll
Sychev AI, Pinaev AV. Self-sustaining detonation in liquids with bubbles of explosive gas. *J Appl Mech Tech Phys*. 1986;**27**:119–123. DOI: 10.1007/BF00911132

[3] Сычев АИ. Управляемая пузырьковая детонация. *Теплофизика высоких температур*. 2019;**57**(2):291–297.
DOI: 10.1134/S0040364419020224
Sychev A I. Controlled Bubble Detonation. *High Temperature*. 2019;**57**(2):263–268. DOI: 10.1134/S0018151X19020214

[4] Лепихин СА, Галимзянов МН, Гималтдинов ИК. Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа. *Теплофизика высоких температур*. 2010;**48**(2):234–240. EDN: lojhrl
Lepikhin SA., Galimzyanov MN, Gimaltdinov IK. Initiation of detonation waves in channels of variable cross section filled with liquid with combustible gas bubbles. *High Temperature*. 2010;**48**:215–221. DOI: 10.1134/S0018151X10020124

[5] Гималтдинов ИК, Гималтдинова АА, Кочанова ЕЮ. Распространение детонационных волн в неоднородной по объемному содержанию пузырьковой жидкости. *Инженерно-физический журнал*. 2021;**94**(6):1538–1544. EDN: qibwoo
Gimaltdinov IK, Gimaltdinova AA, Kochanova EY. Propagation of Detonation Waves in a Bubble Liquid with Inhomogeneous Distribution of Volume Content. *J Eng Phys Thermophy*. 2021;**94**:1504–1510. DOI: 10.1007/s10891-021-02430-6

[6] Кедринский ВК, Маслов ИВ, Таратута СП. Структура волнового поля в активных пузырьковых системах в ударных трубах со «скачками» сечений. *Прикладная механика и техническая физика*. 2002;**43**(2):101–109. EDN: ooaoed
Kedrinsky VK, Maslov IV, Taratuta SP. Wave-field structure in active bubble systems in shock tubes with "discontinuities" in cross section. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2002;**43**(2):256–263. EDN: erakzv

[7] Нигматулин РИ. *Динамика многофазных сред. Часть 1*. М. : Наука; 1987. 464 с.
Nigmatulin RI. *Dynamics of Multiphase Media. Vol. 1*. Hemisphere, N.Y.; 1990. 532 p.

[8] Гималтдинов ИК, Кочанова ЕЮ. Условия фокусировки волны давления в пузырьковом клине. *Акустический журнал*. 2020;**66**(4):351–356. DOI: 10.31857/S0320791920040024
Gimaltdinov IK, Kochanova EY. Conditions of Pressure Wave Focusing in a Bubbly Wedge. *Acoust. Phys*. 2020;**66**:339–343. DOI: 10.1134/S1063771020040028

[9] Гималтдинов ИК, Родионов АС, Кочанова ЕЮ. Детонация газожидкостной смеси при интерференции волн на наклонной границе. *Физика горения и взрыва*. 2023;**59**(3):36–43.
Gimaltdinov IK, Rodionov AS, Kochanova EYu. Detonation of a gas-liquid mixture under wave interference on an inclined boundary. *Physics of combustion and explosion*. 2023;**59**(3):36–43 (in Russian). DOI: 10.15372/FGV20230303

[10] Самарский АА, Попов ЮП. *Разностные методы решения задач газовой динамики. Учебное пособие*. 3-е изд., доп. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1992. 424 с.
Samarsky AA, Popov YuP. *Different methods for solving gas dynamics problems. Textbook*. 3rd ed. M.: Science. Ch. Ed. physical. Lit. 1992. 424 p (in Russian).

Сведения об авторах / Information about the Authors

Ильяс Кадирович Гималтдинов
доктор физ.-мат. наук, профессор
Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

Ilias K. Gimaltdinov
Sc.D. (Physics & Mathematics), Prof.
Ufa State Oil Technical University, Ufa
iljas_g@mail.ru
ORCID: 0000-0002-2598-0813

Артем Сергеевич Родионов
кандидат физ.-мат. наук
Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

Artem S. Rodionov
Ph.D. (Physics & Mathematics), Prof.
Ufa State Oil Technical University, Ufa
artrodionov@mail.ru
ORCID: 0009-0007-0425-5130

Екатерина Юрьевна Кочанова
Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

Ekaterina Y. Kochanova
Ufa State Oil Technical University, Ufa
moto8728@mail.ru
ORCID: 0000-0001-9881-4579