

УДК 532.329;532.2.532

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ ФАЗ И НАЧАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

© 2019 г. И. К. Гималтдинов¹, С. А. Лепихин², *

¹Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

²Сургутский институт нефти и газа (филиал), Тюменский индустриальный университет, г. Сургут, Россия

*E-mail: sg81@bk.ru

Поступила в редакцию 19.03.2018 г.

После доработки 01.07.2018 г.

Принята к публикации 10.10.2018 г.

На основе численного моделирования рассматривается динамика детонационных волн в химически активной пузырьковой жидкости с учетом относительного движения фаз. Исследуется влияние параметров начального состояния среды (давления, объемного газосодержания) на структуру, амплитуду и скорость распространения детонационных волн. Проведен сравнительный анализ с известными экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0040364419020042

ВВЕДЕНИЕ

Существование детонационных волн в жидкостях с пузырьками воспламеняющего газа обусловлено энерговыделением в газовой фазе, которое обеспечивает поддержание режима “пузырьковой” детонации, компенсируя энергетические потери волны при ее распространении в среде. При этом калорийность пузырьковых газожидкостных систем, в которых способны возникать детонационные волны, многократно ниже, чем твердых или жидких веществ.

В работах [1–14] представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований детонации в пузырьковых средах. В частности, в [6] показано влияние начального давления среды на параметры детонационной волны и возможность ее инициализации. Отмечается, что структура детонационных волн при варьировании начального давления пузырьковой среды остается качественно идентичной. В [9] показано, что тепловые потери в волне детонации в значительной степени зависят от относительного движения фаз газожидкостной системы, причем смещение пузырьков относительно жидкой фазы может превосходить характерные размеры самих пузырьков, что обеспечивает полное обновление контактной поверхности пузырьков с жидкостью. В [15] предложена физико-математическая модель, описывающая двухскоростное течение жидкости с пузырьками инертного и воспламеняющегося газа. Для расчета межфазной теплоотдачи в работах [11–14] используются аппроксимации, полученные в [16]. Эти приближенные формулы были предложены для случая малых осцилляций

газового пузырька, а также для случая его экспоненциального сжатия (расширения). В случае скачкообразного изменения температуры газа в пузырьке, вызванного химическим превращением, эти зависимости могут неправильно описывать теплообмен пузырька с окружающей жидкостью.

В данной работе особенности распространения детонационных волн в химически активной пузырьковой среде при различных начальных условиях (давлении, объемном газосодержании) рассматриваются с учетом скольжения фаз при описании межфазного теплообмена.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Систему макроскопических уравнений масс, числа пузырьков в единице объема и импульсов с учетом двухскоростных эффектов запишем в виде [16]

$$\begin{aligned} \frac{dp_i}{dt} + \rho_i \frac{\partial v_i}{\partial x} &= 0 \quad (i = l, g), \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \\ \frac{dn}{dt} + n \frac{\partial v_l}{\partial x} &= 0, \quad \rho_l^0 \frac{dv_l}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \\ 3 \frac{dv_l}{dt} - \frac{dv_g}{dt} + \frac{3}{a} w v_{lg} + \frac{3f}{2\pi a^3 \rho_l^0} &= 0, \\ v_{lg} = v_l - v_g, \quad \alpha_l + \alpha_g = 1, \quad \alpha_g &= \frac{4}{3} \pi a^3 n. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_i^0 , α_i , v_i – истинная плотность, объемное содержание и скорость i -й фазы; a , n – радиус и концентрация пузырьков; p_l – давление несущей жидкости; w – радиальная скорость пузырька

ков; f – сила вязкого трения. Нижними индексами $i = l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

Силу вязкого трения примем в виде

$$f = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 \nu_{lg} |\nu_{lg}|, \quad (2)$$

где ν_{lg} – относительная скорость фаз.

Коэффициент сопротивления C_D зададим как [9]

$$C_D = \frac{48}{\text{Re}}, \quad 0 \leq \text{Re} < 180, \\ C_D = \frac{\text{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, \quad \text{Re} > 180, \quad \text{Re} = \frac{2a|\nu_{lg}|}{\nu_l}, \quad (3)$$

где ν_l – вязкость жидкости, Re – число Рейнольдса.

Для радиального движения пузырьков в соответствии с уточнением, приведенным в [17], полагаем, что $w = w_R + w_A$, где w_R определяется из уравнения Рэлея–Ламба, а w_A – из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении:

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 - \frac{\nu_{lg}^2}{4} + 4\nu_l \frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad (4) \\ w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}},$$

где C_l – скорость звука в “чистой” жидкости.

Уравнение для давления газа в пузырьках запишем в виде [16]

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \quad w = \frac{da}{dt}. \quad (5)$$

Здесь γ – показатель адиабаты для газа; q – интенсивность теплообмена или тепловой поток от газа к жидкости, отнесенный к единице площади межфазной поверхности.

Жидкость будем считать акустически сжимаемой, газ – калорически совершенным:

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \quad (6)$$

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

Межфазный теплообмен зададим приближенным конечным соотношением [16]. В рамках модели, в которой не учитываются двухскоростные эффекты, тепловой поток q лимитируется теплопроводностью газовой фазы:

$$q = \text{Nu}_g \lambda_g \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \\ \text{Nu}_g = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}_g}, & \text{Pe}_g \geq 100, \\ 10, & \text{Pe}_g < 100, \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{Pe}_g = 12(\gamma-1) \frac{T_0}{|T_g - T_0|} \frac{a|w|}{k_g}, \quad k_g = \lambda_g / (\rho_g c_g).$$

При учете двухскоростных эффектов допускается, что происходит обновление поверхности пузырька, тепловой поток при этом определяется теплопроводностью жидкости:

$$q = \text{Nu}_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \quad (8)$$

$$\text{Nu}_l = 0.65 \sqrt{\text{Pe}_l}, \quad \text{Pe}_l = \frac{2a|\nu_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \lambda_l / (\rho_l^0 c_l).$$

Здесь $T_0 = \text{const}$ – температура жидкости; Nu_i и Pe_i – числа Нуссельта и Пекле для фаз; c_i , λ_i и k_i – теплоемкость, теплопроводность и коэффициент температуропроводности жидкости ($i = l$) и газа ($i = g$).

В работе в качестве газовой фазы принимается ацетилено-кислородная стехиометрическая смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$, а в качестве жидкости – смесь глицерина с водой с объемной концентрацией глицерина 0.5. Воспламенение газа внутри пузырьков происходит при достижении некоторой критической температуры T_* . В результате мгновенной химической реакции температура газа изменяется на величину ΔT , соответствующую теплотворной способности газа, вследствие чего давление в газе и в жидкости повышается [10]. Физически это соответствует тому, что период протекания химических реакций значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков.

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Для численного анализа задачи об эволюции детонационных волн в пузырьковой жидкости удобнее пользоваться системой уравнений (1)–(8), записанной в лагранжевых переменных. В качестве лагранжевой координаты берется эйлерова координата в начальный момент времени. Тогда после некоторых преобразований система уравнений (1)–(8) примет вид

$$\frac{\partial \nu_l}{\partial t} = \frac{1}{J \rho_l^0} \left(-\frac{\partial p_l}{\partial x_0} \right), \quad \frac{\partial x}{\partial t} = \nu_l,$$

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

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

$$\frac{\partial \nu_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial \nu_l}{\partial t} - \frac{3}{2} w \nu_{lg} - \frac{3f}{2\pi a^3 \rho_l^0},$$

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

$$C_D = \frac{48}{\text{Re}}, \quad 0 \leq \text{Re} < 180, \\ C_D = \frac{\text{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, \quad \text{Re} > 180, \quad \text{Re} = \frac{2a|\nu_{lg}|}{\nu_l},$$

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

$$\begin{aligned}
 a \frac{\partial w_R}{\partial t} + \frac{3}{2} w_R^2 - \frac{v_{lg}^2}{4} + 4v_l \frac{w_R}{a} &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \\
 w_A &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} = \frac{3\alpha_g}{a} w - \frac{\alpha_g}{J} \frac{\partial J}{\partial t}, \\
 p_l &= p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \\
 q &= Nu_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \\
 Nu_l &= 0.65 \sqrt{Re_l}, \quad Re_l = \frac{2a |v_{lg}|}{k_l}, \\
 k_l &= \lambda_l / (\rho_l^0 c_l), \quad J = \frac{\partial x}{\partial x_0}, \quad \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial v_l}{\partial x_0}.
 \end{aligned}$$

Для аппроксимации дифференциальных уравнений используется равномерная шахматная сетка с узлами в точках $(x_{i+1/2}, t_{j+1/2})$:

$$x_{i+1/2} = x_i + 0.5h, \quad i = 0, 1, \dots, N - 1,$$

$$x_0 = 0, \quad x_N = L, \quad t_{j+1/2} = t_j + 0.5\tau, \quad j = 0, 1, 2, \dots,$$

где h – шаг по координате, τ – шаг по времени, их значения выбираются из условия Куранта [18]. К целым точкам будем относить параметры эйлеровой координаты x и скорости v , а к полущелым точкам все остальные параметры [18].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

В работе инициализация волн давления в изначально неподвижной пузырьковой среде производилась на начальной границе ($x = 0$) расчетной области кратковременным повышением давления на величину $\Delta P = 1.7$ МПа, которое обеспечивало возникновение детонации при всех исследуемых начальных состояниях пузырьковой системы. Параметры несущей фазы – водоглицериновой смеси с объемным содержанием глицерина 50% – полагались равными $\rho_l^0 = 1130$ кг/м³, $v_l = 6 \times 10^{-6}$ 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. Для газовой фазы – ацетилено-кислородной стехиометрической смеси: $a = 1.25$ 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.

На рис. 1 представлены расчетные эпюры давления детонационной волны, объемного газосодержания, относительного радиуса пузырьков и температуры газа внутри пузырьков через 80 мс после начала воздействия на пузырьковую жидкость граничным импульсом давления. Случаю рис. 1а соответствует расчет по односкоростной модели – по формулам (7); случаю рис. 1б – с учетом двухскоростных эффектов, т.е. расчет по формулам (8). Начальные параметры среды: $p_0 =$

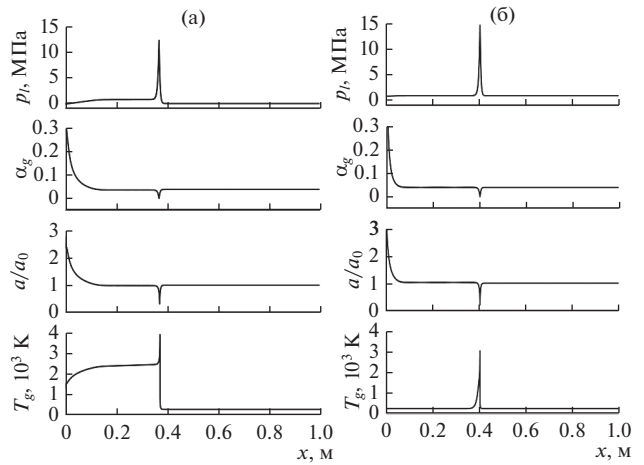


Рис. 1. Распределение давления в жидкости, объемного газосодержания, относительного радиуса пузырьков и температуры газовой фазы.

$= 0.1$ МПа, $\alpha_{g0} = 0.04$. Из графиков видно, что расчет по второй модели дает быстрое снижение температуры газа в пузырьках и давления в жидкости за детонационной волной практически до первоначальных значений, вследствие интенсификации теплообменных процессов на межфазной поверхности. Расчету по односкоростной модели соответствует высокотемпературное состояние газовой фазы и повышенное давление в жидкости в области за детонационной волной. Также стоит отметить, что учет относительного движения фаз приводит к снижению примерно на 20% максимальной температуры газа в пузырьках при его детонации. Увеличение относительного радиуса пузырька и их объемного содержания в начальной зоне расчетной области обусловлено тем, что в расчетах на начальной границе ($x = 0$), после воздействия кратковременным импульсом давления, поддерживается давление, равное первоначальному состоянию пузырьковой жидкости, тогда как давление газа в пузырьках после детонационной волны несколько превосходит первоначальное давление системы. Вследствие этого на границе расчетной области возникает зона роста пузырьков, которая с течением времени распространяется “вглубь” расчетной области.

Скорость распространения детонационной волны в пузырьковой жидкости больше равновесной скорости звука в этой среде, но меньше скорости звука в чистой жидкости. При этом скорость детонационной волны зависит от объемного содержания газовой фазы и с ростом концентрации пузырьков уменьшается. На рис. 2 представлена зависимость скорости D детонационной волны от начального объемного газосодержания пузырьковой жидкости. Параметры среды те же, что на

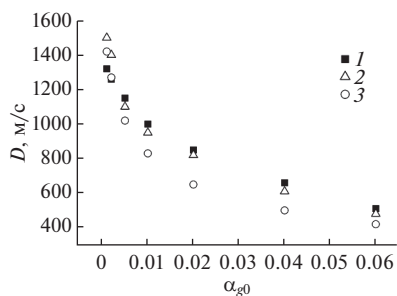


Рис. 2. Зависимость скорости детонационной волны от объемного содержания газовой фазы пузырьковой жидкости: 1 – эксперимент; 2, 3 – расчет с учетом и без учета относительного движения пузырьков соответственно.

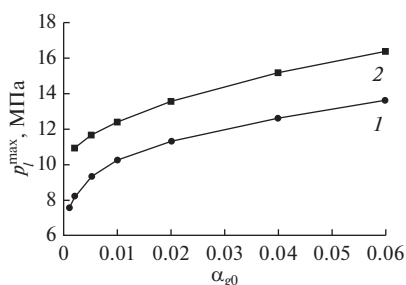


Рис. 3. Максимальная амплитуда детонационной волны в пузырьковой жидкости при различном начальном объемном газосодержании.

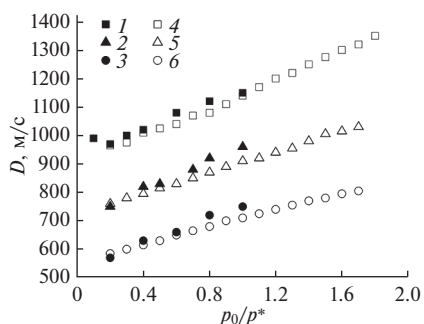


Рис. 4. Зависимость скорости детонационной волны от начального давления пузырьковой жидкости ($p^* = 0.1$ МПа): 1–3 – эксперимент, 4–6 – расчет.

рис. 1. Точкам 1 соответствуют данные эксперимента [6], точкам 2 и 3 – результаты расчетов, проведенных по схемам теплообмена с учетом и без учета двухскоростных эффектов соответственно. Видно, что результаты определения скорости детонационной волны по двухскоростной модели значительно лучше согласуются с экспериментальными значениями.

Калорийность химически активной пузырьковой среды, а следовательно, величина энерговыделения при детонации, зависит в первую очередь от массового содержания газовой фазы системы,

которое при прочих равных начальных параметрах системы определяется объемным содержанием пузырьков. На рис. 3 показана расчетная зависимость максимальной амплитуды детонационной волны от объемного газосодержания пузырьковой жидкости. Параметры системы такие же, как на рис. 1. Линия 1 соответствует расчету по односкоростной модели, линия 2 – расчету с учетом двухскоростных эффектов. Как видно из рисунка, максимальная амплитуда детонационных волн растет с увеличением начального объемного газосодержания пузырьковой жидкости. При этом расчет по схеме с учетом относительного движения пузырьков дает для максимальной амплитуды детонационных волн более высокие значения, чем по односкоростной модели. Это связано с тем, что более интенсивное протекание межфазного теплообмена, обусловленное движением пузырьков относительно жидкости, вызывает увеличение радиальной скорости пульсации пузырьков, в результате чего в жидкость излучается более мощная волна сжатия.

Как уже отмечалось выше, на параметры детонационных волн, возникающих в пузырьковой жидкости, оказывает влияние начальное состояние газожидкостной системы, в частности начальное давление среды. С уменьшением начального давления в пузырьковой жидкости снижается скорость распространения детонационных волн вследствие сопутствующего изменения энергосодержания системы из-за уменьшения массовой концентрации газа. На рис. 4 представлена зависимость скорости детонационной волны от начального давления системы. Параметры среды такие же, как на рис. 1. Точки 1–3 представляют данные эксперимента [6], точки 4–6 – результаты численного расчета по двухскоростной модели. Точкам 1, 4 соответствует начальное содержание газовой фазы $\alpha_{g0} = 0.005$; точкам 2, 5 – $\alpha_{g0} = 0.01$; точкам 3, 6 – $\alpha_{g0} = 0.02$. Видно, что зависимость скорости детонационной волны от начального давления пузырьковой системы носит практически линейный характер, и при низком объемном газосодержании ($\alpha_{g0} = 0.005$) скорость волны детонации с ростом начального давления среды стремится к скорости звука в жидкости.

Калорийность пузырьковой жидкости, определяемая массовым содержанием газовой фазы, зависит от начального давления газожидкостной системы. Уменьшение начального давления среды при заданном объемном содержании газа будет сопровождаться снижением калорийности системы и, как следствие, снижением энерговыделения при детонации. В результате амплитуда детонационных волн при уменьшении начального давления пузырьковой жидкости должна уменьшаться. Как видно из рис. 5, зависимость максимальной амплитуды детонационной волны

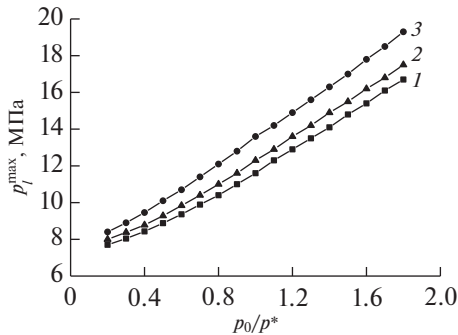


Рис. 5. Максимальная амплитуда детонационной волны в пузырьковой жидкости при различном начальном давлении: 1 – $\alpha_{g0} = 0.005$, 2 – 0.01, 3 – 0.02.

p_l^{\max} от начального давления пузырьковой жидкости носит практически линейный характер. С увеличением объемного газосодержания p_l^{\max} растет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численного эксперимента проанализировано влияние двухскоростных эффектов на особенности распространения детонационной волны в пузырьковой жидкости. Показано, что расчет по модели с учетом относительного движения фаз дает результаты в большей степени соответствующие экспериментам, чем расчет без учета двухскоростных эффектов. В частности, наблюдается быстрое снижение температуры газа в пузырьках и давления в жидкости за детонационной волной практически до значений первоначального состояния среды. Также показано, что расчет скорости детонационной волны по двухскоростной модели дает более близкие к экспериментальным результатам значения. Выявлено, что учет двухскоростных эффектов приводит к увеличению радиальной скорости пульсации пузырьков, вследствие чего амплитуда детонационной волны повышается. Проанализировано влияние начального давления пузырьковой среды на скорость и амплитуду детонационной волны. Отмечено, что с ростом начального давления газожидкостной системы скорость и амплитуда детонационной волны увеличиваются практически линейным образом, что также согласуется с результатами эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-01-00432).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сычев А.И. Волна детонации в системе жидкость–пузырьки газа // ФГВ. 1985. Т. 21. № 3. С. 103.
2. Сычев А.И., Пинаев А.В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ. 1986. № 1. С. 133.
3. Пинаев А.В., Сычев А.И. Структура и свойства детонации в системах жидкость–пузырьки газа // ФГВ. 1986. Т. 22. № 3. С. 109.
4. 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.
5. Сычев А.И. Влияние размера пузырьков на характеристики волны детонации // ФГВ. 1995. Т. 31. № 5. С. 83.
6. Сычев А.И. Влияние начального давления пузырьковых сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 126.
7. Ждан С.А. О стационарной детонации в пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 3. С. 85.
8. Ляпидевский В.Ю. Структура детонационных волн в многокомпонентных пузырьковых средах // ФГВ. 1997. Т. 33. № 3. С. 104.
9. Шагапов В.Ш., Абдрашитов Д.В. Структура волн детонации в пузырьковой жидкости. // ФГВ. 1992. Т. 28. № 6. С. 89.
10. Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // ФГВ. 1989. Т. 25. № 6. С. 14.
11. 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.
12. Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р., Сневак Д.С. Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // ТВТ. 2009. Т. 47. № 3. С. 448.
13. Гималтдинов И.К., Кучер А.М. Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 423.
14. Гималтдинов И.К., Левина Т.М., Столповский М.В. Влияние начального давления на характеристики детонационной волны в пузырьковой жидкости // Нефтегазовое дело: электр. науч. журн. 2017. № 5. С. 52.
15. 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.
16. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
17. Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковой среде // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077.
18. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1973. 496 с.