

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН И ВОЗДЕЙСТВИЕ НА НИХ ВОЛНАМИ МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ

И.К. Гималтдинов^{1,2}, С.А. Лепихин³

¹*Уфимский государственный нефтяной технический университет*

²*Академия наук Республики Башкортостан*

³*Тюменский индустриальный университет*

E-mail: sg81@bk.ru

На основе численного моделирования исследуется возможность возбуждения детонационных волн в пузырьковых жидкостях с воспламеняющейся газовой фазой волнами давления малой амплитуды. Рассмотрены случаи предварительного снижения начального давления среды в области воздействия внешнего импульса и воздействие на поверхность жидкости двумя последовательными волнами сжатия, каждая из которых по отдельности не способна инициировать детонационную волну. Изучено взаимодействие детонационной волны в пузырьковой жидкости с встречной волной давления. Показано, что детонационная волна проникает сквозь фронт встречной волны, при этом происходит резкое и существенное возрастание ее амплитуды.

Ключевые слова: пузырьковая жидкость, волна, детонация, взаимодействие волн.

ВВЕДЕНИЕ

Пузырьковая детонация – явление возникновения и распространение детонационных волн (ДВ) в жидкости, содержащей пузырьки воспламеняющегося газа [1, 2]. Обладает общими признаками детонационного процесса, но имеет индивидуальные особенности, выражающиеся в механизме распространения, структуре и свойствах ДВ [3]. Вообще говоря, детонация универсальное явление, представляющее собой самоподдерживающийся процесс, который может протекать во всех химически активных средах. Инициализация и распространение детонационных волн в таких средах обусловлены высвобождением ДВ химической энергии среды, которая компенсирует энергетические затраты волны на преобразование самой среды. В большинстве работ, посвященных пузырьковой детонации, изучаются параметры, свойства и структура ДВ в зависимости от физико-химических свойств и начальных параметров пузырьковых газожидкостных сред [4-11]. Распространение ДВ в многокомпонентных пузырьковых жидкостях и в средах с неоднородным объемным распределением газовой фазы с возможным переходом в область «чистой» жидкости

рассмотрены в [12-16]. Взаимодействию ДВ друг с другом и с волнами малой амплитуды посвящены работы [7, 17].

Возбуждение ДВ в экспериментах, как правило, производится путем воздействия на поверхность пузырьковой жидкости импульсом повышенного давления (подрывом горючей газовой смеси в камере высокого давления ударной трубы) [1-5]. В теоретических работах [16, 18, 19] показана возможность инициирования детонации внутри пузырьковой среды, например, при отражении волн давления от жестких стенок и границ разделов сред с различными физическими свойствами, а также при распространении волн в сужающихся каналах, в которых из-за формы канала происходит возрастание амплитуды волны до критических значений вызывающих детонацию.

В данной работе, рассматриваются другие способы инициирования ДВ в пузырьковой жидкости, заключающиеся в предварительном снижении начального давления среды в зоне воздействия внешнего давления и в воздействии на поверхность жидкости серией из двух последовательных импульсов постоянного давления, каждый из которых не способен вызвать детонацию непосредственно на поверхности жидкости. Также исследуется возможность управления параметрами ДВ путем воздействия на нее встречной волной давления умеренной амплитуды.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим газожидкостную систему, содержащую равномерно распределенные по объему жидкости одинаковые по размеру пузырьки с горючим газом (например, смесь ацетилена с кислородом). В предположении, что при распространении волновых возмущений в среде пузырьки газа не дробятся и не слипаются, запишем для системы уравнения, состоящие из законов сохранения масс и концентрации пузырьков, а также уравнение импульсов в односкоростном приближении [20]:

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

где ρ_i^0 – истинная плотность, α_i – объемное содержание i -й фазы ($i=l$ – жидкой, $i=g$ – газообразной); v – скорость жидкости, p_l – давление несущей жидкости; a , n – радиус и концентрация пузырьков; w – радиальная скорость пузырьков.

Скорость радиального движения пузырьков, согласно с приведенным в [21] уточнением, запишем в виде $w = w_R + w_A$, где первое слагаемое w_R описывается уравнением Рэлея–Ламба:

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4\nu_l \frac{w_R}{a} = \frac{P_g - P_l}{\rho_l^0}, \quad (2)$$

а второе w_A следует из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении

$$w_A = \frac{P_g - P_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad (3)$$

где C_l – скорость звука в «чистой» жидкости.

Для давления в газовой фазе запишем уравнение в виде [20]

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \quad w = \frac{da}{dt}. \quad (4)$$

Здесь γ – коэффициент Пуассона для газа; q – межфазный тепловой поток (от газа к жидкости) через единицу площади контактной поверхности.

Жидкость принимаем акустически сжимаемой, газ – калорически совершенным:

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \quad (5)$$

где B – газовая постоянная. Дополнительным нижним индексом 0 снабжаются параметры, характеризующие начальное невозмущенное состояние среды.

Межфазный теплообмен зададим приближенным конечным соотношением [20]:

$$q = \text{Nu}_g \lambda_g \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \quad (6)$$

$$\text{Nu}_g = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}_g}, & \text{Pe}_g \geq 100 \\ 10, & \text{Pe}_g < 100 \end{cases},$$

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

где $T_0 = \text{const}$ – температура несущей жидкости; Nu и Pe – критерии Нуссельта и Пекле для жидкости, λ_g , c_g , и k_g – теплопроводность, теплоемкость и коэффициент температуропроводности газа.

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. Процесс воспламенения и сгорания газа внутри пузырьков принимается мгновенным. Воспламенение происходит при достижении

некоторой критической температуры T^* , и сопровождается повышением температуры газа на величину ΔT , которая определяется исходя из теплотворной способности газа [22]. Данная схема воспламенения обоснована тем, что период протекания химических реакций горения газа значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков.

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Для численного анализа задачи об эволюции детонационных волн в пузырьковой жидкости удобнее пользоваться системой уравнений (1-6), записанной в лагранжевых переменных. В качестве лагранжевой координаты берется эйлера координата в начальный момент времени. Тогда после некоторых преобразований система уравнений (1-6) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{1}{J\rho_l^0} \left(-\frac{\partial p_l}{\partial x_0} \right), \quad \frac{\partial x}{\partial t} = v, \\ \frac{\partial p_l}{\partial t} &= \frac{C_l^2 \rho_l^0}{(1-\alpha_g)} \left(\frac{3\alpha_g w}{a} - \frac{1}{J} \frac{\partial J}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} &= -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \\ \frac{\partial a}{\partial t} &= w = w_R + w_A, \\ a \frac{\partial w_R}{\partial t} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4v_l \frac{w_R}{a} &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \\ \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} &= \frac{3\alpha_g}{a} w - \frac{\alpha_g}{J} \frac{\partial J}{\partial t}, \\ p_l &= p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \\ q &= \text{Nu}_g \lambda_g \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \\ \text{Nu}_g &= \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}_g}, & \text{Pe}_g \geq 100 \\ 10, & \text{Pe}_g < 100 \end{cases}, \\ \text{Pe}_g &= 12(\gamma-1) \frac{T_0}{|T_g - T_0|} \frac{a |w|}{k_g}, \quad k_g = \lambda_g / (\rho_g c_g). \\ J &= \frac{\partial x}{\partial x_0}, \quad \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial v_l}{\partial x_0}. \end{aligned}$$

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 [23]. К целым точкам будем относить параметры эйлеровой координаты x и скорости v , а к полуцелым точкам все остальные параметры [23].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На практике для инициирования детонационных процессов в пузырьковых газожидкостных системах обычно воздействуют на поверхность жидкости импульсом повышенного давления, например, путем подрыва горючей газовой смеси в камере высокого давления ударной трубы. При этом требуется обеспечить определенную степень повышения и длительность воздействия внешнего давления. Величина внешнего давления, способного инициировать детонацию на поверхности пузырьковой жидкости, зависит также от ее начальных параметров (размера и концентрации пузырьков), физико-химических свойств жидкости и газа (вязкости жидкости, теплопроводности и теплоемкости газа и др.) и начальных условий (давления, температуры). В частности, с увеличением начального давления среды величина внешнего давления, вызывающего детонацию в пузырьковой жидкости, возрастает [8, 9]. Тогда можно предположить, что предварительное уменьшение начального давления среды в области воздействия внешнего импульса должно обеспечить инициирование пузырьковой детонации при меньшей амплитуде воздействующего импульса.

Рассмотрим монодисперсную пузырьковую систему (несущая жидкость – водоглицериновая смесь с объемным содержанием глицерина 50%, газовая фаза – ацетиленокислородная стехиометрическая смесь) с равномерным распределением пузырьков по объему жидкости. Для параметров системы приняты следующие значения: $\rho_l^0 = 1130 \text{ кг/м}^3$, $\nu_l = 6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $c_l = 3.3 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\lambda_l = 0.42 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $C_l = 1700 \text{ м/с}$, $T_0 = 293 \text{ К}$, $a_0 = 1.25 \text{ мм}$, $\rho_g^0 = 1.26 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_g = 2.49 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\gamma = 1.35$, $c_g = 1.14 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$, $T^* = 1000 \text{ К}$, $\Delta T = 3200 \text{ К}$.

Пусть на поверхность данной системы (в координате $x = 0$) производится воздействие импульсом давления профиль которого такой, что сначала на поверхности жидкости

создается разрежение, а затем оказывается повышенное давление. Граничные условия импульса можно записать в виде:

$$\begin{aligned} p_{10} &= p_0 + \Delta p_{01}, & t > t_1 \\ p_{10} &= p_0 + \Delta p_{02}, & t_1 < t < t_2 \quad \text{при} \quad x_0 = 0. \\ p_{10} &= p_0, & t > t_2 \end{aligned}$$

На рис. 1а показан профиль воздействующего сигнала. Предварительное «разряжение» пузырьковой системы ($\Delta p_{01} = -0.06$ МПа) приводит к тому, что действующий за волной разряжения импульс давления с амплитудой $\Delta p_{02} = 0.5$ МПа способен инициировать в среде детонационную волну. Из экспериментов [1-3] известно, что в обычных условиях (воздействуя только импульсом сжатия) амплитуда импульса должна быть порядка 1.5 - 2.0 МПа. На рис. 1б представлены эпюры давления в жидкости, которые иллюстрируют дальнейшую эволюцию детонационной волны в пузырьковой системе. Числа у кривых давления соответствуют моментам времени в мс. Отметим, что основные характеристики ДВ (амплитуда, длительность, скорость распространения), возбужденной таким образом, хорошо согласуются с параметрами ДВ, которые наблюдаются в экспериментах с «обычным» способом инициирования пузырьковой детонации.

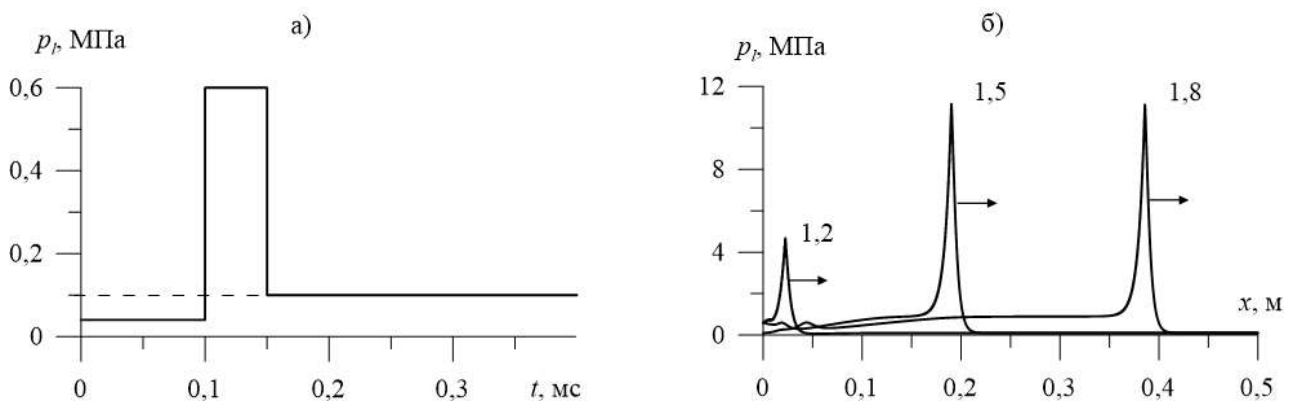


Рис. 1. Иницирование детонационной волны в предварительно «разряженной» пузырьковой системе волной давления малой амплитуды. Начальные параметры среды: $p_0 = 0.1$ МПа, $\alpha_{g0} = 0.02$.

Очевидно, что чем сильнее будет первоначальное «разряжение» пузырьковой жидкости, тем меньшей амплитудой должен обладать последующий импульс сжатия. На рис. 2 приведены расчетные кривые отражающие зависимость амплитуды волны сжатия Δp_{02} , способной инициировать пузырьковую детонацию, от начального газосодержания газожидкостной системы при разных значениях предварительного «разряжения» жидкости

Δp_{01} . Линии 1 соответствует $\Delta p_{01} = -0.08$ МПа, линии 2 – $\Delta p_{01} = -0.05$ МПа, линии 3 – $\Delta p_{01} = -0.02$ МПа. Из рисунка видно, что увеличение степени предварительного «разряжения» пузырьковой системы приводит к заметному уменьшению амплитуды последующего импульса сжатия, способного возбудить детонационную волну в поверхностной области среды. При этом, как показывают расчеты (линия 3), при значительном первоначальном «разряжении» пузырьковой жидкости ($\Delta p_{01} \leq -0.8\Delta p_0$) инициализация пузырьковой детонации возможна последующими волнами сжатия сверхмалой амплитуды, величина которой соизмерима с начальным давлением системы ($\Delta p_{02} \leq p_0$). Из расчетов также следует, что с ростом начального объемного газосодержания Δp_{02} несколько уменьшается, что обусловлено снижением «акустической упругости» пузырьковой жидкости с одновременным увеличением энергосодержания газожидкостной системы. Таким образом, предварительный сброс давления над поверхностью жидкости может обеспечить уменьшение амплитуды воздействующего импульса сжатия, способного инициировать пузырьковую детонацию, в несколько раз.

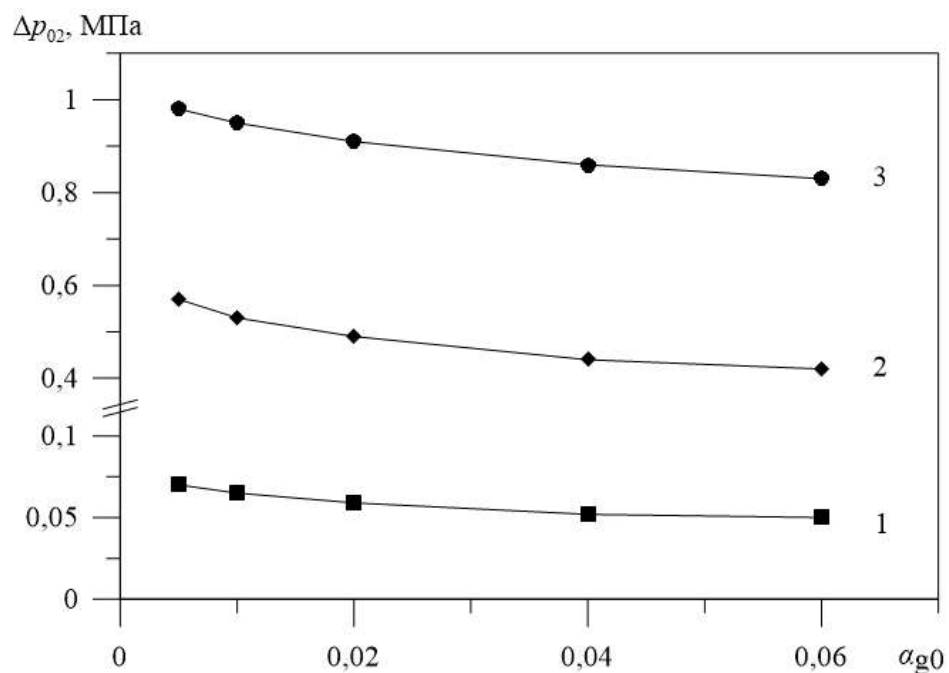


Рис. 2. Зависимость амплитуды волны сжатия, способной возбудить пузырьковую детонацию, от начальной концентрации газовой фазы пузырьковой жидкости. Все параметры такие же, как для рис.1.

В [18] на основе численного анализа были рассмотрены случаи инициирования пузырьковой детонации волнами малой амплитуды в каналах переменного сечения. На поверхность жидкости действовала волна сжатия, неспособная инициировать детонацию на входе канала. При распространении в сужающемся участке канала амплитуда волны из-за формы канала увеличивалась и достигала значения, при котором происходило воспламенение газа в пузырьках – в канале возникал очаг детонации. При этом детонационная волна в канале, в зависимости от начального газосодержания среды, могла распространяться в одном или обоих направлениях от очага детонации.

Рис. 3 иллюстрирует еще один случай, когда детонационный процесс в пузырьковой жидкости может протекать не от поверхности, а из глубины газожидкостной среды. На поверхность системы ($x = 0$) последовательно через некоторый временной интервал действуют два импульса давления типа «ступенька». При этом амплитуда каждого импульса не способна инициировать пузырьковую детонацию на поверхности жидкости. Граничные условия для такого случая записываются в виде:

$$\begin{aligned} p_{l0} &= p_0 + \Delta p_{01}, & t < t_* \\ p_{l0} &= p_0 + \Delta p_{02}, & t > t_* \end{aligned} \quad \text{при} \quad x_0 = 0.$$

Как видно из рисунка в момент времени $t = 1.45$ мс в среде распространяются друг за другом две волны давления с амплитудами $\Delta p_{01} = 0.5$ МПа и $\Delta p_{02} = 1.9$ МПа соответственно. Вследствие малой амплитуды первая волна неспособна инициировать детонацию в пузырьковой жидкости и распространяется как обыкновенная волна давления в неактивной среде. При этом происходит «поджатие» пузырьковой жидкости за фронтом волны. Амплитуда второй волны давления, следующей через 1 мс за первой, уже такова, что при отсутствии первой волны вторая волна могла бы инициировать детонационную волну в пузырьковой среде. Но т.к. вторая волна распространяется в области поджатой пузырьковой жидкости, то ее амплитуда оказывается недостаточной для инициировании детонации в среде. Однако обладая большей амплитудой и, следовательно, скоростью, вторая волна через некоторое время догоняет фронт первой волны давления и начинает действовать на пузырьковую жидкость, еще неподжатую первой волной, вызывая воспламенение горючего газа в пузырьках. Образуется очаг детонации от которого в первоначальном направлении начинает распространяться детонационная волна. На рис.3 этому соответствуют эпюры в момент времени $t = 2.17$ мс – температура газовой фазы в очаге воспламенения достигает более 4000 К, обыкновенная волна трансформируется в детонационную волну.

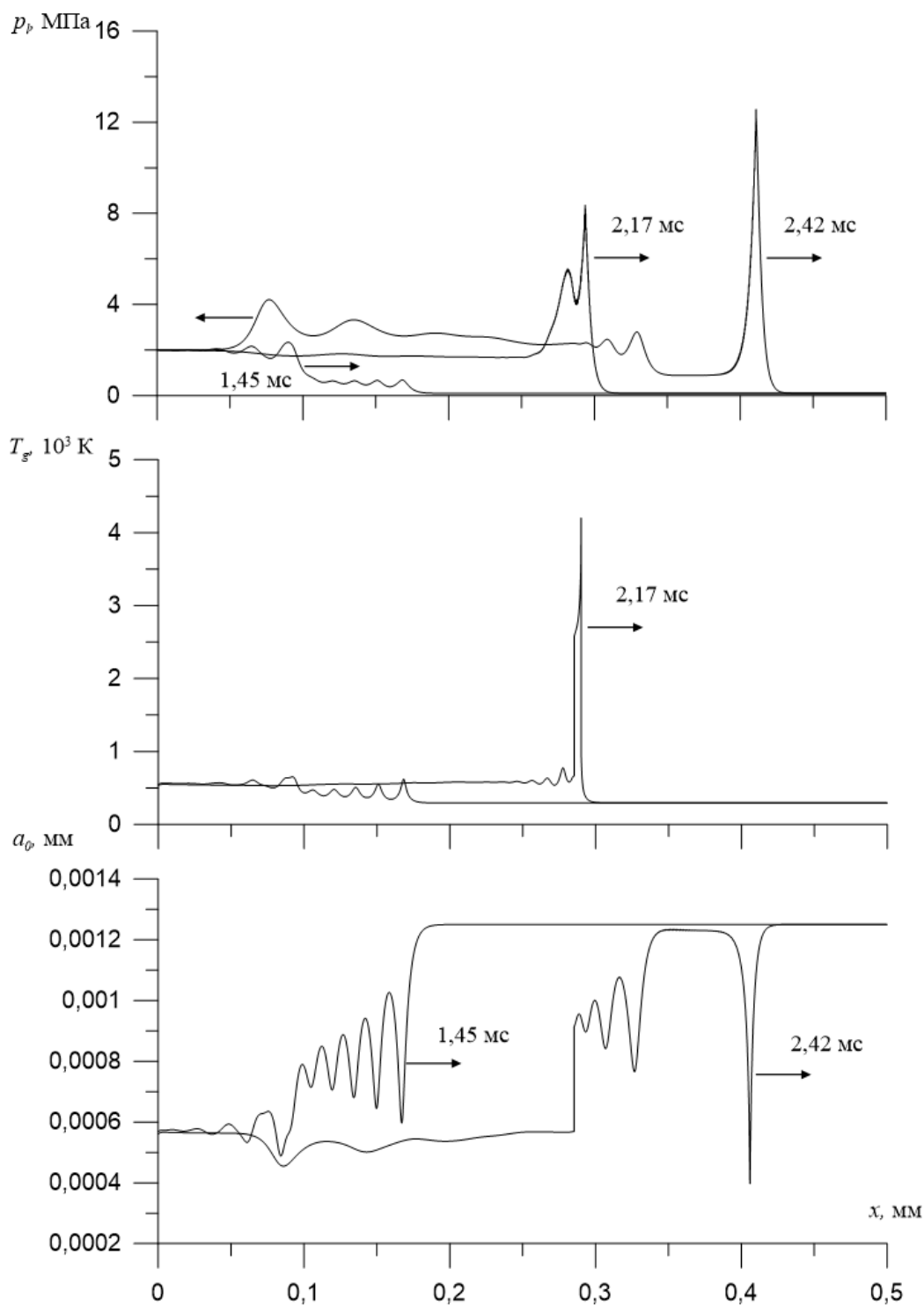


Рис. 3. Распределение давления в жидкости, температуры газа и радиуса пузырьков в пузырьковой среде. Начальные параметры среды: $p_0 = 0.1$ МПа, $\alpha_{g0} = 0.04$. Остальные параметры такие же, как для рис.1. Числа возле профилей давления соответствуют моментам времени в мс.

В [18] было показано, что детонационная волна, которую можно инициировать путем распространения волны давления в сужающемся канале, при начальном объемном

газосодержании пузырьковой жидкости меньшем некоторого критического значения ($\alpha_{g0} \leq \alpha_{g0*}$) распространяется только в одном направлении от очага воспламенения, а при $\alpha_{g0} > \alpha_{g0*}$ – в обоих направлениях. Данное обстоятельство обусловлено двумя факторами: во-первых, при увеличении начальной объемной концентрации газовой фазы возрастает калорийность пузырьковой системы, и как следствие, энерговыделение при детонации. Во-вторых, степень «поджатости» среды первоначальной волной в сужающемся канале неоднородная и уменьшается при удалении от очага детонации, что способствует поддержанию детонационной волны, распространяющейся в обратном направлении.

В настоящем эксперименте «поджатость» пузырьковой жидкости, обусловленная последовательным воздействием двух волн давления, оказывается такой, что волна детонации в обратном от очага воспламенения направлении не возникает ни при какой начальной концентрации газовой фазы. Поэтому в обратном направлении распространяется обыкновенная волна давления с амплитудой в 1.5-2 раза превышающей Δp_{02} . Это иллюстрируют эпюры давления и радиуса пузырьков в момент времени $t = 2.42$ мс на рис. 3.

Параметры детонационной волны, распространяющейся в пузырьковой жидкости зависят от ее физико-химических свойств и начального состояния (размер и концентрация пузырьков, давление и др.). При переходе детонационной волны из одной области среды в другую, которые обладающих разными гидродинамическими свойствами и теплофизическими параметрами, структура и параметры ДВ могут изменяться [12, 15, 17]. Своеобразным аналогом границы, разделяющей области пузырьковой системы с разными акустическими и гидродинамическими свойствами, может выступать для детонационной волны фронт встречной волны давления типа «ступенька», амплитуда которой не достаточна для воспламенения газа в пузырьках. Поджатая «ступенькой» область пузырьковой системы будет обладать иными свойствами, чем вся среда в первоначальный момент.

Рассмотрим расчетную область, на противоположных границах которой обеспечим инициирование детонационной волны ($x = 0$) и волны давления типа «ступенька» ($x = L$). Т.к. скорость ДВ в несколько раз больше скорости обыкновенной волны, возбуждение детонационной волны производится спустя некоторое время после инициирования «ступеньки». Граничные условия в этом случае имеют вид:

при $x = 0$

$$\begin{aligned} p_{t0} &= p_0 + \Delta p_{01}, & t_{*1} < t < t_{*2} \\ p_{t0} &= p_0, & 0 < t < t_{*1} \text{ и } t > t_{*2}, \end{aligned}$$

при $x = L$

$$p_{tL} = p_0 + \Delta p_{02}, \quad t > 0.$$

Рис. 4 иллюстрирует встречное распространение ДВ и волны давления типа «ступенька» в пузырьковой жидкости. В момент времени $t = 1.8$ мс обыкновенная волна давления и инициированная на 1.5 мс позже детонационная волна с амплитудой ~ 12 МПа еще не достигли друг друга и продолжают распространение во встречном направлении. К моменту времени $t \approx 2.0$ мс детонационная волна сталкивается со «ступенькой». При прохождении ДВ через фронт «ступеньки» и проникновении в область «поджатой» среды амплитуда детонационной волны значительно увеличивается. В этот момент ($t = 2.12$ мс) наблюдается максимальное (более чем в 2,5 раза) возрастание амплитуды детонационной волны, обусловленное аномальной сжимаемостью пузырьковой среды и скоростью ДВ. Далее, по мере продвижения детонационной волны в поджатой жидкости, амплитуда ДВ несколько снижается, оставаясь достаточно высокой. При этом, как показывают расчеты, энергетический потенциал детонационных волн в пузырьковой жидкости настолько высок, что одиночная встречная волна типа «ступенька» не способна обеспечить срыв волны детонации в среде. Более того, встречное взаимодействие детонационной волны с обыкновенной приводит только к усилению распространяющегося в пузырьковой системе детонационного процесса (увеличивается амплитуда и скорость детонационной волны).

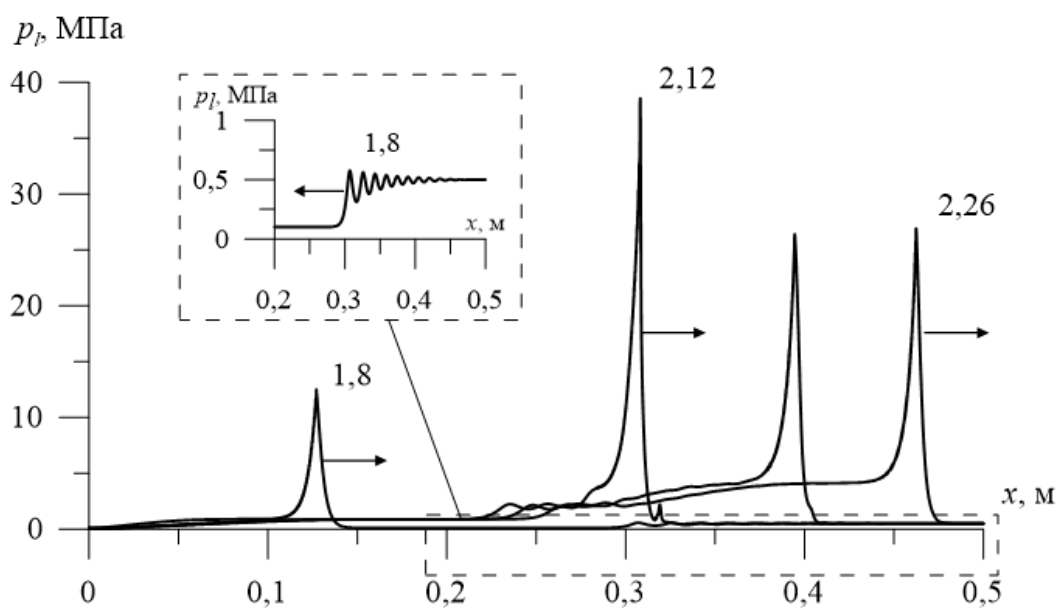


Рис. 4. Встречное распространение детонационной и обыкновенной волны в пузырьковой жидкости. Начальные параметры среды: $p_0 = 0.1$ МПа, $\alpha_{g0} = 0.04$. Остальные параметры такие же, как для рис.1. Амплитуда импульсов давления на границах среды: $\Delta p_{01} = 2,0$ МПа, $\Delta p_{02} = 0,4$ МПа. Числа возле кривых соответствуют моментам времени в мс.

Обозначим ΔP_1 амплитуду детонационной волны распространяющейся в невозмущённой области пузырьковой жидкости до столкновения с встречной волной давления, а ΔP_2 – амплитуду той же детонационной волны в поджатой части среды после прохождения через фронт встречной волны. Как показывают расчеты, степень возрастания амплитуды детонационной волны при проникновении через фронт волны давления типа «ступенька» зависит от начального объемного газосодержания пузырьковой системы и амплитуды «ступеньки». На рис. 5 представлена зависимость $\Delta P_2(\alpha_{g0})$ при разных значениях амплитуды встречной волны Δp_{02} . Видно, что с ростом начальной объемной концентрации газовой фазы амплитуда ДВ ΔP_2 нелинейно увеличивается, что обусловлено увеличением калорийности пузырьковой системы, и как следствие, увеличением энерговыделения при детонации. Увеличение амплитуды встречной волны давления Δp_{02} с 0.2 до 0.8 МПа, приводит к возрастанию ΔP_2 с 15-20 МПа до 25-35 МПа. Для сравнения на рисунке штриховой линией показаны значения амплитуды детонационной волны ΔP_1 до столкновения со «ступенькой». Таким образом, в зависимости от начального объемного газосодержания среды и амплитуды встречной волны давления типа «ступенька» возрастание амплитуды ДВ после прохождения через фронт встречной волны может происходить в 2-3 раза.

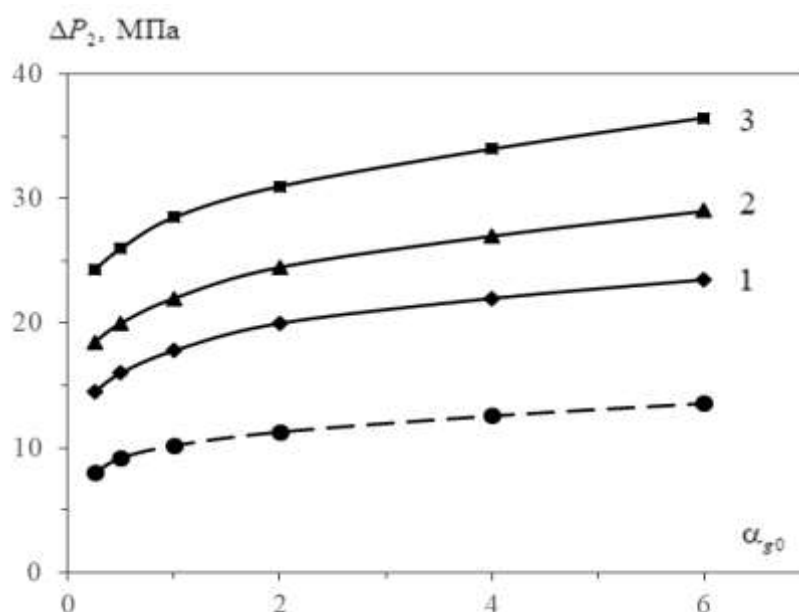


Рис. 5. Зависимость амплитуды детонационной волны за фронтом встречной волны давления от начальной объемной концентрации газовой фазы: 1 – $\Delta p_{02} = 0.2$ МПа, 2 – $\Delta p_{02} = 0.4$ МПа, 3 – $\Delta p_{02} = 0.8$ МПа. Все параметры системы такие же, как для рис.1.

Уже было отмечено, что пиковое давление в жидкости (обозначим ΔP_{max}) возникает момент столкновения и проникновения ДВ через фронт встречной «ступеньки». Этот

ударный всплеск давления может стать причиной нарушения целостности резервуара или участка транспортной сети с химически активной пузырьковой жидкостью, если в них вдруг возникнут подобные встречные волновые импульсы. После прохождения фронта встречной волны и распространении в поджатой части среды амплитуда ДВ несколько снижается, но остается значительно большей, чем до столкновения со «ступенькой». Численный анализ показывает, что пиковая амплитуда детонационной волны ΔP_{\max} может превосходить ее амплитуду в поджатой жидкости ΔP_2 более чем в 1,5 раза. При этом отношение $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ зависит от начального объемного газосодержания пузырьковой среды и амплитуды встречной волны (рис. 6). С ростом начальной объемной концентрации пузырьков в жидкости отношение $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ увеличивается, что связано с увеличением калорийности пузырьковой системы. Увеличение амплитуды встречной волны давления типа «ступенька» Δp_{02} наоборот приводит к снижению $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$, что, очевидно, обусловлено увеличением акустической «жесткости» поджатой части среды за встречной волной. Также стоит отметить, что нелинейная зависимость $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ от α_{g0} , особо проявляющаяся при небольшой амплитуде встречной «ступеньки», с ростом Δp_{02} становится более линейной. Таким образом, максимальный рост амплитуды ДВ наблюдается в пузырьковой жидкости с наибольшей концентрацией газовой фазы при столкновении с встречной волной давления типа «ступенька» умеренной амплитуды.

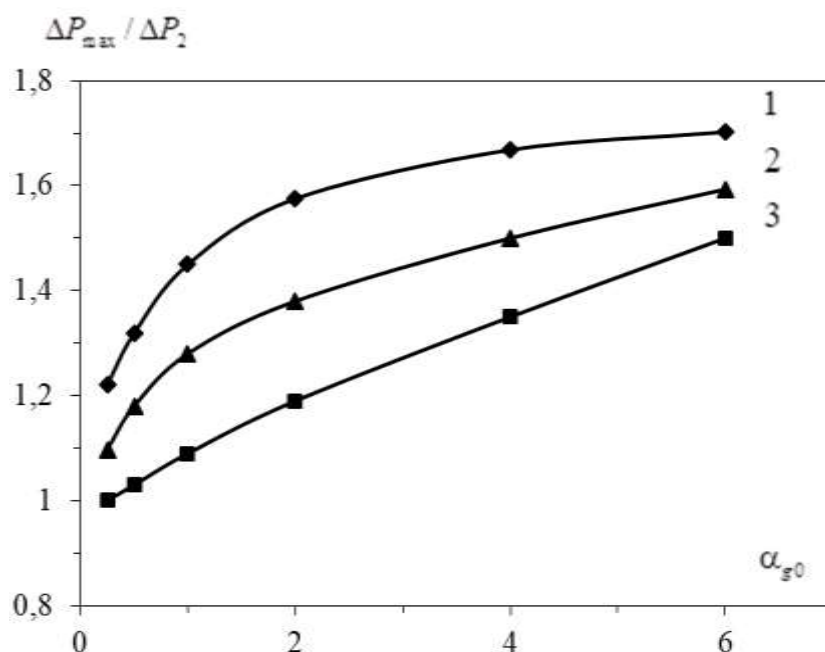


Рис. 6. Зависимость $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ от α_{g0} : 1 – $\Delta p_{02} = 0.2$ МПа, 2 – $\Delta p_{02} = 0.4$ МПа, 3 – $\Delta p_{02} = 0.8$ МПа. Все параметры системы такие же, как для рис.1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе, на основе численного эксперимента, исследована возможность возбуждения детонационных волн в химически активной пузырьковой жидкости волнами малой амплитуды, которые при обычных условиях не способны инициирования пузырьковую детонацию. Показано, что одним из таких способом может быть предварительный сброс давления над поверхностью жидкости с последующим воздействием на среду волной сжатия. В этом случае амплитуда воздействующего импульса давления, способного инициировать детонационную волну в пузырьковой системе, может быть снижена в несколько раз. При значительном первоначальном «разряжении» пузырьковой жидкости (до $0.2p_0$ и более) инициализация пузырьковой детонации возможна последующей волной сжатия сверхмалой амплитуды, соизмеримой с начальным давлением среды.

Вторым способом возбуждения детонации в пузырьковой жидкости с воспламеняющимся газом является воздействие на ее поверхность двумя следующими друг за другом через некоторый временной интервал волнами сжатия, каждая из которых, в момент действия на жидкость, не вызывает в среде детонационную волну. Если вторая волна обладает большей амплитудой, чем первая, то имея большую скорость, она может догнать первую волну и инициировать пузырьковую детонацию в момент совмещения фронтов волн. В этом случае очаг воспламенения газожидкостной системы будет локализован не на ее поверхности, а внутри среды. Возникающая детонационная волна может распространяться от очага только в первоначальном направлении, т.к. сильная «поджатость» зоны пузырьковой жидкости, по которой распространялись попутные волны до очага, препятствует развитию детонационного процесса в обратном направлении.

Отдельно изучена возможность управления детонационной волной путем воздействия на нее встречной волной давления умеренной амплитуды. Выявлено, что энергетический потенциал детонационных волн в пузырьковой жидкости настолько высок, что одиночная встречная волна типа «ступенька» не способна обеспечить срыв волны детонации в среде. Показано, что встречное взаимодействие детонационной и обыкновенной волн приводит только к усилению детонационного процесса (возрастанию амплитуды и скорости детонационной волны). Максимальное увеличение амплитуды детонационной волны (в 2-4 раза) возникает в момент столкновения фронтов встречных волн и может нести угрозу целостности элементов технологических конструкций, расположенных в непосредственной близости от зоны контакта волн.

Работа выполнена в рамках госзадания в сфере научной деятельности № FEUR - 2020 - 0004. Наименование проекта «Решение актуальных задач и исследование процессов в нефтехимических производствах, сопровождающихся течениями многофазных сред».

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. *Ждан С.А.* О стационарной детонации в пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 3. С. 85.
7. *Кедринский В.К.* Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. 435 с.
8. *Сычев А.И.* Влияние начального давления пузырьковых сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 126.
9. *Гималтдинов И.К., Лепихин С.А.* Особенности влияния скольжения фаз и начального давления на динамику детонационных волн в пузырьковой жидкости // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 459.
10. *Сычев А.И.* Управляемая пузырьковая детонация // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 291.
11. *Tukhvatullina R.R., Frolov S.M.* Numerical simulation of shock and detonation waves in bubbly liquids // Shock Waves. 2019. Vol. 30. Is. 3. P. 263.
12. *Сычев А.И.* Ударные волны в многокомпонентных средах «жидкость–пузырьки газа–капли жидкости» // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 409.
13. *Ляпидевский В.Ю.* Структура детонационных волн в многокомпонентных пузырьковых средах // ФГВ. 1997. Т. 33. № 3. С. 104.
14. *Гималтдинов И.К., Кучер А.М.* Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 423.
15. *Гималтдинов И.К., Арсланбекова Р.Р., Левина Т.М.* Особенности динамики

- постдетонационных волн // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 3. С. 371.
16. *Гималтдинов И.К., Левина Т.М.* Особенности динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости при прохождении границы раздела «водоглицериновый раствор - масло» // Известия ТПУ. Инжиниринг ресурсов. 2017. Т. 328. № 8. С. 55.
 17. *Сычев А.И.* Столкновение детонационных волн в пузырьковых средах // ЖТФ. 2019. Т. 89. №2. С. 179.
 18. *Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К., Лепихин С.А.* Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 234.
 19. *Топольников А.С., Гималтдинов И.К.* Динамика детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных пузырьковой жидкостью // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 4. С. 509.
 20. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Т 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
 21. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.* Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковой среде // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077.
 22. *Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.* Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакции в газовой фазе. // ФГВ. 1989. Т. 25. № 6. С. 14.
 23. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные схемы газовой динамики. – М.: Наука, 1973. 496 с.

Сведения об авторах

1. Лепихин Сергей Анатольевич

Филиал Тюменского индустриального университета в г. Сургуте, Россия,

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры естественнонаучных и гуманитарных дисциплин

Адрес: 628404, ХМАО-Югра, г. Сургут, ул. Энтузиастов, д. 38.

E-mail: sg81@bk.ru (ответственный за переписку)

2. Гималтдинов Ильяс Кадинович

Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

Доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики

Адрес: 450062, Башкортостан, г. Уфа, ул. Космонавтов, д. 1

E-mail: iljas_g@mail.ru