



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. К. Гималтдинов, С. А. Лепихин, О встречном воздействии на детонационную волну в пузырьковой жидкости волнами малой амплитуды, *ТВТ*, 2023, том 61, выпуск 6, 891–896

DOI: 10.31857/S0040364423060066

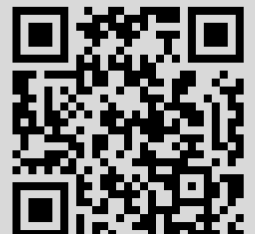
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

23 марта 2025 г., 13:39:44



О ВСТРЕЧНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДЕТОНАЦИОННУЮ ВОЛНУ В ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ ВОЛНАМИ МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ

© 2023 г. И. К. Гималтдинов¹, С. А. Лепихин^{2, 3, *}

¹Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия

²Сургутский государственный педагогический университет, Сургут, Россия

³Сургутский государственный университет, Сургут, Россия

*E-mail: sg81@bk.ru

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 19.06.2023 г.

Принята к публикации 03.10.2023 г.

В работе представлены результаты численного исследования взаимодействия детонационных волн со встречными волнами давления в пузырьковой жидкости. Проанализировано изменение параметров детонационной волны при прохождении через фронт встречной волны давления. Изучена возможность управления распространением детонационного процесса путем изменения состояния пузырьковой системы встречными волнами давления.

DOI: 10.31857/S0040364423060066

ВВЕДЕНИЕ

Жидкости с распределенными по объему пузырьками воспламеняющегося газа представляют собой среды, в которых могут возникать и развиваться детонационные процессы. При этом пузырьковая детонация может быть выделена в отдельный вид, отличающий ее от детонации в жидких и твердых веществах. Отличия в первую очередь заключаются в структуре детонационных волн (ДВ), характеристики которых зависят от физико-химических свойств и параметров газожидкостной среды и ее начального состояния. Кроме того, calorificity пузырьковых систем в десятки и сотни раз ниже, чем твердых или жидких взрывчатых веществ [1–6].

Исследование детонационных процессов в химически активных средах представляет практический интерес прежде всего для получения взрывчатых веществ с заданными характеристиками и обеспечения управляемых режимов протекания детонации.

В настоящее время особенности распространения ДВ в газожидкостных пузырьковых средах достаточно хорошо изучены как экспериментально [1–9], так и теоретически [10–14]. В частности, подробно исследованы параметры, свойства и структура ДВ в зависимости от физико-химических свойств и начальных параметров пузырьковых газожидкостных сред [1–13]. Также исследована эволюция ДВ в многокомпонентных пузырьковых жидкостях и в средах с неоднородным объемным распределением газовой фазы [15–18].

В последнее время повышенный интерес вызывают процессы управления пузырьковой дето-

нацией [19], а также взаимодействия ДВ друг с другом и с волнами малой амплитуды [20, 21] и распространение постдетонационных волн [21–23].

В данной работе рассматриваются особенности взаимодействия детонационной волны в пузырьковой жидкости со встречной волной давления и анализируется возможность использования такого вида воздействия для управления параметрами протекания детонационных процессов в газожидкостных системах.

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 этой системы уравнения волнового движения, состоящие из законов сохранения масс и концентрации пузырьков, а также уравнение сохранения импульсов с учетом относительного движения фаз [24]:

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

Здесь ρ_i^0 – истинная плотность; v_i – скорость; α_i – объемное содержание i -й фазы ($i = l$ – жидкой, $i = g$ – газообразной); p_l – давление несущей жидкости; a, n – радиус и концентрация пузырьков; w – радиальная скорость пузырьков; v_{lg} – скорость относительного движения фаз.

Сила вязкого трения задается по относительной скорости фаз:

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

где C_D – коэффициент сопротивления, для которого, согласно [25], принято

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{48}{\text{Re}}, \quad 0 \leq \text{Re} < 180; \\ C_D &= \frac{\text{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, \quad \text{Re} > 180; \\ \text{Re} &= \frac{2a|v_{lg}|}{v_l}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь Re – критерий Рейнольдса, v_l – кинематическая вязкость жидкости.

Скорость радиального движения пузырьков, согласно приведенному в [26] уточнению, запишем в виде $w = w_R + w_A$, где первое слагаемое w_R описывается уравнением Рэлея–Ламба

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 - \frac{v_{lg}^2}{4} + 4v_l \frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad (4)$$

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

$$w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad (5)$$

где C_l – скорость звука в “чистой” жидкости.

Для давления в газовой фазе уравнение записывается в виде [24]

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \quad w = \frac{da}{dt}. \quad (6)$$

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

Жидкость принята акустически сжимаемой, газ – калорически совершенным:

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \quad (7)$$

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

Согласно [25], интенсивность межфазного теплообмена задается в виде

$$\begin{aligned} q &= \text{Nu}_l \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3, \\ \text{Nu}_l &= 0.65 \sqrt{\text{Pe}_l}, \quad \text{Pe}_l = \frac{2a|v_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $T_0 = \text{const}$ – температура несущей жидкости; Nu_l, Pe_l – критерии Нуссельта и Пекле для жидкости; λ_l, c_l, k_l – теплопроводность, теплоемкость и коэффициент температуропроводности жидкости.

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 считается мгновенным. Воспламенение происходит при достижении некоторой критической температуры T_* и сопровождается повышением температуры газа на величину ΔT , которая определяется, исходя из теплотворной способности газа [27]. 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)–(8), записанной в лагранжевых переменных. В качестве лагранжевой координаты берется эйлерова координата в начальный момент времени. Тогда после некоторых преобразований система уравнений (1)–(8) принимает вид

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

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

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

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

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

$$C_D = \frac{48}{\text{Re}}, \quad 0 \leq \text{Re} < 180,$$

$$C_D = \frac{\text{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, \quad \text{Re} > 180,$$

$$\text{Re} = \frac{2a|v_{lg}|}{v_l},$$

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

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

$$\begin{aligned} x_{i+1/2} &= x_i + 0.5h, \quad i = 0, 1, \dots, N - 1, \\ x_0 &= 0, \quad x_N = L, \quad t_{j+1/2} = t_j + 0.5\tau, \\ j &= 0, 1, 2, \dots, \end{aligned}$$

где h — шаг по координате, τ — шаг по времени, их значения выбираются из условия Куранта [28]. К целым точкам относятся параметры эйлеровой координаты x и скорости v , а к полужелтым точкам — все остальные параметры [28].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Параметры ДВ, 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 другие, которые обладают разными гидродинамическими свойствами и теплофизическими параметрами, структура и параметры ДВ могут изменяться [23, 29, 30]. Своеобразным аналогом границы, разделяющей области пузырьковой системы с разными акустическими и гидродинамическими свойствами, может выступать для детонационной волны фронт встречной волны постоянного повышенного давления, амплитуда которой не достаточна для воспламенения газа в пузырьках. В дальнейшем такая волна называется просто волной давления. Поджатая волной давления область пузырьковой системы обладает иными свойствами, чем вся среда в первоначальный момент.

При численном анализе для параметров жидкости приняты значения: $\rho_l^0 = 1130 \text{ кг/м}^3$, $v_l = 6 \times$

$\times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $c_l = 3.3 \text{ кДж}/(\text{кг К})$, $\lambda_l = 0.42 \text{ Вт}/(\text{м К})$, $C_l = 1700 \text{ м/с}$, $T_0 = 293 \text{ К}$; для параметров газовой фазы: $a_0 = 1.25 \text{ мм}$, $\rho_g^0 = 1.26 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_g = 2.49 \times 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м К})$, $\gamma = 1.35$, $c_g = 1.14 \text{ кДж}/(\text{кг К})$, $T_* = 1000 \text{ К}$, $\Delta T = 3200 \text{ К}$.

Рассмотрим расчетную область, на противоположных границах которой обеспечивается иницирование детонационной волны ($x = 0$) и волны давления ($x = L$), амплитуда которого не способна иницировать детонационный процесс. Так как скорость ДВ в несколько раз больше скорости волны давления, возбуждение детонационной волны производится спустя некоторое время после иницирования встречной волны давления. Граничные условия в этом случае имеют вид

при $x = 0$

$$\begin{aligned} p_{l0} &= p_0 + \Delta p_{01}, \quad t_{*1} < t < t_{*2}; \\ p_{l0} &= p_0, \quad 0 < t < t_{*1} \text{ и } t > t_{*2}; \end{aligned}$$

при $x = L$

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

Здесь Δp_{01} , Δp_{02} — амплитуды воздействующих на границы расчетной области импульсов давления; t_{*1} , t_{*2} — моменты времени, определяющие время иницирования детонационной волны (рис. 1).

Рис. 2 иллюстрирует встречное распространение ДВ и волны давления в пузырьковой жидко-

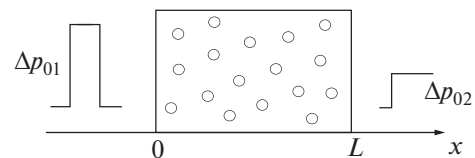


Рис. 1. Схема расчетной области и воздействующих на нее импульсов давления.

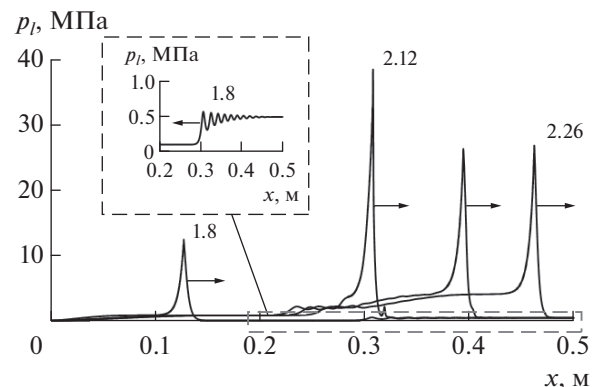


Рис. 2. Встречное распространение детонационной волны и волны давления в пузырьковой жидкости: числа возле кривых соответствуют моментам времени в мс.

сти. Начальные параметры среды — $p_0 = 0.1$ МПа, $\alpha_{g0} = 0.04$; амплитуды импульсов давления на границах среды — $\Delta p_{01} = 2.0$ МПа, $\Delta p_{02} = 0.4$ МПа. В момент времени $t = 1.8$ мс волна давления и инициированная на $t_{*1} = 1.5$ 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 ДВ сталкивается с волной давления и проникает в область поджатой среды. Этот процесс сопровождается значительным увеличением амплитуды ДВ, которая достигает своего пикового значения именно в момент взаимодействия фронтов встречных волн. Как видно из рисунка, в момент времени $t = 2.12$ мс амплитуда ДВ более чем в 2.5 раза превосходит амплитуду детонационной волны, распространяющейся в первоначальной невозмущенной среде. Такой рост амплитуды ДВ обусловлен изменением гидродинамических свойств пузырьковой среды. Далее по мере продвижения детонационной волны в поджатой пузырьковой жидкости амплитуда ДВ несколько снижается, оставаясь достаточно высокой. Отметим, что при увеличении начального давления среды для инициирования ДВ требуется увеличить амплитуду первоначального импульса, воздействующего на границу среды [9, 12, 20].

Проведены численные расчеты для широких диапазонов объемного содержания, радиуса пузырьков, амплитуды встречной волны давления. При этом “срыв” детонационной волны не реализовался. Встречное взаимодействие ДВ с волной давления приводит только к усилению распространяющегося в пузырьковой системе детонационного процесса (увеличиваются амплитуда и скорость детонационной волны).

Обозначим ΔP_1 амплитуду детонационной волны, распространяющейся в невозмущенной области пузырьковой жидкости до столкновения со встречной волной давления, а ΔP_2 — установившуюся амплитуду той же детонационной волны в поджатой части среды за встречной волной давления. На рис. 2 этим амплитудам соответствуют эпюры ДВ в моменты времени 1.8 и 2.26 мс соответственно. Как показывают результаты расчетов, степень возрастания амплитуды детонационной волны в возмущенной части жидкости за фронтом волны давления зависит от начального объемного газосодержания пузырьковой системы и амплитуды встречной волны. На рис. 3 представлены зависимости $\Delta P_2(\alpha_{g0})$ при разных значениях амплитуды встречной волны Δp_{02} . С ростом начальной объемной концентрации газовой фазы амплитуда ДВ ΔP_2 нелинейно увеличивается, что обусловлено повышением калорийности пузырьковой системы и, как следствие, ростом 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. Штриховой линией показаны значения амплитуды детонационной волны ΔP_1 до столкновения с волной давления. Таким образом, в зависимости от начального объемного газосодержания среды и амплитуды встречной волны давления максимальная амплитуда ДВ при столкновении может возрастать в 2–3 раза.

Выше отмечено, что максимальное пиковое давление в жидкости ΔP_{\max} (на рис. 2 его иллюстрирует эпюра в момент времени $t = 2.26$ мс) возникает при столкновении фронтов ДВ и встречной волны давления. 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. При дальнейшем распространении ДВ в поджатой части среды амплитуда ДВ несколько снижается, но остается значительно большей, чем до столкновения с волной давления. 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. 4). С ростом начальной объемной концентрации пузырьков в жидкости отношение $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ увеличивается, что связано с повышением калорийности пузырьковой системы. Увеличение амплитуды встречной волны давления Δp_{02} , наоборот, приводит к снижению $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$, что, очевидно, обусловлено увеличением волнового сопротивления поджатой части среды за встреч-

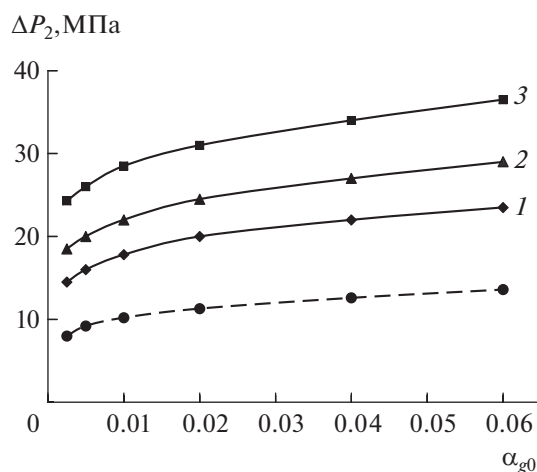


Рис. 3. Зависимости амплитуды детонационной волны за фронтом встречной волны давления от начальной объемной концентрации газовой фазы: 1 — $\Delta p_{02} = 0.2$ МПа, 2 — 0.4, 3 — 0.8; штриховая линия — ΔP_1 до столкновения с волной давления.

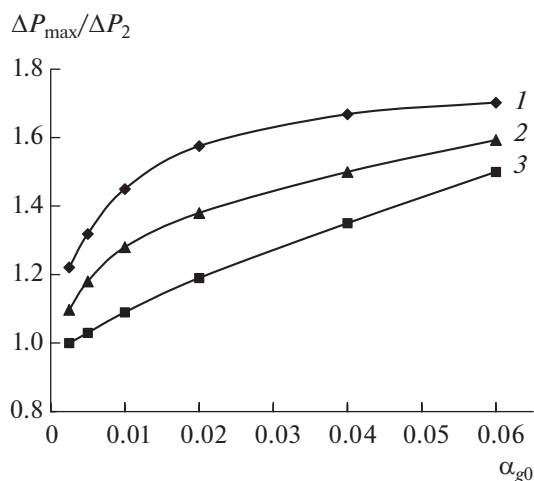


Рис. 4. Зависимости $\Delta P_{\max}/\Delta P_2$ от α_{g0} : 1 – $\Delta p_{02} = 0.2$ МПа, 2 – 0.4, 3 – 0.8.

ной волной [31]. Здесь и далее под волновым сопротивлением понимается составляющая гидродинамического сопротивления среды, определяющая энергетические затраты на создание волны. 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} приближается к линейной. Таким образом, максимальный рост амплитуды ДВ наблюдается в пузырьковой жидкости с наибольшей концентрацией газовой фазы при столкновении с встречной волной давления умеренной амплитуды.

С увеличением амплитуды ДВ возрастает и ее скорость. В работах [9, 12] показано, что увеличение начального давления пузырьковой жидкости сопровождается ростом амплитуды и скорости D , инициируемой в ней ДВ. В представленных расчетах встречная волна давления приводит к “поджатию” пузырьковой жидкости и за ее фронтом формируется область повышенного давления. В результате этого скорость ДВ после столкновения со встречной волной и проникновения в область поджатой жидкости увеличивается. Степень возрастания скорости ДВ при переходе через фронт встречной волны давления зависит, главным образом, от начальной концентрации газовой фазы и амплитуды волны давления. С увеличением газосодержания пузырьковой жидкости скорость ДВ нелинейно уменьшается вследствие уменьшения волнового сопротивления среды. При этом расчетные значения D , полученные для распространения ДВ в невозмущенной части среды (штриховая линия на рис. 5), хорошо согласуются с экспериментальными данными [9]. При переходе в область жидкости, поджатой встречной волной давления, скорость ДВ увеличивается, причем тем больше, чем выше амплитуда встречной волны,

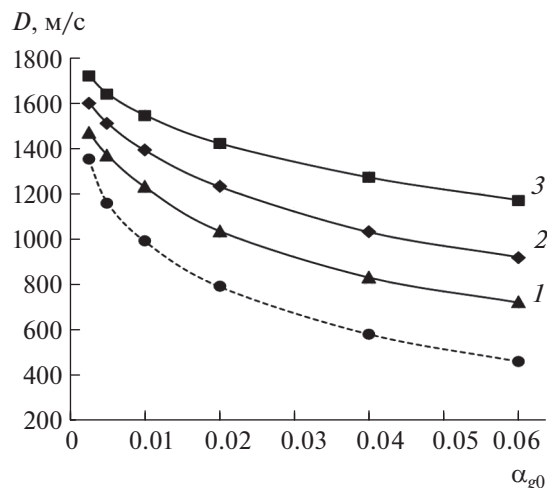


Рис. 5. Зависимости скорости ДВ от начального газосодержания пузырьковой жидкости: 1 – $\Delta p_{02} = 0.2$ МПа, 2 – 0.4, 3 – 0.8; штриховая линия – ΔP_1 до столкновения с волной давления.

обуславливающей повышение давления системы за ее фронтом. При этом D может возрастать (по сравнению со значением в первоначальной невозмущенной среде) в 1.2–2.5 раза в зависимости от начального содержания газовой фазы и увеличивается с ростом α_{g0} (рис. 5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью численных расчетов исследована возможность управления детонационной волной путем воздействия на нее встречной волной давления умеренной амплитуды. Выявлено, что для широких диапазонов объемного содержания и радиуса пузырьков газожидкостной смеси, амплитуды воздействующей волны срыва детонационной волны при столкновении с волной давления не происходит. Показано, что такое встречное взаимодействие волн приводит только к усилению детонационного процесса (возрастанию амплитуды и скорости детонационной волны). При этом в момент столкновения фронтов встречных волн реализуются пиковые скачки давления, которые могут нести угрозу целостности элементов технологических конструкций, расположенных в непосредственной близости от зоны ударного контакта волн.

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)”.

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. Ударные волны в многокомпонентных средах “жидкость–пузырьки газа–капли жидкости” // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 409.
7. Кочетков И.И., Пинаев А.В. Ударные и детонационные волны в жидкости и пузырьковых средах при взрыве проволоки // ФГВ. 2012. Т. 48. № 2. С. 124.
8. Кочетков И.И., Пинаев А.В. Ударно-волновые процессы при взрыве проводников в воде и пузырьковых средах // ФГВ. 2015. Т. 51. № 6. С. 109.
9. Сычев А.И. Влияние начального давления пузырьковых сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 126.
10. Ждан С.А. О стационарной детонации в пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 3. С. 85.
11. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.
12. 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.
13. Tukhvatullina R.R., Frolov S.M. Numerical Simulation of Shock and Detonation Waves in Bubbly Liquids // Shock Waves. 2019. V. 30. № 3. P. 263.
14. Ляпидевский В.Ю. Структура детонационных волн в многокомпонентных пузырьковых средах // ФГВ. 1997. Т. 33. № 3. С. 104.
15. 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.
16. Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р., Спевак Д.С. Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // ТВТ. 2009. Т. 47. № 3. С. 448.
17. Гималтдинов И.К., Кучер А.М. Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 423.
18. Тухватулина 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.
19. Сычев А.И. Управляемая пузырьковая детонация // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 291.
20. Гималтдинов И.К., Лепихин С.А. Инициирование пузырьковой детонации волнами малой амплитуды // ТВТ. 2022. Т. 60. № 5. С. 715.
21. Сычев А.И. Столкновение детонационных волн в пузырьковых средах // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 2. С. 179.
22. Гималтдинов И.К., Лепихин С.А. Исследование постдетонационных волн после встречного столкновения детонационных волн в пузырьковой жидкости // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 236.
23. Гималтдинов И.К., Арсланбекова Р.Р., Левина Т.М. Особенности динамики постдетонационных волн // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 3. С. 371.
24. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
25. Шагапов В.Ш., Абдрашитов Д.В. Структура волн детонации в пузырьковой жидкости // ФГВ. 1992. Т. 28. № 6. С. 89.
26. 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.
27. Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // ФГВ. 1989. Т. 25. № 6. С. 14.
28. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1973. 496 с.
29. Гималтдинов И.К. Особенности динамики волны пузырьковой детонации в трубчатых кластерах // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 3. С. 28.
30. Гималтдинов И.К., Левина Т.М. Особенности динамики детонационных волн в пузырьковой жидкости при прохождении границы “водоглицериновый раствор–масло” // Изв. ТПУ. Инжиниринг ресурсов. 2017. Т. 328. № 8. С. 55.
31. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 502 с.