УДК 534.222.2

ДЕТОНАЦИЯ СТОЛБА ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЫ В ЖИДКОСТИ

С. А. Ждан

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, zhdan@hydro.nsc.ru

В рамках двухфазной модели Иорданского — Когарко с учетом диссипации энергии за счет акустического излучения пузырей сформулирована и численно решена задача о детонационной волне, распространяющейся в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды, экранируемой жидкостью от стенок трубы. Рассчитаны волновая структура зоны реакции и скорость детонации столба пузырьковой среды. Установлено, что самоподдерживающаяся волна может распространяться со скоростью, в 1,5–2,5 раза превышающей скорость одномерной пузырьковой детонации.

Ключевые слова: детонация, пузырьковая жидкость, пузырьки реагирующего газа, акустические потери, солитон.

Экспериментальный и теоретический анализ одномерных детонационных волн (ДВ) в реагирующих пузырьковых средах [1–10] показал, что структура одномерной волны представляет собой солитон, движущийся с постоянной скоростью D, меньшей замороженной скорости звука в смеси. Численное исследование по модели Иорданского [11] динамики и структуры двумерной зоны реакции самоподдерживающейся ДВ, распространяющейся в двухслойной пузырьковой среде, когда один из слоев содержит пузырьки инертного газа, проведено в [12]. Показано, что в двухслойной пузырьковой среде скорость самоподдерживающейся ДВ всегда меньше, чем в однослойной. Вопрос о возможности распространения детонации в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды конечного радиуса, окруженном инертной жидкостью, оставался открытым. В данной работе численно исследуется динамика гетерогенной ДВ в двухслойной системе «активная пузырьковая смесь — инертная жидкость».

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в цилиндрической трубе радиусом R_c центральная часть (радиусом R_p) заполнена пузырьковой жидкостью с однородной объемной концентрацией α_{20} ($\alpha_{20} \ll 1$) и одинаковыми сферическими (радиусом a_0) пузырьками реагирующего газа, а периферийная часть (цилиндрический слой шириной $\Delta R = R_c - R_p$) — чистой жидкостью. В момент времени $t = 0$ на левом конце трубы ($x = 0$) в круге радиусом $R_w = \min\{2R_p, R_c\}$ мгновенно повышается давление от начального p_0 до $p_w > p_0$. Требуется определить динамику волнового процесса в столбе активной пузырьковой среды при $t > 0$ в зависимости от значений масштабных параметров задачи R_c, R_p и a_0.

Жидкость предполагается сжимаемой и удовлетворяющей уравнению состояния Тэта

$$p = p_0 + \rho_0 c_0^2[(\rho_1/\rho_0)^n - 1]/n, \qquad (1)$$

где p, ρ_1 — текущие давление и плотность жидкости; ρ_0, c_0 — начальные плотность и скорость звука жидкости; n — показатель политропы. Теплообменом газа с жидкостью пренебрегаем, поэтому справедливо условие адиабатичности для газовой фазы. При достижении пузырьками критического радиуса возгорания $a_* < a_0$ происходит мгновенное выделение энергии (взрыв в постоянном объеме), тогда уравнение состояния газовой фазы записывается в виде [12]

$$p_2 = p_i(\rho_2/\rho_2^0)^{\gamma_i} \quad (i = 0, 1), \qquad (2)$$

где p_2 — давление газа; ρ_2, ρ_2^0 — текущая и начальная плотности газа; γ_i — показатель адиабаты; индексы $i = 0$ — исходный газ, $i = 1$ — продукты сгорания ($p_1 > p_0$).

Уравнения двумерного нестационарного движения монодисперсной пузырьковой среды

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номера проектов 00-02-18004, 00-15-96181).

для односкоростной двухфазной модели [11] в осесимметричной постановке имеют вид

$$\vec{A}_t + \vec{B}_x + \vec{C}_r = \vec{F}, \tag{3}$$

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} \rho r \\ \rho u r \\ \rho v r \\ \rho a r \\ \rho s r \end{pmatrix}, \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} \rho u r \\ \rho r u^2 + pr \\ \rho u v r \\ \rho u a r \\ \rho u s r \end{pmatrix},$$

$$\vec{C} = \begin{pmatrix} \rho v r \\ \rho u v r \\ \rho r v^2 + pr \\ \rho v a r \\ \rho v s r \end{pmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p \\ \rho s r \\ \rho f_5 r \end{pmatrix}.$$

Здесь u, v — компоненты вектора скорости $\vec{u}$; $\rho = \rho_1(1 - \alpha_2)$ — средняя плотность двухфазной среды; $\alpha_2 = (4/3)\pi N a^3$ — объемная концентрация газовой фазы; N — число пузырьков в единице объема смеси; a, s — текущий радиус пузырьков и скорость перемещения их поверхности; $f_5 = [(\bar{p} - p)/\rho_0 - 3s^2/2]/a$, $\bar{p} = p_2 - 4\mu s/a - 3\gamma_i p_2 s/c_0$, μ — динамическая вязкость жидкости.

Следствием системы (3) является известное уравнение Рэлея, описывающее динамику пузырьков в жидкости, которое с учетом потерь на акустическое излучение пузырьков и диссипацию энергии за счет вязкости имеет вид [10]

$$a\frac{ds}{dt} + \frac{3}{2}s^2 = \frac{1}{\rho_0}(\bar{p} - p). \tag{4}$$

Рассматриваемая модель пузырьковой детонации (1)–(3) при заданных теплофизических свойствах жидкости характеризуется следующими безразмерными параметрами:

$$\gamma_0, \quad \gamma_1, \quad R_* = a_*/a_0,$$

$$B = p_1/p_0, \quad \mathrm{Re} = a_0\rho_0\sqrt{p_0/\rho_0}/\mu,$$

$$\beta = \sqrt{p_0/\rho_0}/c_0.$$

Из уравнения (4) можно получить оценку, характеризующую отношение вкладов в диссипативные потери за счет вязкости жидкости и за счет акустического излучения пузырьков ($i = 0; 1$):

$$\frac{4\mu c_0}{3\gamma_i p_i a_0}\Big(\frac{a}{a_0}\Big)^{3\gamma_i - 1} < \frac{4\mu c_0}{3\gamma_0 p_0 a_0} = \frac{4}{3\gamma_0\beta\mathrm{Re}}.$$

Из этого соотношения следует, что при $\beta\mathrm{Re} \gg 1$ диссипацией энергии за счет вязкости жидкой фазы можно пренебречь. Например, для жидкостей типа воды с пузырьками газа радиусом $a_0 > 1$ мм имеем $\beta\mathrm{Re} \simeq 10^2$. Поэтому при моделировании детонации в пузырьковых смесях, для которых $\beta\mathrm{Re} \gg 1$, число Рейнольдса Re выпадает из определяющих безразмерных параметров задачи.

Начальные условия при $x > 0$:

$$p = p_0, \quad u = v = 0; \quad R_p < r < R_c: \quad \rho = \rho_0;$$

$$0 < r < R_p: \quad \rho = \rho_0(1 - \alpha_{20}), \quad p_2 = p_0,$$

$$a = a_0, \quad s = 0. \tag{5}$$

Граничные условия: на оси симметрии ($r = 0$) и стенке канала ($r = R_c$) — условие непротекания жидкости $u_n = 0$, на левой границе ($0 < r < R_w$) — условие на поршне

$$p_w(t) = \begin{cases} p_w = \mathrm{const}, & 0 < t < t_w, \\ p_0, & t > t_w, \end{cases} \tag{6}$$

на правой подвижной границе (ударный фронт) — соотношения на разрыве

$$[\rho]D_n = [\rho u_n], \quad [\rho u_n]D_n = [p + \rho u_n^2],$$

$$[a] = 0, \quad [s] = 0, \quad [\vec{u}_t] = 0. \tag{7}$$

Здесь $u_n = (\vec{u}, \vec{n})$ — нормальная компонента, а $\vec{u}_t = \vec{u} - u_n\vec{n}$ — касательная компонента вектора скорости по отношению к границе, D_n — скорость движения фронта волны в направлении нормали. Квадратными скобками обозначена разность значений стоящей внутри скобок величины по обе стороны разрыва.

При заданных физико-химических свойствах фаз и параметрах инициирования p_w, t_w, R_w решение уравнений (1)–(3) с начальными и граничными условиями (5)–(7) зависит от трех безразмерных параметров:

$$L = R_p/a_0, \quad \delta = R_p/R_c, \quad \alpha_{20}. \tag{8}$$

Сформулированная задача решалась численно. Для интегрирования системы дифференциальных уравнений (3) применялась конечно-разностная схема Годунова — Колгана в подвижных сетках первого порядка аппроксимации по времени с выделением ударного фронта и фронта воспламенения пузырей. По оси x число расчетных ячеек составляло 200: вправо и влево от фронта воспламенения пузырьков — по 40 ячеек равномерной сетки с шагом $0{,}2a_0$, далее сетка неравномерная, размер ячеек увеличивался в арифметической прогрессии. По оси r число расчетных ячеек составляло 40 (в столбе пузырьковой среды — 20, сетка равномерная; в жидкости — 20, сетка неравномерная, увеличивающаяся в арифметической прогрессии к периферии расчетной области).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование детонации выполнено на примере столба активной пузырьковой среды (вода — пузырьки $C_2H_2 + 2{,}5O_2$) в воде при следующих значениях констант: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1000$ кг/м^3, $c_0 = 1500$ м/с, $n = 7{,}15$; $\rho_2^0 = 1{,}238$ кг/м^3, $\gamma_0 = 1{,}33$, $\gamma_1 = 1{,}136$, $R_* = 0{,}25$, $B = 10{,}97$. Анализ применимости уравнения (2) с эффективным показателем адиабаты γ_1 для описания процесса адиабатического расширения продуктов взрыва газовой фазы в условиях пузырьковой детонации проведен в [12].

В расчетах двумерной задачи (1)–(3) при $L = 10$ определяющие параметры варьировались в диапазонах $\delta \in [0{,}1 \div 1]$ и $\alpha_{20} \in [0{,}01 \div 0{,}04]$. Заметим, что при $\delta = 1$ получается одномерная задача о пузырьковой детонации [6, 12], решение которой зависит только от начальной объемной концентрации газовой фазы α_{20}.

Предварительные расчеты инициирования пузырьковой детонации в столбе активной пузырьковой среды показали, что при значениях параметров инициирования p_w, t_w, R_w не обеспечивающих воспламенения пузырей ацетиленокислородной газовой смеси, формирующаяся в трубе волна сжатия затухает со временем. Серией расчетов установлено, что параметры инициирования

$$p_w/p_0 = 100, \quad T_w = t_w/t_0 = 0{,}3, \qquad R_w = \min\{2R_p, R_c\} \tag{9}$$

достаточны для возбуждения волны детонации в столбе пузырьковой среды с пузырьками $C_2H_2 + 2{,}5O_2$ в указанном диапазоне определяющих параметров. Здесь $t_0 = a_0/\sqrt{p_0/\rho_0}$. Поиск критических параметров инициирования в трехмерном пространстве параметров p_w, t_w, R_w выходит за рамки данного исследования, поэтому сверхкритические параметры (9) использовались во всех дальнейших расчетах.

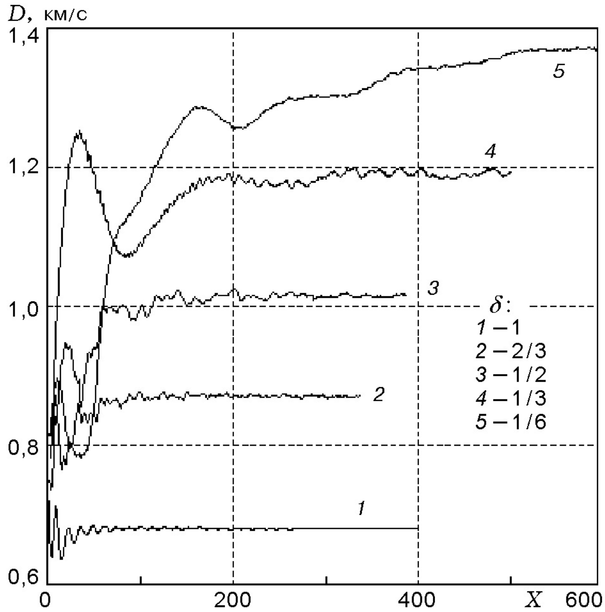

Рис. 1. Зависимости скорости фронта воспламенения пузырьков D от расстояния X при различных значениях δ

Рассмотрим при фиксированной начальной объемной концентрации $\alpha_{20} = 2$ % динамику скорости волны в зависимости от ширины слоя жидкости, экранирующей пузырьковую среду от стенок трубы, т. е. от параметра $\delta = R_p/R_c$. Расчетные зависимости продольной (вдоль оси симметрии $r = 0$) скорости фронта воспламенения пузырьков D от расстояния $X = x/a_0$ для ряда значений параметра δ приведены на рис. 1. Представленные данные позволяют утверждать, что распространяющаяся по столбу активной пузырьковой смеси волна пузырьковой детонации на расстоянии $X = 100 \div 500$ от места инициирования выходит на самоподдерживающийся режим с постоянной скоростью D_{st}, зависящей от параметра δ. Расчетные скорости D_{st} для ряда значений δ приведены в таблице. Видно, что скорость D_{st} монотонно увеличивается с ростом толщины слоя инертной жидкости. В частности, при $\delta = 1/6$ (кривая *5*) скорость детонации столба $D_{st} = 1{,}37$ км/с превышает в два раза скорость волны одномерной пузырьковой детонации $D_0 = 0{,}68$ км/с (кривая *1*). Для всех рас-

$\delta = R_p/R_c$	D_{st}, км/с	$P_{\max}$	$P^c_{\max}$
1	0,68	110	110
4/5	0,78	127	85
2/3	0,87	143	76
1/2	1,02	178	66
1/3	1,19	225	57
1/4	1,27	269	53
1/6	1,37	313	45
1/10	1,41	303	33

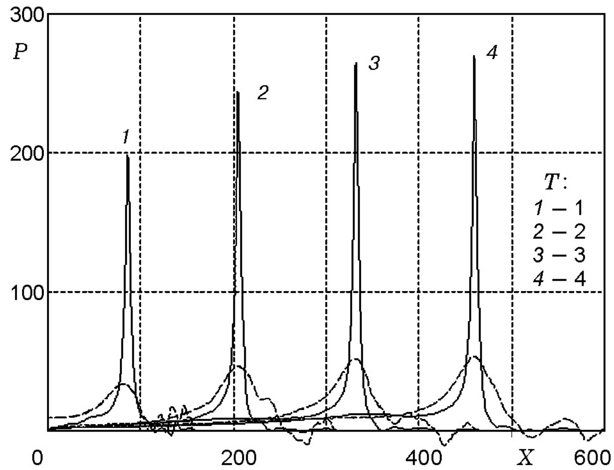

Рис. 2. Профили давления $P = p/p_0$ для ряда моментов времени $T = t/t_0$ при $\delta = 1/4$:

сплошные линии — профили на оси, штриховые — на стенке трубы

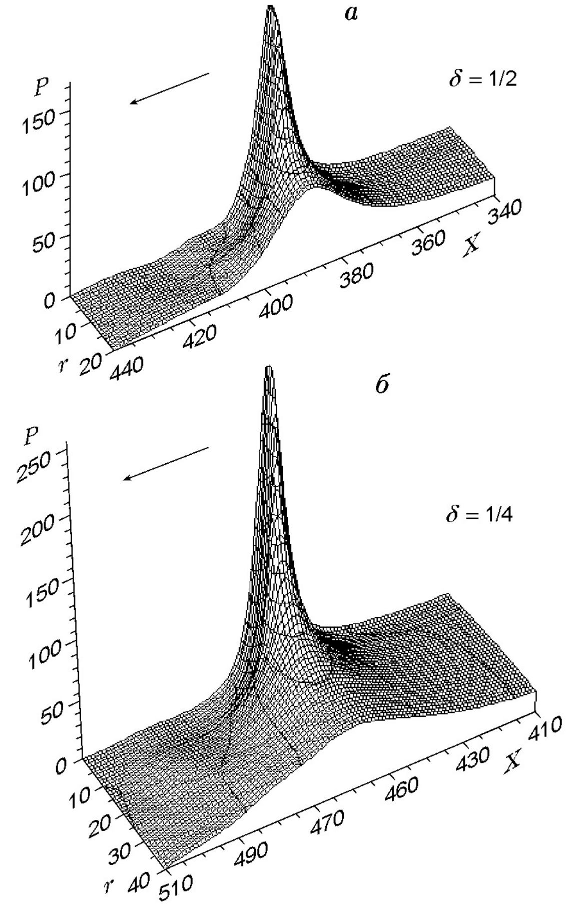

Рис. 3. Профили давления в жидкости для установившейся ДВ

четных вариантов скорость стационарной детонации столба меньше скорости звука в жидкости ($D_{st} < c_0$).

Итак, в отличие от двухслойной системы «активная пузырьковая смесь — пассивная пузырьковая смесь», в которой наличие инертного пузырькового слоя приводит к уменьшению скорости ДВ [12], в двухслойной системе «активная пузырьковая смесь — инертная жидкость» наличие инертного слоя жидкости приводит к увеличению скорости установившейся ДВ.

Представляет интерес структура формирующейся в трубе волны. Типичная динамика профилей давления в среде ($P = p/p_0$) на оси и на стенке трубы при $\delta = 1/4$ приведена на рис. 2. Видно, что ДВ в столбе активной пузырьковой смеси имеет форму солитона с характерной длиной $\Delta x \approx 40a_0$, а «предвестник», формирующийся на начальной нестационарной стадии процесса (кривая *1*), затухает со временем. Причем максимум давления в солитоне растет с увеличением скорости волны и достигает наибольшего значения $P_{\max} = 269$ при выходе ДВ на стационарный режим со скоростью $D_{st} = 1{,}27$ км/с. В то же время распределение давления жидкости у стенки трубы характеризуется колоколообразной формой с характерной длиной $\Delta x \approx 100a_0$ и максимумом давления $P^c_{\max} = 53$. Неодинаковость профилей давления на оси и у стенки трубы означает наличие значительного градиента давления в двухслойной среде в поперечном направлении. Подробная пространственная структура солитона установившейся ДВ ($T = t/t_0 = 4$) представлена на рис. 3 для двух значений ширины слоя жидкости: $\delta = 1/2$ и $1/4$. Согласно расчетным данным (см. таблицу) в двухслойной системе с увеличением ширины слоя инертной жидкос-

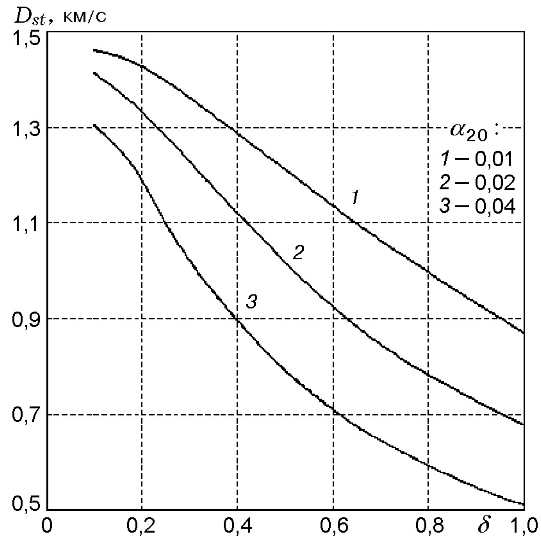

Рис. 4. Зависимости скорости ДВ от определяющих параметров δ и α_{20}

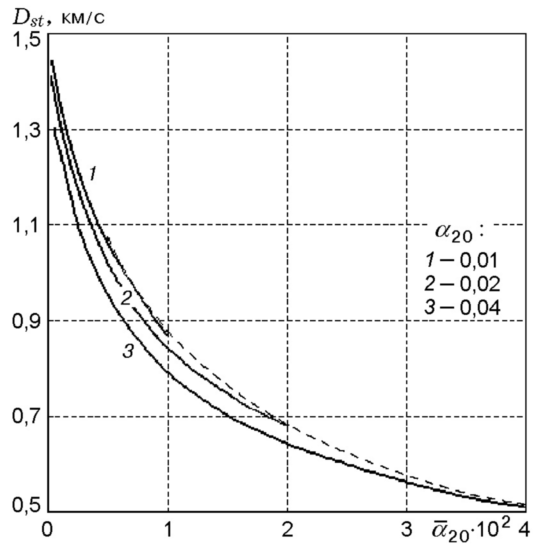

Рис. 5. Зависимости скорости детонации столба от приведенной объемной концентрации $\bar{\alpha}_{20} = \alpha_{20}\delta^2$:

штриховая линия — скорость одномерной пузырьковой детонации $\delta = 1$

ти максимум давления в стационарной ДВ растет вплоть до ширины слоя, в пять раз превышающей радиус столба активной пузырьковой среды, а у стенки трубы максимум давления в жидкости ($P^c_{\max}$) монотонно уменьшается.

Варьирование начальной объемной концентрации пузырьков в диапазоне $\alpha_{20} \in [0{,}01 \div 0{,}04]$ показало, что при одинаковых значениях δ скорость детонации столба D_{st} уменьшается с ростом α_{20}. Расчетные зависимости $D_{st}(\delta)$ для ряда значений α_{20} приведены на рис. 4. Видно, что скорость волны пузырьковой детонации в столбе, оставаясь дозвуковой, меняется в широких пределах ($D_{st} \in [0{,}51 \div 1{,}44]$ км/с) при варьировании независимых параметров α_{20} и δ. Причем D_{st} всегда больше скорости одномерной пузырьковой детонации D_0 и может превышать ее в $1{,}5 \div 2{,}5$ раза.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, при численном моделировании в двумерной нестационарной постановке установлена возможность распространения солитона в столбе химически активной пузырьковой среды с постоянной скоростью D_{st}, увеличивающейся с ростом толщины слоя инертной жидкости и с уменьшением объемной концентрации пузырьков. Анализ результатов расчетов скорости стационарной ДВ от определяющих параметров α_{20} и δ показал, что они допускают физически ясную интерпретацию, если в качестве обобщающего параметра рассматривать среднюю объемную концентрацию пузырьков в трубе: $\bar{\alpha}_{20} = \alpha_{20}\delta^2$. Здесь осреднение проводится по всей площади поперечного сечения цилиндрической трубы. Зависимости D_{st} ($\bar{\alpha}_{20}$) представлены на рис. 5 (сплошные линии). Видно, что, несмотря на изменение отношения диаметра трубы к диаметру столба пузырьковой среды в десять раз и изменение начальной объемной концентрации пузырей в столбе α_{20} в четыре раза, значения скорости детонации как функции обобщающего параметра $\bar{\alpha}_{20}$ группируются в 10 %-м интервале значений. Причем при фиксированных значениях $\bar{\alpha}_{20}$ наблюдается монотонное уменьшение скорости детонации столба пузырьковой среды с ростом α_{20}. Результаты расчетов D_{st} с точностью не хуже ± 5 % аппроксимируются следующей формулой:

$$D_{st}/c_0 = (1 + 6,44\sqrt{\bar{\alpha}_{20}} + 16{,}3\bar{\alpha}_{20})^{-1}.$$

Возникает вопрос: можно ли, не прибегая к двумерным нестационарным расчетам, оценивать скорость детонации столба активной пузырьковой среды в жидкости. В работе получен положительный ответ на этот вопрос для случая, когда радиус трубы меньше характерной длины ДВ ($R_c < \Delta x$). Рассмотрим одномерную задачу о детонации пузырьковой среды с начальной объемной концентрацией $\bar{\alpha}_{20}$, в которой активные пузырьки газа предварительно равномерно перемешаны в трубе, а их общее количество такое же, как и в двухслойной пузырьковой смеси. Результаты расчетов скорости одномерной ДВ в однородной пузырьковой системе представлены на рис. 5 (штриховая линия). Видно, что кривая скорости одномерной ДВ ограничивает «сверху» значения скоростей ДВ в двухслойной среде. Если площадь инертного слоя жидкости не превышает площадь столба активной пузырьковой среды ($1/\sqrt{2} < \delta < 1$) или $\alpha_{20} \leq 2$ %, то одномерная задача дает оценку скорости двухслойной детонации с точностью 5 %. При $\delta < 1/\sqrt{2}$ и $\alpha_{20} > 2$ % из-за двумерных эффектов и увеличивающихся диссипативных потерь скорость детонации столба активной пузырьковой среды уменьшается более значительно и отличие от результатов расчетов скорости одномерной ДВ с такой же средней объемной концентрацией пузырьков $\bar{\alpha}_{20}$ достигает 10 %.

Таким образом, при математическом моделировании:

• установлено, что в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды, экранируемой жидкостью от стенок трубы, может распространяться самоподдерживающаяся ДВ, скорость которой больше, чем в случае однослойной пузырьковой системы с такой же начальной объемной концентрацией пузырьков;

• получена и проанализирована солитоноподобная двумерная структура двухслойной пузырьковой детонации со спадающим в направлении слоя инертной жидкости профилем давления;

• показано, что введение обобщающего параметра $\bar{\alpha}_{20}$ — средней объемной концентрации пузырей в трубе — позволяет оценивать скорость детонации столба химически активной пузырьковой среды в жидкости (с точностью не хуже 10 %) по одномерной модели детонации пузырьковой смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сычев А. И., Пинаев А. В.** Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ. 1986. № 1. С. 133–138.
2. **Пинаев А. В., Сычев А. И.** Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–84.
3. **Сычев А. И.** Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 83–91.
4. **Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К.** Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 14–22.
5. **Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
6. **Ляпидевский В. Ю.** О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 137–140.
7. **Троцюк А. В., Фомин П. А.** Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
8. **Ляпидевский В. Ю.** Структура детонационных волн в многокомпонентных пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 104–113.
9. **Таратута С. П.** Детонация и тепломассообмен в двухфазных пузырьковых средах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1999.
10. **Кедринский В. К.** Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
11. **Иорданский С. В.** Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. № 3. С. 102–110.
12. **Ждан С. А., Ляпидевский В. Ю.** Детонация в двухслойной пузырьковой среде // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 123–128.

Поступила в редакцию 23/VII 2002 г.