

ДЕТОНАЦИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

С. А. Ждан, В. Ю. Ляпидевский

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

В рамках односкоростной модели Иорданского — Когарко численно исследованы динамика формирования и особенности структуры двумерной зоны реакции детонационной волны, распространяющейся в двухслойной пузырьковой среде.

Экспериментальный и теоретический анализ одномерных детонационных волн (ДВ) в реагирующих пузырьковых средах [1–10] показал, что структура одномерной волны, движущейся с постоянной скоростью, меньшей заморозенной скорости звука в смеси, представляет солитон. Вопрос о том, может ли и с какой скоростью распространяться самоподдерживающаяся волна в двухслойной пузырьковой среде, если один слой содержит инертные пузырьки газа, оставался открытым.

В данной работе исследуются динамика и структура двумерной зоны реакции гетерогенной ДВ в двухслойной пузырьковой смеси.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть плоский канал шириной l заполнен двухслойной пузырьковой жидкостью с однородной объемной концентрацией α_{20} ($\alpha_{20} \ll 1$) и одинаковыми радиусами r_0 сферических пузырьков. При этом слой шириной l_1 — это реагирующие (активные) пузырьки, слой шириной $l - l_1$ — инертные (пассивные) пузырьки. В момент времени $t = 0$ на левой границе ($x = 0$) мгновенно повышается давление. Требуется определить динамику процесса при $t > 0$ в зависимости от значений масштабных параметров задачи l , l_1 и r_0 .

Двумерное нестационарное движение двухслойной пузырьковой среды может быть описано в рамках односкоростной модели уравнениями Иорданского — Когарко:

$$\vec{A}_t + \vec{B}_x + \vec{C}_y = \vec{F}, \quad (1)$$

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho r \\ \rho s \end{pmatrix}, \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho ur \\ \rho us \end{pmatrix},$$

$$\vec{C} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vr \\ \rho vs \end{pmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho s \\ f_5 \end{pmatrix},$$

$$f_5 = \rho((\bar{p} - p)/\rho_0 - 3s^2/2)/r, \quad p = p(\rho, r),$$

$$\bar{p} = p_2(r) + rs/c_0 dp_2/dr.$$

Здесь u, v — компоненты вектора скорости \vec{u} ; $\rho = \rho_1(1 - \alpha_2)$ — средняя плотность среды; ρ_1 — плотность жидкости; ρ_0 — начальная плотность жидкой фазы; p — давление в жидкости; p_2, α_2 — давление и объемная концентрация газовой фазы; r, s — текущий радиус пузырька и скорость перемещения его поверхности; c_0 — скорость звука в жидкости.

Жидкость предполагается сжимаемой, удовлетворяющей уравнению состояния Тэта

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

где p_0 — начальное давление в среде, n — показатель политропы. Теплообменом газа с жидкостью пренебрегаем. Тогда справедливо условие адиабатичности для пузырьков и уравнение состояния газовой фазы в пассивных пузырьках записывается в виде

$$p_2 = p_0 (\rho_2/\rho_2^0)^{\gamma_0}, \quad (3)$$

где ρ_2, ρ_2^0 — текущая и начальная плотности газа, γ_0 — показатель адиабаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 00-02-18004, 00-15-96163, 00-15-96181).

В активных пузырьках при достижении критического радиуса возгорания $r_* < r_0$ происходит мгновенное выделение энергии (взрыв в постоянном объеме). Уравнение состояния продуктов сгорания имеет вид

$$p_2 = p_1 (\rho_2 / \rho_2^0)^{\gamma_1}, \quad p_1 > p_0. \quad (4)$$

Обоснование применимости уравнения (4) с эффективным показателем адиабаты продуктов γ_1 для описания процесса адиабатического расширения химически равновесных газообразных продуктов реакции в условиях пузырьковой детонации дано ниже.

Рассматриваемая модель пузырьковой детонации при заданных теплофизических свойствах жидкости характеризуется следующими безразмерными параметрами [8]: γ_0 , γ_1 , $R_* = r_*/r_0$, $B = p_1/p_0$.

Начальные и граничные условия. Начальные условия при $x > 0$:

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha_{20}), \quad p = p_0, \quad u = v = 0, \quad (5)$$

$$p_2 = p_0, \quad r = r_0, \quad s = 0, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}.$$

Граничные условия: на нижней ($Y = 0$) и верхней ($Y = l$) границах — условие непротекания пузырьковой жидкости ($u_n = 0$), на левой подвижной границе — условие на поршне:

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

на правой (ударный фронт) — соотношения на разрыве:

$$\begin{aligned} [\rho] D_n - [\rho u_n] &= 0, & [\rho u_n] D_n - [p + \rho u_n^2] &= 0, \\ [r] &= 0, & [s] &= 0, & [\vec{u}_t] &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

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. Условие на левой границе (6) является аналогом условия инициирования детонации повышением давления на границе пузырьковой жидкости, осуществлявшегося в экспериментах [1, 2].

При заданных физико-химических свойствах фаз, параметрах модели (γ_0 , γ_1 , R_* , B) и параметрах инициирования (p_w , t_w) решение

уравнений (1)–(4) с начальными и граничными условиями (5)–(7) зависит от трех безразмерных величин:

$$\delta = l_1/l, \quad L = l/r_0, \quad \alpha_{20}. \quad (8)$$

Заметим, что данная постановка при $\delta = 0$ включает в себя одномерную задачу о затухании плоской ударной волны в пузырьковой жидкости, а при $\delta = 1$ — одномерную задачу о пузырьковой детонации [8], решение которых зависит только от α_{20} .

Задача (1)–(7) решалась численно. Для интегрирования системы (1) применялась схема второго порядка аппроксимации Годунова — Колгана в подвижных сетках с выделением ударного фронта и фронта воспламенения пузырей.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено для воды с пузырьками $C_2H_2 + 2,5O_2$ при следующих значениях констант: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1000$ кг/м³, $c_0 = 1500$ м/с, $n = 7,15$; $\rho_2^0 = 1,238$ кг/м³, $\gamma_0 = 1,33$, $\gamma_1 = 1,136$, $R_* = 0,25$, $B = 10,97$; $p_w/p_0 = 100$, $t_w = 0,1 r_0 / \sqrt{p_0/\rho_0}$.

Предварительно был проведен анализ применимости уравнения (4) с эффективным показателем адиабаты γ_1 к описанию процесса адиабатического расширения газовой фазы в условиях пузырьковой детонации. Для этого по программе «Астра-4» [11] с точными уравнениями химического равновесия проведен термодинамический расчет адиабатического расширения газообразных продуктов сгорания стехиометрической ацетиленокислородной смеси до первоначальной плотности ρ_2^0 .

Результаты расчета давления газообразных продуктов $P_2 = p_2/p_0$ в зависимости от их плотности $\rho_2^0/\rho_2 = (r/r_0)^3$ представлены на рис. 1 (точки). Там же нанесена изоэнтропа продуктов, рассчитанная по уравнению (4) с параметрами $B = 10,97$ и $\gamma_1 = 1,136$ (сплошная кривая, которая в логарифмическом масштабе — прямая линия). Уравнение (4), как показал анализ сравнения с данными термодинамического расчета, с точностью не хуже 2% аппроксимирует давление химически равновесной адиабаты разгрузки во всем диапазоне плотностей газовой фазы, представляющим интерес для волн пузырьковой детонации. Поскольку в уравнении пульсации пузырька из параметров газовой фазы присутству-

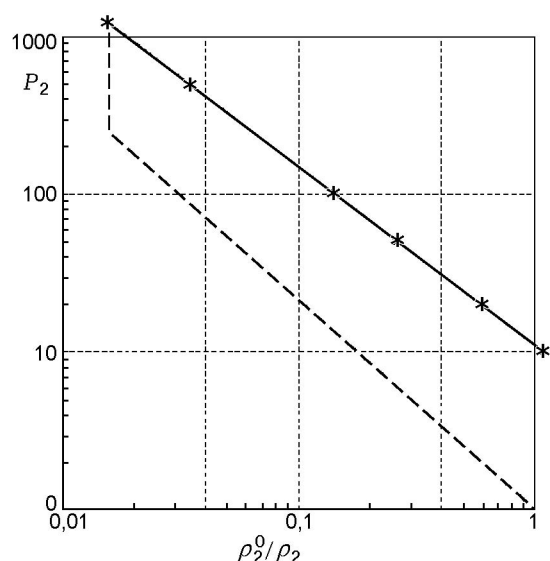


Рис. 1. Изоэнтропа газообразных продуктов взрыва в активных пузырьках:

точки — термодинамический расчет с точными уравнениями химического равновесия, сплошная линия — расчет по уравнению (4) с параметрами $B = p_1/p_0 = 10,97$ и $\gamma_1 = 1,136$, штриховая — по уравнению состояния (3)

ет только давление газа как функция радиуса пузырька, последнее замечание позволяет утверждать, что рассчитываемые по модели (1)–(4) параметры детонационной волны с указанной выше точностью будут совпадать с расчетами по моделям, учитывающим всю совокупность уравнений химического равновесия или их приближенные аналоги [9] в продуктах сгорания адиабатически расширяющейся газовой фазы. Ясно, что применимость уравнения (4) существенно сокращает объем вычислений, что важно при решении двумерных нестационарных задач пузырьковой детонации.

В расчетах двумерной двухслойной задачи при $\delta = 1/2$ определяющие параметры варьировались в диапазонах $L \in [5 \div 20]$ и $\alpha_{20} \in [0,01 \div 0,04]$. Типичные зависимости продольной (вдоль $Y = 0$) скорости фронта воспламенения пузырьков D от времени t при $r_0 = 2$ мм, $L = 20$ и $\alpha_{20} = 0,02$ приведены на рис. 2 (кривая 2). Видно, что, возрастая на начальной стадии процесса, скорость фронта воспламенения при $t > 0,3$ мс выходит на постоянное значение $D = 0,54$ км/с, т. е. волна в двухслойной системе распространяется в самоподдерживающемся режиме. Там же для сравнения приведена (кривая 1) зависимость $D(t)$ для одно-

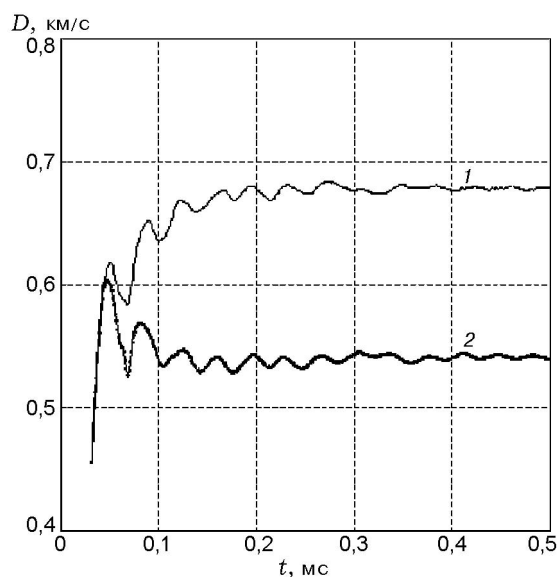


Рис. 2. Зависимости скорости детонационной волны от времени при $r_0 = 2$ мм и $\alpha_{20} = 0,02$:

1 — $\delta = 1$; 2 — $\delta = 1/2$; $Y = 0$

мерной задачи ($\delta = 1$). Колебания скорости волны обусловлены «жесткостью» граничного условия (6).

Динамика профилей давления жидкости ($P = p/p_0$) и радиусов пузырьков ($R = r/r_0$) в двухслойной пузырьковой среде при $Y = 0$ и $Y = L$ для моментов времени $t = 0,1; 0,3; 0,5$ и $0,7$ мс представлена на рис. 3. Из рис. 3, а видно, что ДВ имеет форму солитона с характерной длиной $\Delta L \approx 50r_0$, а «предвестник», образующийся из-за «жесткого» граничного условия (6) на начальной нестационарной стадии процесса (кривая 1), затухает со временем. Неодинаковость профилей давления у разных стенок означает наличие градиента давления в жидкости поперек канала и говорит о двумерности течения в двухслойной пузырьковой среде. Причем к моменту $t = 0,7$ мс (кривая 4) в активном слое профиль давления имеет один максимум ($p_{\max} = 75$ атм), а в пассивном слое — два: $p_{\max,1} = 50,5$ атм и $p_{\max,2} = 23,3$ атм. Второй максимум давления, как видно из рис. 3, б, обусловлен второй пульсацией пассивных пузырьков. Более подробная структура установившейся двумерной ДВ представлена на рис. 4 в виде изобар в жидкости, когда фронт воспламенения пузырьков прошел расстояние $187r_0$. Заметим, что варьирование ширины канала в диапазоне $L \in [5 \div 20]$ практически (в пределах 2 % по скорости волны) не влияет на динамику детонационного процесса.

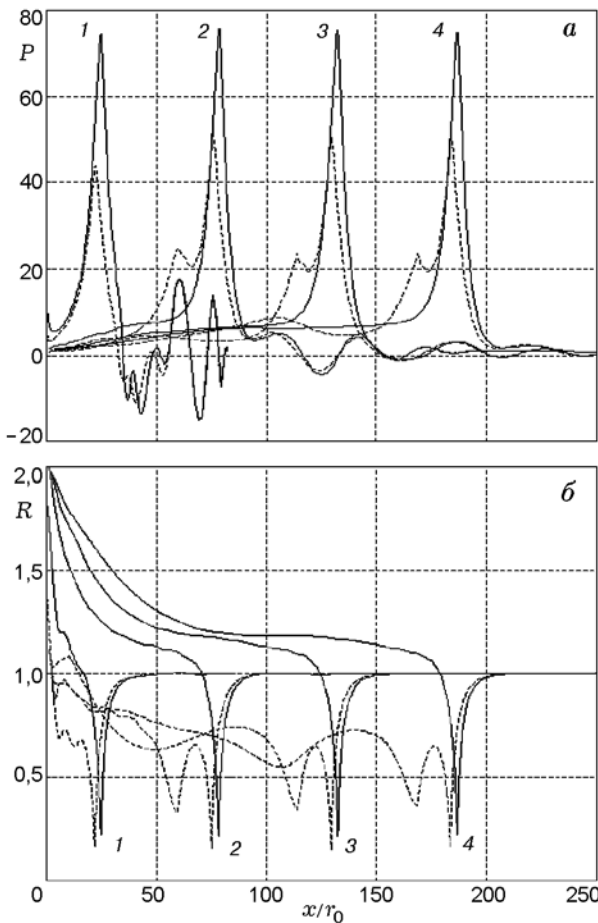


Рис. 3. Динамика профилей давления жидкости (а) и радиусов пузырьков (б) в двухслойной пузырьковой среде при $Y = 0$ (сплошные линии) и $Y = L$ (штриховые) для моментов времени $t = 0,1$ (1); $0,3$ (2); $0,5$ (3); $0,7$ мс (4)

Скорость пузырьковой детонации

Одним из важных параметров, характеризующих процесс формирования самоподдерживающейся волны в двухслойной пузырьковой среде, является скорость установившейся ДВ. Для существенно двумерного течения в окрестности фронта волны в канале конечной ширины проблема отбора скорости ДВ на основе анализа структуры бегущих волн остается нерешенной. Однако в достаточно узких каналах, когда ширина канала меньше характерной длины ДВ ($l < \Delta L$), для определения скорости ДВ можно использовать критерий, сформулированный в [10] для одномерных течений двухкомпонентной пузырьковой жидкости, содержащей пузырьки как активного, так и пассивного газа. При этом достаточно рас-

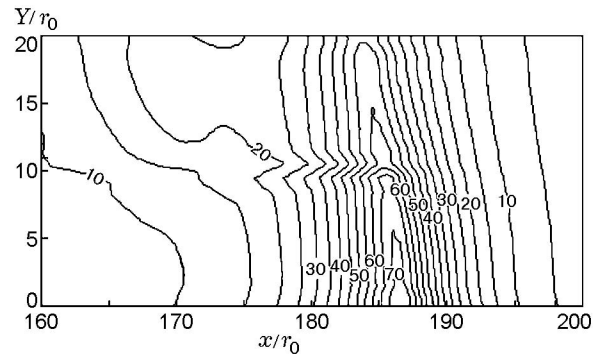


Рис. 4. Двумерная картина изобар ($P = p/p_0$) в двухслойной пузырьковой жидкости при $t = 0,7$ мс

смотреть среду, в которой активные и пассивные пузырьки газа равномерно распределены по всему каналу, а их количество и начальные размеры те же, что и для двухслойной пузырьковой смеси.

Для несжимаемой несущей компоненты уравнение энергии для бегущих со скоростью D волн дает интеграл, из которого может быть определена удельная кинетическая энергия движения прореагировавшей смеси (формула (8) в [10]):

$$e = H_1(z, w) = \frac{1}{2}\theta^2((y-1)^2 - (y_1-1)^2) - y + y_1 - \frac{1-\beta}{\gamma_0-1}(z^{1-\gamma_0} - z_1^{1-\gamma_0}) - \frac{\beta B}{\gamma_1-1}(w^{1-\gamma_1} - w_1^{1-\gamma_1}),$$

$$\theta^2 = D^2(\tau_0 - \lambda\tau_f)/p_0\tau_0^2. \quad (9)$$

Здесь τ_0, τ_f — удельные объемы смеси и чистой жидкости соответственно; λ — массовая концентрация жидкой фазы; β — отношение числа пузырьков активного газа к общему числу пузырьков в смеси; $y = (1-\beta)z + \beta w$, $z = (r_p/r_0)^3$, $w = (r_a/r_0)^3$, r_p, r_a — радиусы пассивных и активных пузырьков. Заметим, что для однородной смеси активных и пассивных пузырьков, полученной перемешиванием двухслойной жидкости, рассмотренной выше, всегда выполняется равенство $\beta = \delta$. Индексом 1 отмечено равновесное по давлениям в фазах состояние, в котором

$$y_1 = \beta \left(\frac{p_1}{B p_0} \right)^{-1/\gamma_1} + (1-\beta) \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{-1/\gamma_0} =$$

$$= 1 - \frac{1}{\theta^2} \left(\frac{p_1}{p_0} - 1 \right),$$

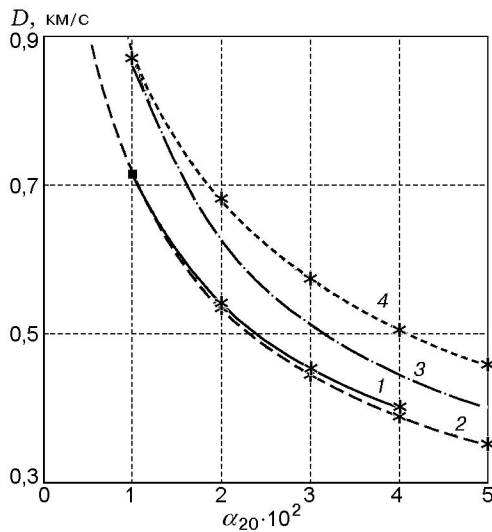


Рис. 5. Расчетные зависимости скорости установившейся ДВ от начальной объемной концентрации:

1 — двухслойная пузырьковая среда, $\delta = 1/2$; 2 — смесь активных и пассивных пузырьков, полученная перемешиванием двухслойной жидкости, $\beta = \delta = 1/2$; 3 — скорость по критерию (10); 4 — одномерная пузырьковая детонация, $\delta = 1$

$$H_1(z_1, w_1) = 0, \quad \frac{\partial H_1}{\partial z}(z_1, w_1) = 0,$$

$$\frac{\partial H_1}{\partial w}(z_1, w_1) = 0.$$

Это состояние находится из пересечения равновесной адиабаты (давления в газовой и жидкой фазах считаются одинаковыми) с прямой Михельсона на плоскости (y, p) . Причем из двух точек пересечения выбирается равновесное состояние (y_1, p_1) , сверхзвуковое по отношению к фронту ДВ. Для одномерных течений двухкомпонентной среды критерий отбора скорости ДВ, сформулированный в [10], состоит в определении минимальной скорости D_{\min} , для которой кинетическая энергия $e = H_1(z, w)$ прореагировавшей смеси (формула (9)) сразу после ее воспламенения является положительной. Для рассматриваемой полидисперсной смеси скорость находится из условия

$$H_1(R_*^3, R_*^3) = 0. \tag{10}$$

На рис. 5 приведена расчетная зависимость скорости установившейся ДВ в двухслойной пузырьковой среде от начальной объемной концентрации (линия 1). Там же для сравнения нанесена (линия 2) найденная из нестационарного

расчета скорость волны для одномерной пузырьковой детонации в смеси активных и пассивных пузырьков, полученной перемешиванием двухслойной жидкости ($\beta = \delta = 1/2$). Близость кривой 2 к кривой 1 в рассматриваемом диапазоне объемной концентрации газовых включений дает ответ на естественный вопрос: можно ли с достаточной точностью оценить скорость ДВ в двухслойной пузырьковой жидкости, не прибегая к двумерным расчетам. Переход к одномерной модели, в которой пузырьки активного и пассивного газа предварительно равномерно перемешаны, является хорошей аппроксимацией двухслойной детонации в случае, когда ширина канала меньше характерной длины ДВ ($l < \Delta L$).

Заметим, что для определения скорости ДВ в полидисперсной смеси может быть применен критерий (10) для определения значения D_{\min} . В этом случае определение скорости ДВ сводится к решению алгебраической системы уравнений. На рис. 5 линией 3 изображена зависимость скорости D_{\min} от объемной концентрации начального однородного распределения активных и пассивных пузырьков, соответствующего кривой 2. Близость кривых 2 и 3 указывает на эффективность критерия (10). Следует также отметить, что для построения кривой 3 достаточно найти только одну точку, так как величина θ в (9) не зависит от объемной концентрации смеси и, как следствие, скорость D_{\min} обратно пропорциональна корню квадратному из значения объемной концентрации газовой фазы.

На рис. 5 также нанесена (линия 4) скорость волны для одномерной пузырьковой детонации ($\delta = 1$). По сравнению с двухслойной пузырьковой жидкостью ($\delta = 1/2$) энергосодержание смеси возросло в два раза, а скорость ДВ всего на $100 \div 160$ м/с. Поэтому простая гипотеза о пропорциональности скорости ДВ корню квадратному из величины выделившейся в пузырьках энергии [12] для двухслойной и полидисперсной смеси неприменима в случае, когда пузырьки сохраняют в процессе сжатия сферическую форму, и за фронтом ДВ давления в газовой и жидкой фазах существенно различаются. Иначе скорость ДВ при переходе от случая $\delta = 1/2$ (кривая 1) или $\beta = 1/2$ (кривая 2) к случаю $\delta = 1$ (кривая 4) должна была бы возрасти в $\sqrt{2}$ раз.

Таким образом, в результате математического моделирования установлено, что

по двухслойной пузырьковой смеси может распространяться самоподдерживающаяся ДВ, скорость которой меньше, чем в однослойной пузырьковой системе. Получена и проанализирована двумерная структура двухслойной пузырьковой детонации. Показано, что при ширине канала, меньшей характерной длины волны, скорость двухслойной ДВ можно определять из одномерной модели двухкомпонентной 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. Красный Ю. П., Михо В. В. Самоподдерживающиеся нелинейные детонационные волны в жидкости с пузырьками горючего газа // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 75–81.
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. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Структура волны и условие Чепмена — Жуге при гетерогенной детонации в жидкостях с пузырьками газа // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304, № 4. С. 850–853.
6. Борисов А. А., Шарыпов О. В. О формировании волны пузырьковой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 2. С. 50–59.
7. Замаев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
8. Ляпидевский В. Ю. О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 137–140.
9. Троцюк А. В., Фомин П. А. Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
10. Ляпидевский В. Ю. Структура детонационных волн в многокомпонентных пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 104–113.
11. Трусов Б. Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах // Программный комплекс Астра-4 / рс. МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1991.
12. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.

Поступила в редакцию 1/XII 2000 г.