

УДК 532.329

## Особенности динамики постдетонационных волн<sup>\*</sup>

И.К. Гималтдинов<sup>1</sup>, Р.Р. Арсланбекова<sup>2</sup>, Т.М. Левина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уфимский государственный нефтяной технический университет

<sup>2</sup>Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета

E-mails: iljas\_g@mail.ru, regina\_arslanbekova@mail.ru

Представлены результаты численных исследований параметров постдетонационных волн, которые формируются при выходе из зоны, занятой пузырьковой жидкостью, сформировавшейся детонационной волной, в зону, занятую жидкостью без пузырьков. Изучена зависимость амплитуды давления детонационных волн и постдетонационных волн от объемного содержания пузырьков газа. Показана возможность передачи детонации через слой безпузырьковой жидкости, разделяющий области пузырьковой среды, представлена карта возможных ситуаций передачи детонации через слой этой жидкости.

**Ключевые слова:** постдетонационная волна, пузырьковая жидкость, пузырьки с взрывчатым газом.

### Введение

Детонация в пузырьковых средах со времени открытия этого явления вызывает широкий интерес, этой проблеме посвящено много экспериментальных [1, 2] и теоретических [3–5] работ. Детонационный процесс в пузырьковой системе обладает рядом парадоксальных особенностей. Во-первых, несмотря на то, что удельная массовая калорийность таких смесей очень мала, в пузырьковых жидкостях может существовать самоподдерживающийся детонационный процесс. Во-вторых, с увеличением калорийности пузырьковой среды (объемного содержания взрывчатого газа) происходит уменьшение скорости детонационной волны. Это свойство свидетельствует о принципиальном различии между детонационным процессом в пузырьковой жидкости и детонацией в жидких и твердых взрывчатых веществах. На сегодняшний день одномерные детонационные волны достаточно подробно изучены, вместе с тем продолжают активные исследования динамики двумерных детонационных волн в пузырьковой жидкости [6–9].

Волновые возмущения, в которые трансформируются детонационные волны при переходе в химически неактивные (инертные) среды, определяются в работе [10] как постдетонационные волны. Постдетонационные волны образуются, в частности, при переходе волны пузырьковой детонации в химически неактивную пузырьковую среду [2] или при отражении волны пузырьковой детонации от твердой границы [11]. Другим примером постдетонационных волн является волна, возникающая при переходе волны пузырьковой детонации в жидкость [10].

---

<sup>\*</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-01-97032).

Целью настоящей работы является теоретическое изучение особенностей динамики постдетонационных волн, которые формируются при выходе из зоны, занятой пузырьковой жидкостью, сформировавшейся детонационной волной, в зону, занятую «чистой» (без пузырьков) жидкостью.

### Основные уравнения

Рассмотрим задачу о распространении волны, формирующейся при прохождении детонационной волной (ДВ) границы между областями, занятыми пузырьковой и «чистой» (без пузырьков) жидкостями.

Для описания волнового движения запишем систему макроscopicких уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках [12]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (i=1, g), \quad \frac{dn}{dt} + n \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \rho_1^0 \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_1}{\partial x} = 0, \\ \frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \quad w = \frac{da}{dt}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a$  — радиус пузырьков,  $p_1$  — давление несущей жидкости,  $\rho_i^0$  — истинная плотность фаз,  $\alpha_i$  — объемное содержание фаз,  $n$  — концентрация пузырьков,  $v$  — скорость,  $\gamma$  — показатель адиабаты для газа,  $q$  — интенсивность теплообмена или тепловой поток от жидкости к газу, отнесенный к единице площади межфазной поверхности,  $w$  — радиальная скорость пузырьков. Нижними индексами  $i=1, g$  отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

При описании радиального движения будем полагать, что  $w = w_R + w_A$  [3]:

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4\nu_1 \frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_1}{\rho_1^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_1}{\rho_1^0 C_1 \alpha_g^{1/3}}, \quad (2)$$

где  $\nu_1$  — вязкость жидкости,  $C_1$  — скорость звука в «чистой» жидкости,

Будем считать, что жидкость является акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным:

$$p_1 = p_0 + C_1^2 (\rho_1^0 - \rho_{10}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \quad (3)$$

$B$  — приведенная газовая постоянная. Здесь и в дальнейшем нижний индекс «0» относится к начальному невозмущенному состоянию.

Тепловой поток  $q$  задается приближенным конечным соотношением

$$q = \text{Nu}_g \lambda_g \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left( \frac{a}{a_0} \right)^3, \quad \text{Nu}_g = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}_g}, & \text{Pe}_g \geq 100 \\ 10, & \text{Pe}_g < 100 \end{cases}, \quad (4)$$

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

где  $T_0 = \text{const}$  — температура жидкости,  $\text{Nu}_g$  и  $\text{Pe}_g$  — числа Нуссельта и Пекле,  $k_g$  — коэффициент температуропроводности газов,  $c_g$  и  $\lambda_g$  — теплоемкость и теплопроводность газов.

В качестве газовой фазы принимается ацетиленокислородная стехиометрическая смесь  $C_2H_2 + 2,5O_2$ . Выбор в качестве газовой фазы ацетиленокислородной смеси обусловлен тем, что ее использовали в большинстве экспериментов, описанных в [1, 13].

Будем полагать, что температура газа внутри пузырьков при достижении некоторого значения  $T_*$  мгновенно изменяется на величину  $\Delta T$ , соответствующую теплотворной

способности газа, вследствие чего давление в газе и в жидкости повышается. Физически это соответствует тому, что период индукции химических реакций будет значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков [6].

Оценим величину  $T_*$ . Из фоторегистрограмм процесса воспламенения пузырьков с ацетиленокислородной смесью установлено, что воспламенение пузырьков происходит при уменьшении их начального радиуса в 3,5–4 раза [14]. При адиабатическом сжатии пузырька имеем

$$T_*/T_0 = (a_0/a_*)^{3(\gamma-1)}. \quad (5)$$

Тогда температура воспламенения для ацетиленокислородной смеси  $T_* \in (3000-3200)$  К.

Оценим значение  $\Delta T$ . Известно, что температура газообразных продуктов в результате мгновенного энерговыделения находится в диапазоне 3000–4200 К [15]. Это означает, что  $T_* + \Delta T \leq 4200$  К, поэтому  $\Delta T \in (3000-3200)$  К.

Из системы уравнений (1)–(4) при  $\alpha_g = 0$  следуют уравнения для акустически сжимаемой жидкости, которые описывают динамику постдетонационной волны в области «чистой» жидкости.

### Методика численного расчета

Для численного анализа задачи об эволюции детонационных волн в пузырьковой жидкости удобнее пользоваться системой уравнений (1)–(4), записанной в лагранжевых переменных. В качестве лагранжевой координаты берется эйлерова координата в начальный момент времени. После некоторых преобразований система уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{1}{J\rho_1^0} \left( -\frac{\partial \rho_1}{\partial x_0} \right), \quad \frac{\partial x}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial p_1}{\partial t} = \frac{C_1^2 \rho_1^0}{(1-\alpha_g)} \left( \frac{3\alpha_g w}{a} - \frac{1}{J} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} &= -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a} q, \quad \frac{\partial a}{\partial t} = w = w_R + w_A, \\ a \frac{\partial w_R}{\partial t} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4v_1 \frac{w_R}{a} &= \frac{p_g - p_1}{\rho_1^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_1}{\rho_1^0 C_1 \alpha_g^{1/3}}, \quad \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} = \frac{3\alpha_g}{a} w - \frac{\alpha_g}{J} \frac{\partial J}{\partial t}, \\ p_1 &= p_0 + C_1^2 (\rho_1^0 - \rho_{10}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g, \quad q = \text{Nu}_g \lambda_g (T_g - T_0)/(2a), \\ \frac{T_g}{T_0} &= \frac{p_g}{p_0} \left( \frac{a}{a_0} \right)^3, \quad \text{Nu}_g = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}_g}, & \text{Pe}_g \geq 100 \\ 10, & \text{Pe}_g < 100 \end{cases}, \\ \text{Pe}_g &= 12(\gamma-1) \frac{T_0}{|T_g - T_0|} \cdot \frac{a |w|}{\kappa_g}, \quad k_g = \lambda_g / (c_g \rho_g), \quad J = \frac{\partial x}{\partial x_0}, \quad \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial v}{x_0}. \end{aligned}$$

Для аппроксимации дифференциальных уравнений используется равномерная сетка с узлами в точках  $(x_i, t_j)$ :

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

### Результаты расчетов

Пусть вертикальная трубка с жесткими стенками заполнена пузырьковой смесью водоглицеринового раствора и ацетиленокислородной смеси. Начальные условия при  $t = 0, x > 0$  запишутся в виде:

$$p_g = p_0, T_g = T_0, \rho_g^0 = \rho_{g0}^0, \alpha_g = \alpha_{g0},$$

$$p_l = p_0, \rho_l^0 = \rho_{l0}^0, \nu = 0, a = a_0, w = 0, w_A = 0, w_R = 0.$$

В момент времени  $t = 0$  начинается воздействие граничного давления на границу  $x = 0$ , т.е. соответствующее граничное условие запишется в виде:

$$p_{l0}(t) = \begin{cases} p_0 + \Delta p_0 \exp\left(-\left(\frac{t-t_*/2}{t_*/6}\right)^2\right), & 0 < t < t_*, \\ p_0, & t \geq t_*, \end{cases} \quad (6)$$

где  $\Delta p_0$  — амплитуда давления,  $t_*$  — характерная протяженность импульса.

На рис. 1 показаны эпюры давления, температуры газа и относительного радиуса пузырьков в моменты 0,25 и 0,5 мс при распространении детонационной волны в пузырьковой жидкости. В пузырьковой смеси формируется детонационная волна с амплитудой около 80 атм, которая распространяется, не меняя своей амплитуды, со скоростью 1155 м/с (рис. 1а). В момент взрыва критическая температура достигает значения 4200 К, и дальше происходит остывание газа внутри пузырька (рис. 1б), при сжатии радиус пузырьков уменьшается более чем в 3 раза, далее происходит взрыв и расширение пузырька (рис. 1с).

Рассмотрим процесс перехода волны детонации из активной пузырьковой среды (содержащей взрывчатые пузырьки) в «чистую» жидкость. На рис. 2 представлены графики распределения давления в различные моменты времени. Будем полагать, что первая половина трубки ( $0 < x < x_{01}$ ) заполнена пузырьковой смесью с взрывчатым газом внутри пузырьков, а вторая ( $x_{01} \leq x \leq L$ ,  $L$  — длина рассматриваемой области по координате  $x$ ) — «чистой» жидкостью.

Начальные условия при этом запишутся в виде:

$$\alpha_{g0} = \begin{cases} \alpha_{g0}^{(1)}, & 0 < x < x_{01}, \\ 0, & x_{01} \leq x \leq L. \end{cases} \quad (7)$$

Видно, что к моменту  $t = 0,5$  мс в пузырьковой смеси формируется детонационная волна, имеющая амплитуду около 100 атм, которая распространяется, не изменяя амплитуды и скорости. В моменты 0,9, 1, 1,1 мс видно, что сформировавшаяся в пузырьковой жидкости детонационная волна вышла в область «чистой» жидкости и распространяется в виде постдетонационной волны со скоростью 1700 м/с и амплитудой около 170 атм. Отметим, что постдетонационная и детонационная волны имеют одинаковую форму. Увеличение амплитуды до 170 атм связано с тем, что на границе перехода «пузырьковая жидкость–вода» происходит нелинейное отражение при переходе из акустически мягкой среды (пузырьковая жидкость) в более жесткую (водоглицериновый раствор) среду.

На рис. 3, 4 представлено сравнение экспериментальных данных [1] с расчетными, также на рис. 3 приведена схема экспериментальной установки. Показания датчика D1, расположенного в области пузырьковой среды, отображены на рис. 4а, показания датчика D2, расположенного на границе между пузырьковой и «чистой» жидкостями, отображены на рис. 4б, показания датчика D3, расположенного в области «чистой» жидкости, приведены на рис. 4с, слева представлены экспериментальные осциллограммы,

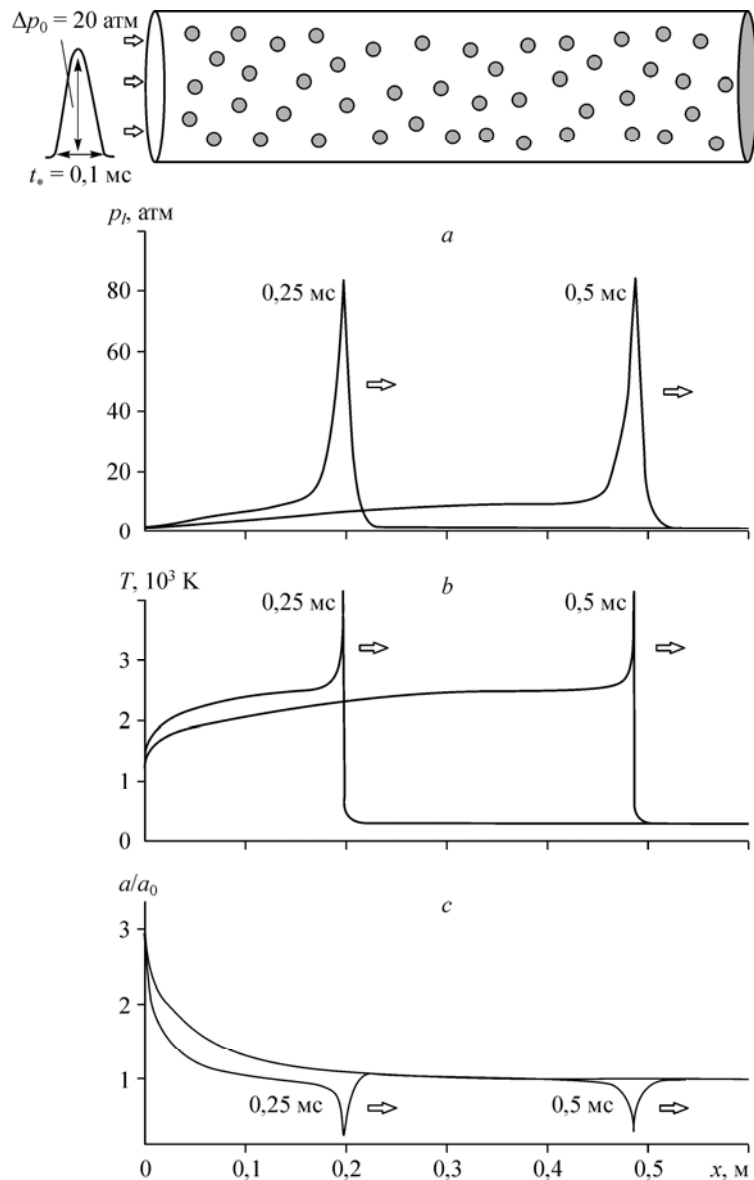


Рис. 1. Распределение давления (а), температуры (b) газа и относительного радиуса пузырьков (с) при распространении детонационной волны.

$$a_g = 0,01, a_g = 1 \text{ мм}, \rho_g^{(0)} = 1,3 \text{ кг/м}^3, \lambda_g = 2,49 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{град)}, \gamma = 1,35, c_g = 1,14 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{град)},$$

$$T_* = 1000 \text{ К}, \Delta T = 3200 \text{ К}, \rho_0^{(0)} = 1126 \text{ кг/м}^3, C_1 = 1700 \text{ м/с}, p_0 = 1 \text{ атм.}, \Delta p_0 = 20 \text{ атм.};$$

стрелками обозначено направление распространения детонационной волны.

справа — расчетные, кроме этого представлены шкалы для амплитуды давления и для времени. Граничные и начальные условия для расчета задаются формулами (6) и (7). Отметим, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными. Из рис. 4b и 4c видно, что при выходе из пузырьковой зоны происходит усиление амплитуды детонационной волны с 12,1 до 17,7 МПа — в эксперименте, и с 10,5 до 20,7 МПа — в расчете. Отличие экспериментальных и расчетных данных связано с тем, что расчеты приведены для случая «идеальной» границы между «чистой» и пузырьковой жидкостями, а в экспериментах добиться такой «идеальной» границы, по-видимому, сложно.

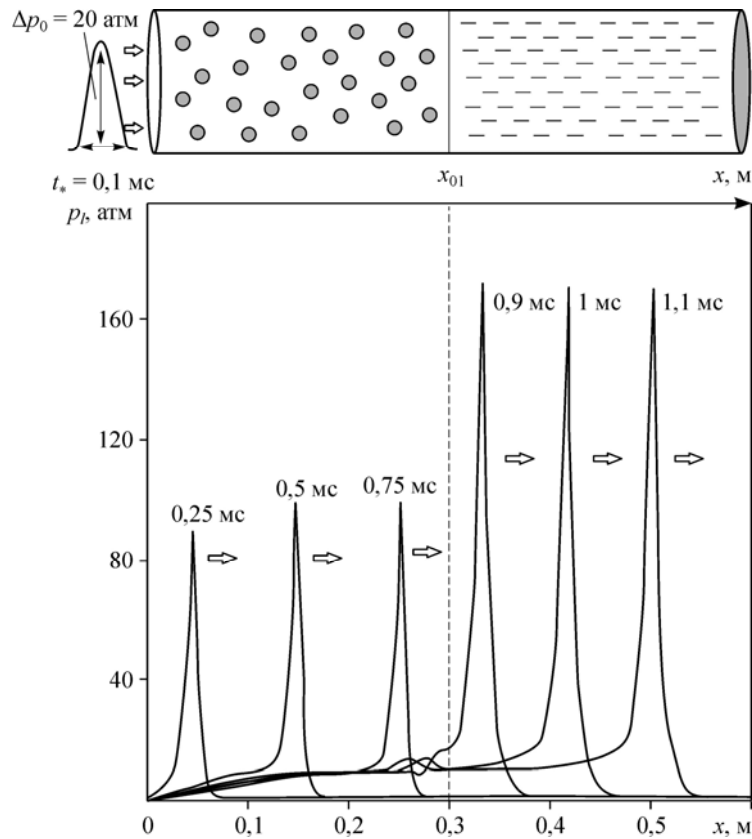
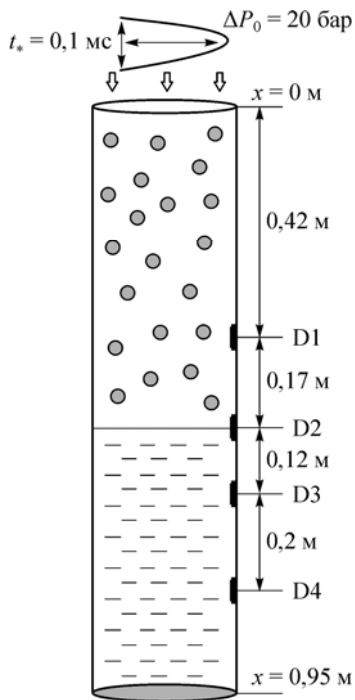


Рис. 2. Динамика детонационной и постдетонационных волн.  
 $a_g = 0,01$ ,  $x_{01} = 0,6$  м,  $L = 1,2$  м, остальные параметры те же, что на рис. 1;  
 цифры у кривых соответствуют моментам времени.



Исследуем влияние радиуса пузырьков газа в жидкости на динамику детонационных и постдетонационных волн.

На рис. 5 представлена динамика детонационных волн в разные моменты времени. Видно, что при радиусе пузырьков  $a_0 = 1$  мм детонация в системе распространяется быстрее и амплитуда давления волны меньше, чем при  $a_0 = 2$  мм. Также отметим, что при  $a_0 = 2$  мм ширина детонационной и постдетонационной волн больше, чем для случая  $a_0 = 1$  мм. Ширина детонационной волны  $\lambda_D$ , как это указано в работе [16], составляет около  $40a_0$ .

Рассмотрим зависимость амплитуды давления  $\Delta p_1 = p_1 - p_0$  детонационной и постдетонационной волн от объемного содержания газа в области, занятой пузырьковой жидкостью.

Рис. 3. Схема расположения датчиков в экспериментах работы [1].

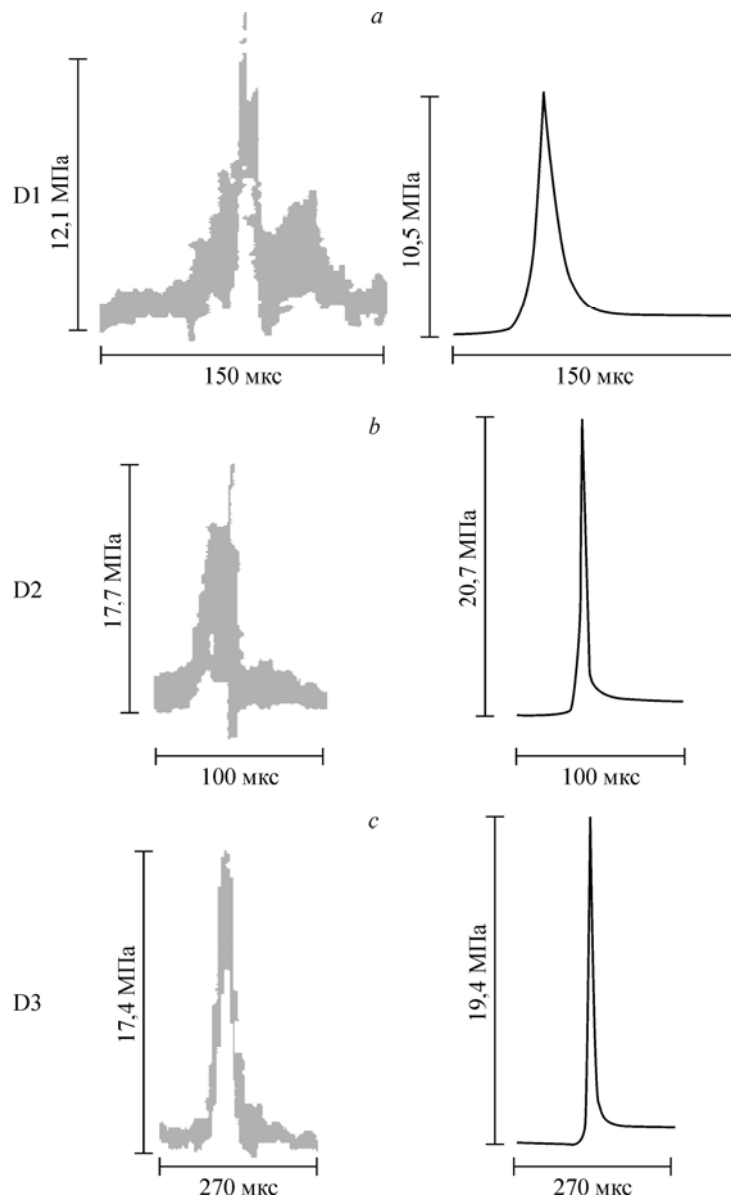


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для экспериментов, приведенных в работе [1].

$a_g = 0,025$ , остальные параметры те же, что на рис. 1.

На рис. 6 представлены результаты численных экспериментов, которые показывают зависимость амплитуды детонационной и постдетонационной волн, распространяющихся в области пузырьковой и «чистой» жидкости соответственно, в зависимости от объемного содержания газа в пузырьковой зоне. Видно, что амплитуда детонационной волны достигает 130 атм при увеличении объемного содержания от 0,005 до 0,08. При этом амплитуда постдетонационной волны увеличивается от 130 до 370 атм. Таким образом, хотя амплитуда детонационной волны с изменением объемного содержания меняется в пределах  $\Delta p = 40$  атм, амплитуда постдетонационной волны изменяется в пределах  $\Delta p = 240$  атм. Это связано с увеличением разницы между акустическими импедансами «чистой» и пузырьковой жидкости из-за увеличения объемного содержания пузырьков горючего газа.

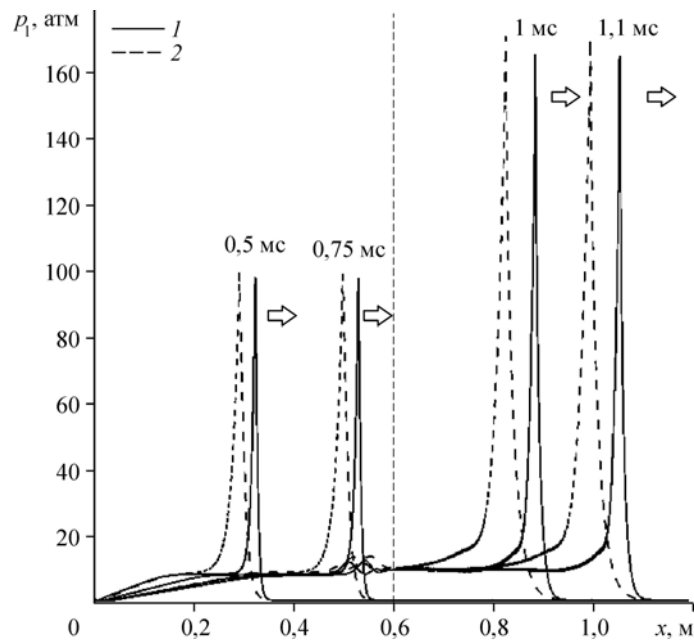


Рис. 5. Влияние радиуса пузырьков на динамику детонационных и постдетонационных волн.  
 $a_0 = 1$  (1), 2 (2) мм; цифры у кривых соответствуют моментам времени.

Рассмотрим процесс перехода волны детонации в активной пузырьковой среде через слой «чистой» жидкости, толщина которого равна  $l$ . На рис. 7–8 представлены экспериментальные и расчетные осциллограммы для случая передачи детонации через слой «чистой» жидкости [1]. На рис. 7 представлена схема ударной трубы, где проводились эксперименты [1], и показано  $\Delta p_1$ , атм

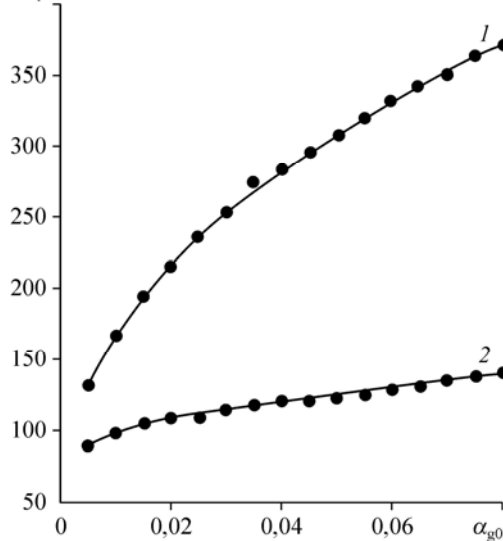


Рис. 6. Зависимость амплитуды давления  $\Delta p_1$  детонационной волны (2) и постдетонационной волны (1) от объемного содержания пузырьков газа  $\alpha_{g0}$ .

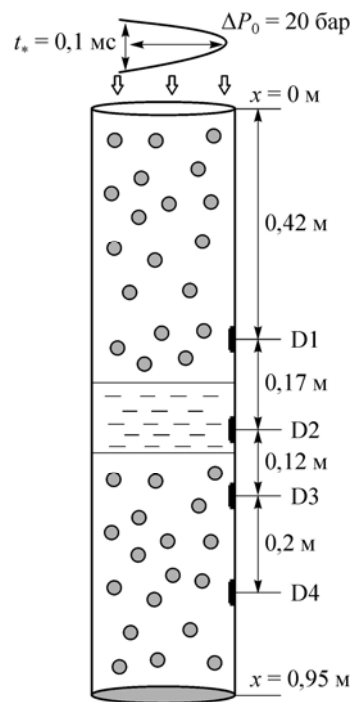


Рис. 7. Схема расположения датчиков для случая передачи детонации через слой «чистой» жидкости.



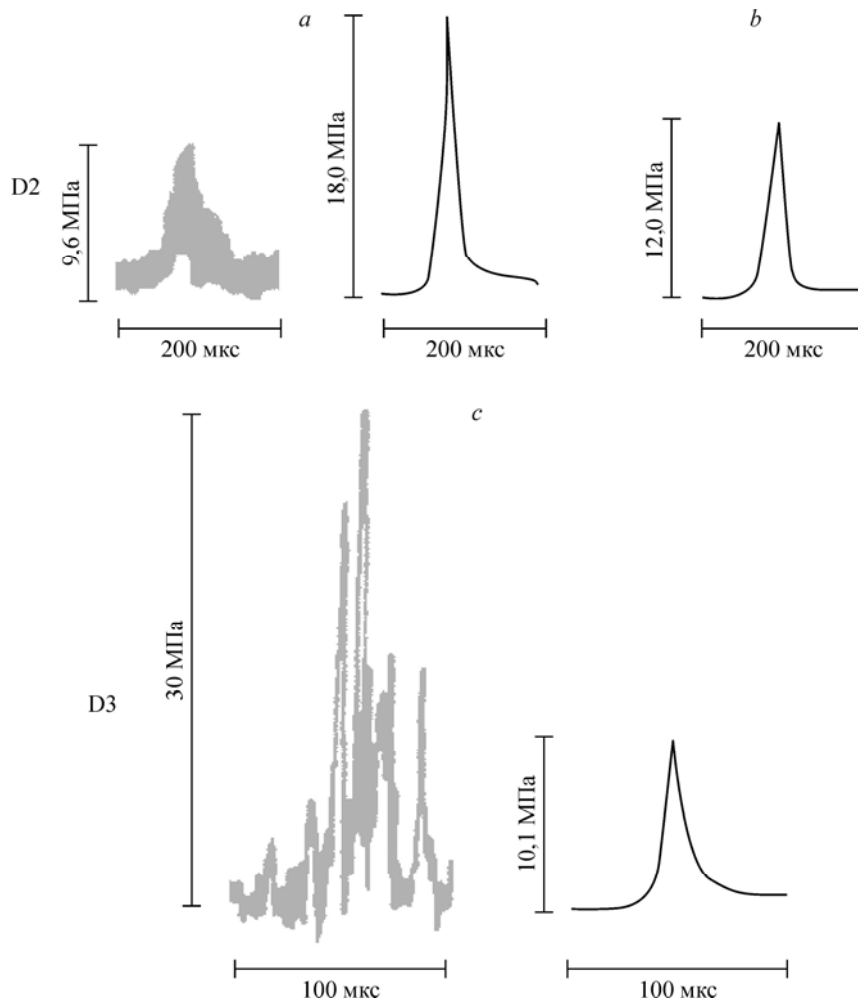


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и расчетных осциллограмм для случая передачи детонации через слой «чистой» жидкости.

$\alpha_{g0}^{(1)} = \alpha_{g0}^{(2)} = 0,02$ ,  $x_{01} = 0,5$  м,  $x_{02} = 0,64$  м,  $L = 0,95$  м; остальные параметры те же, что на рис. 1.

расположение датчиков. На рис. 8 представлены экспериментальные и расчетные осциллограммы.

В расчетах для инициирования детонации на границе  $x_0 = 0$  задается граничное давление в виде (6). Начальные условия для объемного содержания газа имеют вид:

$$\alpha_{g0} = \begin{cases} \alpha_{g0}^{(1)}, & 0 < x < x_{01}, \\ 0, & x_{01} < x < x_{02}, \\ \alpha_{g0}^{(2)}, & x_{02} < x < L. \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 8a представлены осциллограммы для датчика D2, расположенного в области слоя «чистой» жидкости. Видно, что амплитуда давления на расчетной осциллограмме почти в два раза превышает амплитуду давления на осциллограмме, полученной в эксперименте. Обращает на себя внимание тот факт, что для параметров, приведенных на рис. 4b и 4c, наблюдалась повышение амплитуды при выходе волны из пузырьковой области

в область «чистой» жидкости, а в рассматриваемом эксперименте такого повышения нет. Такое несоответствие в экспериментальных и расчетных данных связано, видимо, с тем, что в расчетах полагаются резкие различия границ между «чистой» и пузырьковой жидкостью, которых в эксперименте, скорее всего, добиться трудно. Для сравнения на рис. 8*b* приведена расчетная осциллограмма (также для датчика D2) в условиях численного эксперимента, представленного на рис. 8*a*, но для этого случая объемное содержание газа в первой зоне линейно уменьшается с 0,02 до 0 в промежутке от  $x_0 = 0,3$  до 0,5 м. Из рис. 8*b* следует, что в этом случае амплитуда постдетонационной волны составляет около 12 МПа, что значительно меньше, чем для случая расчетной осциллограммы, представленной на рис. 8*a*, и это значение уже близко к экспериментальному значению амплитуды давления.

На рис. 8*c* показаны экспериментальные [1] и расчетные осциллограммы для датчика D3, расположенного в области пузырьковой среды. На экспериментальной осциллограмме амплитуда давления больше, чем амплитуда давления на расчетной осциллограмме, это связано с тем, что профиль волны давления на расчетной осциллограмме формируется под влиянием затухания волны в пузырьковой жидкости и выделения энергии при химических превращениях в газовой фазе. А профиль волн давления на экспериментальной осциллограмме показывает микровзрывы отдельных пузырьков.

На рис. 9*a* представлена экспериментальная осциллограмма и эта же осциллограмма, осреднённая по пульсациям пузырьков, изображена на рис. 9*b* [16]. На рис. 9*c* представлена расчетная осциллограмма. Видно, что профиль осредненной по пульсациям осциллограммы качественно согласуется с расчетной осциллограммой.

На рис. 10 и 11 представлены эпюры волны давления в разные моменты времени для пузырьковой детонации, которая проходит через слой «чистой» жидкости. Начальное условие для объемного содержания имеет вид (8), остальные параметры расчета такие же как для рис. 1. Из рис. 10 и 11 для эпюр давления, соответствующих моментам 0,35 и 0,7 мс, видно, что в первой пузырьковой зоне формируется детонационная волна с амплитудой около 100 атм. Для моментов 0,85 и 0,9 мс видно, что в слое «чистой» жидкости распространяется постдетонационная волна амплитудой около 250 атм. Из эпюры давления, соответствующей моменту 1,2 мс, видно, что постдетонационная волна при прохождении границы «чистая» жидкость–пузырьковая жидкость частично отражается как от свободной поверхности, и на этой эпюре в слое «чистой» жидкости видно волну разрежения с амплитудой 100 атм, которая распространяется в противоположном оси  $x$  направлению.

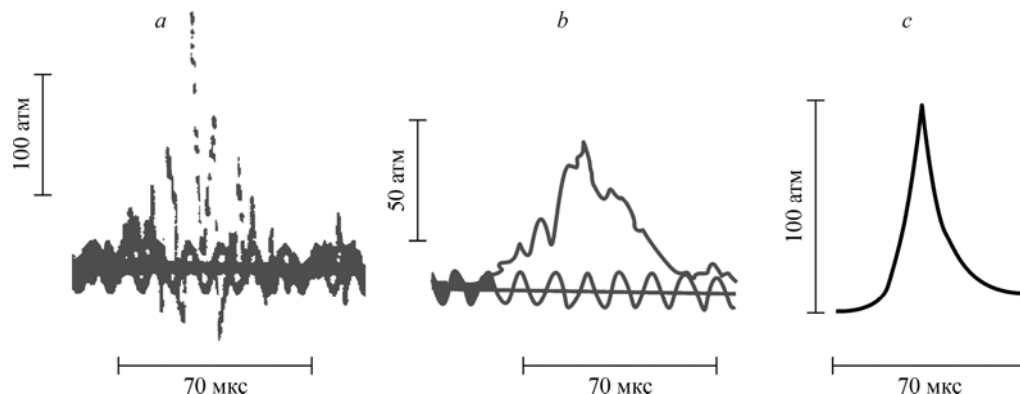


Рис. 9. Экспериментальная (а), осредненная (б) и расчетная (с) осциллограммы по пульсациям пузырьков.

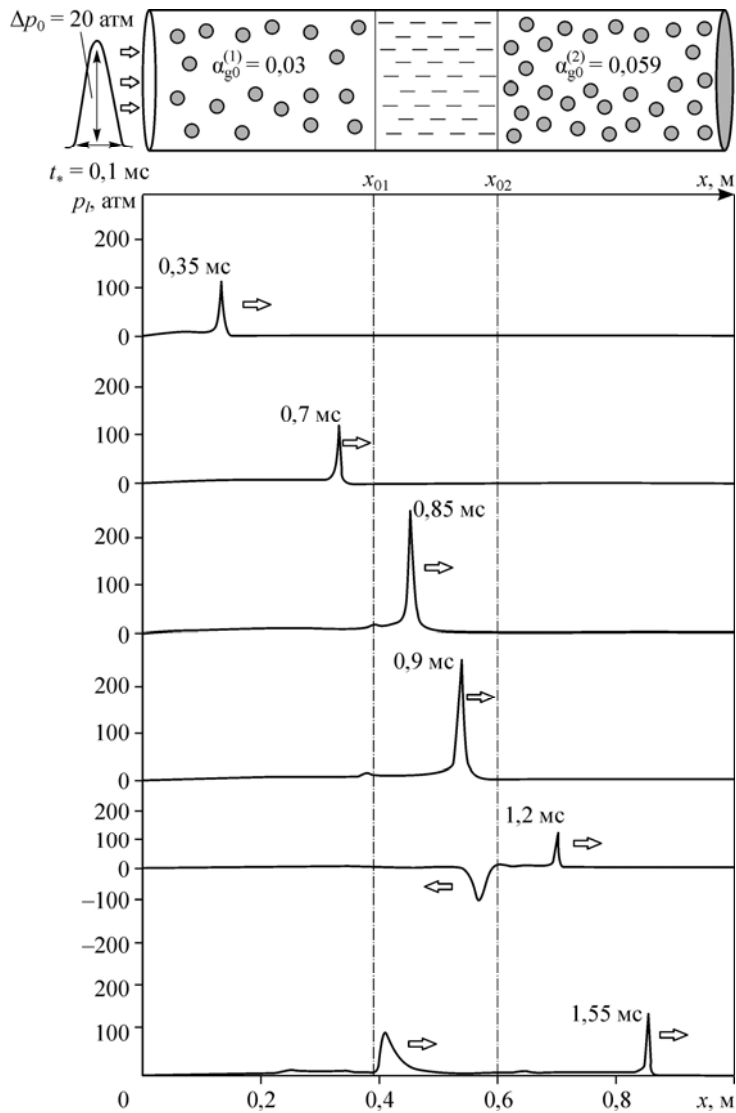


Рис. 10. Переход волн пузырьковой детонации через слой «чистой» жидкости.

$x_{01} = 0,4$  м,  $x_{02} = 0,6$  м,  $L = 1,2$  м,  $\alpha_{g0}^{(1)} = 0,03$ ,  $\alpha_{g0}^{(2)} = 0,059$ , остальные параметры те же, что на рис. 1.

Несмотря на частичное отражение постдетонационной волны на границе  $x_{02}$  («чистая» жидкость–пузырьковая жидкость) в случае, когда  $\alpha_{g0}^{(2)} = 0,059$  (рис. 10), амплитуда волны, прошедшей в область пузырьковой жидкости, достаточна для инициирования детонации во второй пузырьковой зоне. На этой же эпюре (соответствующей моменту 1,2 мс) видно, что в области второй пузырьковой зоны распространяется детонационная волна с амплитудой около 120 атм. Но если объемное содержание во второй пузырьковой зоне больше (например,  $\alpha_{g0}^{(2)} = 0,06$  на рис. 11), то амплитуда прошедшей во вторую зону волны не способна инициировать детонацию и волна во второй пузырьковой зоне распространяется как обычная волна давления и затухает.

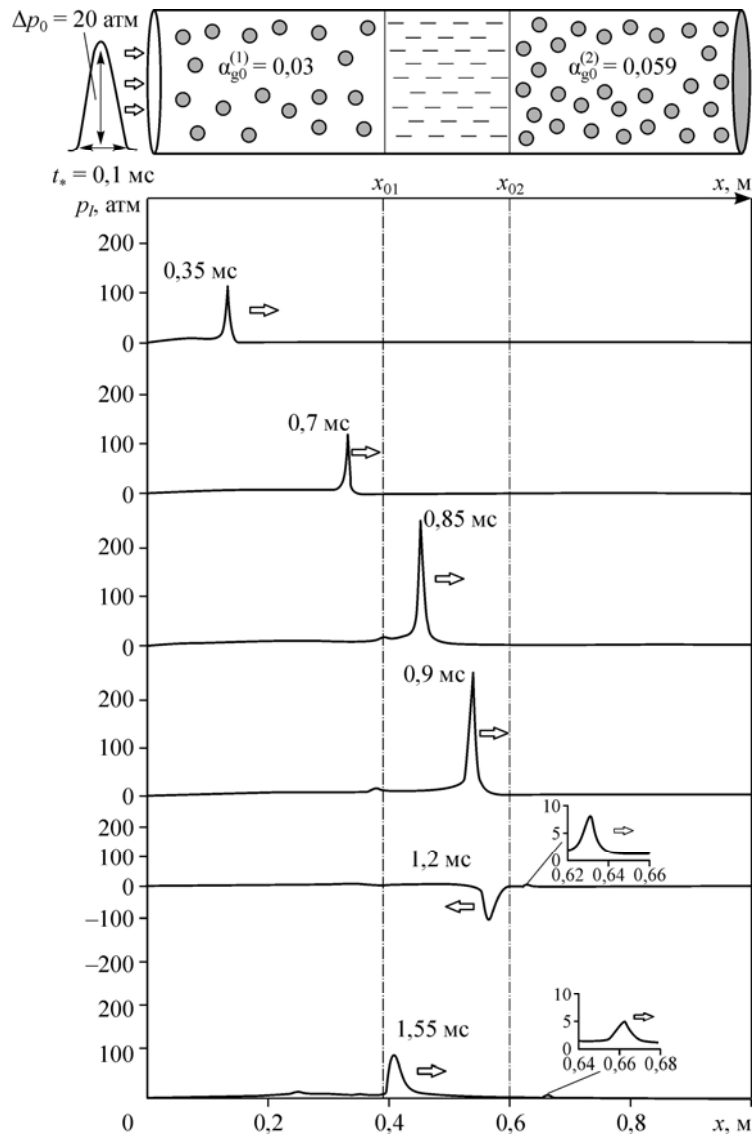
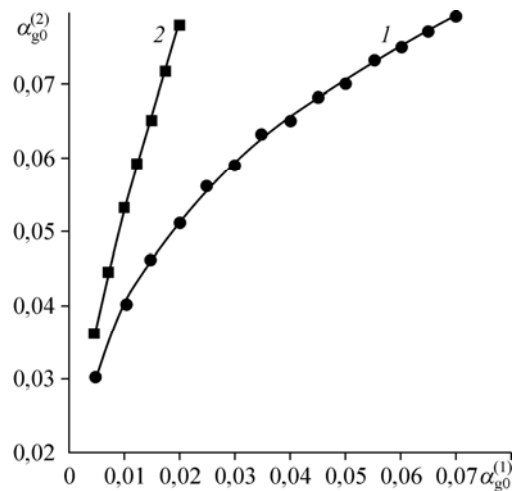


Рис. 11. Срыв волн пузырьковой детонации при переходе через слой «чистой» жидкости.

$x_{01} = 0,4$  м,  $x_{02} = 0,6$  м,  $L = 1,2$  м,  $a_{g0}^{(1)} = 0,03$ ,  $a_{g0}^{(2)} = 0,06$ , остальные параметры те же, что на рис. 1.

На рис. 11 для эпюр в моменты 1,2 и 1,55 мс в увеличенном формате представлены волны давления, распространяющиеся в пузырьковой жидкости. Видно, что форма волны в пузырьковой жидкости также имеет вид уединенной волны, амплитуда в момент 1,2 мс составляет около 7 атм, а в момент 1,55 мс — около 5 атм, т.е. со временем амплитуда волны давления из-за диссипации в пузырьковой жидкости уменьшается. Заметим также, что в эпюрах давления, соответствующих моменту 1,55 мс, для обоих случаев (рис. 10 и 11) волна разрежения, которая отразилась от границы  $x = x_{02}$ , доходит до границы  $x = x_{01}$ , отражается как от свободной поверхности и движется в положительном направлении оси  $x$  как волна сжатия с амплитудой около 80 атм.

Рис. 12. Карта возможных ситуаций передачи детонации через слой «чистой» жидкости.  $l = 20$  (1), 2 (2) см, остальные параметры те же, что на рис. 1.



Численные эксперименты показали, что процесс передачи детонации через слой «чистой» жидкости зависит от объемного содержания газа в первой и второй зонах ( $\alpha_{g0}^{(1)}$ ,  $\alpha_{g0}^{(2)}$ ) и от толщины слоя «чистой» жидкости  $l$ .

На рис. 12 представлена карта возможных ситуаций передачи детонации через слой «чистой» жидкости. По оси абсцисс отложены значения объемного содержания в первой зоне, по оси ординат — объемное содержание газа для второй зоны  $\alpha_{g0}^{(2)}$ . Линии 1, 2 соответствуют толщине слоя «чистой» жидкости — 20 и 2 см. Ниже каждой линии лежат области, в которых детонация передается через слой «чистой» жидкости. Выше линий лежат области, в которых детонация не передается через слой «чистой» жидкости. Заметим, что чем меньше толщина слоя «чистой» жидкости, тем больше диапазон значений для  $\alpha_{g0}^{(1)}$  и  $\alpha_{g0}^{(2)}$ , в которых детонация передается через слой «чистой» жидкости. Это связано с тем, что при  $l = 20$  см выполняется условие  $\lambda_D < l$ , т.е. постдетонационная волна успевает полностью сформироваться в слое «чистой» жидкости и отразиться на границе  $x_{02}$  как от свободной поверхности. В случае  $\lambda_D > l$  отражение постдетонационной волны на границе  $x_{02}$  меньше, чем в случае  $\lambda_D < l$ , и поэтому диапазон значений  $\alpha_{g0}^{(1)}$  и  $\alpha_{g0}^{(2)}$ , при которых происходит передача детонации через «слой» чистой жидкости, расширяется.

### Заключение

В работе исследована динамика постдетонационных волн, которые формируются при выходе из зоны, занятой пузырьковой жидкостью, сформировавшейся детонационной волной, в зону, занятую «чистой» (без пузырьков) жидкостью. Изучена зависимость амплитуды давления детонационных и постдетонационных волн от объемного содержания пузырьков газа. Представлена карта возможных ситуаций передачи детонации через слой «чистой» жидкости.

### Список литературы

1. Пинаев А.В. Передача пузырьковой детонации через слой инертной жидкости // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 2. С. 105–110.
2. Сычев А.И. Переход волны пузырьковой детонации в химически неактивную пузырьковую среду // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 4. С. 96–99.
3. Нигматуллин 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. 1077–1081.
4. Топольников А.С., Гималтдинов И.К. Динамика детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных пузырьковой жидкостью // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 4. С. 509–519.
5. 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.

6. Баязитова А.Р., Гималтдинов И.К., Кучер А.М., Шагапов В.Ш. Динамика детонационных волн в кольцевом слое круглой трубы // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 2. С. 70–81.
7. Гималтдинов И.К., Кучер А.М. Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52, № 3. С. 423–428.
8. Ждан С. А. Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 107–112.
9. Кедринский В.К., Шокин Ю.И., Вшивков В.А., Дудникова Г.И., Лазарева Г.Г. Генерация ударных волн в жидкости сферическими пузырьковыми кластерами // ДАН. 2001. Т. 381, № 6. С. 773–776.
10. Сычев А.И. Переход волны пузырьковой детонации в жидкость // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 99–103.
11. Сычев А.И. Отражение волны пузырьковой детонации от твердой границы // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 107–113.
12. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
13. Сычев А.И. Свечение пузырьковых сред в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 2. С. 112–120.
14. Пинаев А.В., Сычев А.И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия возникновения детонационных волн в системах жидкость–пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–84.
15. Николаев Ю.А., Топчиян М.Е. Расчет параметров ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
16. Сычев А.И. Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 83–91.

*Статья поступила в редакцию 9 февраля 2015 г.,  
после доработки — 15 июня 2015 г.*