

ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ ЖИДКОСТИ, ТЕПЛОПТЕРЬ И ПЕРИОДА ИНДУКЦИИ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ НА СТРУКТУРУ ВОЛНЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

И. И. Кочетков

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

Выполнены расчеты структуры волны пузырьковой детонации в химически активной газожидкостной среде с послойно расположенными пузырьками. При учете в расчетах сжимаемости жидкости амплитуда пульсаций давления уменьшается и они смещаются к переднему фронту. Показано, что профиль волны слабо зависит от способа вычисления периода индукции химически активной смеси и способа учета теплотерь. Проведено сопоставление расчетных и экспериментальных профилей давления волны пузырьковой детонации.

Ключевые слова: пузырьковая детонация, сжимаемость жидкости, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально волны пузырьковой детонации (ПД) обнаружены и исследованы в работах [1–3]. Установившаяся скорость волны пузырьковой детонации определялась начальными параметрами газожидкостной среды, слабо зависела от состава химически активной газовой смеси. Регистрируемая в экспериментах длительность волн ПД составляла $60 \div 80$ мкс и представляла собой область пульсаций давления с максимальной амплитудой до $40 \div 80$ МПа и длительностью $5 \div 10$ мкс.

В численных расчетах [4, 5] в рамках модели сплошной газожидкостной среды типичный профиль волны ПД имеет один выраженный плавный пик давления, что отличается от экспериментальных осциллограмм. Длительность такого пика давления в 3–6 раз меньше наблюдаемой в опытах длительности волны ПД. Более близкий к экспериментальному профиль давления получен в [6], где сплошная среда с несжимаемой жидкостью была разделена на равные слои. Размер такого слоя рассматривался как характерный параметр задачи и мог быть взят произвольно. Начальный импульс давления в [6] передавался последовательно от одного слоя к другому так, что давление на границе предыдущего слоя являлось граничным условием для следующего.

Иной подход к расчету профиля волны ПД предложен в работах [7, 8], где использована обнаруженная в эксперименте схожесть волны ПД с уединенной волной (УеВ) в пузырьковой среде и учтено дискретное расположение пу-

зырьков в жидкости. В модели уединенная волна, проходя через слои пузырьков, формирует волну ПД с пульсационным профилем давления. Совпадение осредненных расчетных и экспериментальных профилей давления волны ПД служит обоснованием модели [7, 8]. Несмотря на то, что влияние слоев пузырьков друг на друга и испарение жидкости в полость пузырька не учитываются, а амплитуду УеВ необходимо задавать, такой подход позволяет понять, как зависит структура волны ПД от физико-химических свойств газа и жидкости, начального давления газа в пузырьках и концентрации пузырьков. В [7] на основании решения уравнения Кортевега — де Вриза было показано, что профиль давления УеВ в сплошной газожидкостной среде с энерговыделением определяется аналитической зависимостью

$$\Delta p_w(z, t) = \Delta p_0 / ch^2(z - Ut/l), \quad (1)$$

где z — координатная ось, t — время, U — скорость УеВ, l — полуширина УеВ (на ≈ 0.42 высоты). Полученное выражение удовлетворительно совпадает с осредненным экспериментальным профилем давления для волн не только малой, но и конечной амплитуды давления. Скорость U и ширина такой волны l_w описываются выражениями

$$U \simeq c_0 \sqrt{\langle \sigma_1 \rangle (1 + \Delta p_0 \langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) / 3 \gamma p_\infty)},$$

$$l_w = 4l = \sqrt{12 \gamma \alpha_1 / [\langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) \Delta p_0 / p_\infty]},$$

где c_0 — равновесная скорость звука в газожидкостной среде, σ_1 — коэффициент поверх-

ностного натяжения, γ — показатель адиабаты газовой смеси, p_∞ — невозмущенное давление газожидкостной среды на бесконечности, $\alpha_1 = R_0^2/3\beta_0$, R_0 — начальный радиус пузырька, β_0 — начальная объемная концентрация пузырьков в газожидкостной среде. Учет дискретности газожидкостной среды привел к появлению зависимости профиля давления ПД от точки наблюдения (положения датчика давления). Причина такой зависимости заключалась в том, что в заданной точке наблюдения давление волны определяется вкладом давления от каждого слоя пузырьков. Поэтому при удалении от одного слоя к другому меняется и вклад от каждого из них, что формирует интерференционную картину вдоль пространственной координаты с периодом l_p , равным расстоянию между слоями. В [8] теплотери учитывали через эффективную вязкость жидкости, период индукции газовой смеси принимали равным интервалу от начала сжатия пузырька до момента воспламенения, скачок давления внутри пузырька происходил в момент достижения температуры воспламенения, жидкость считали несжимаемой. Целью настоящей работы является изучение влияния сжимаемости жидкости, способа расчета теплотери и периода индукции химической реакции на профиль давления волны ПД в схеме с послойно расположенными пузырьками.

ДИНАМИКА ПУЗЫРЯ В ЖИДКОСТИ

В пузырьковой среде воздействие UeV на отдельный пузырек определяется перепадом давления $\Delta p_w = p_w - p_\infty$. Согласно работе [3] пузырек считаем неподвижным. Сжатие пузырька полагаем сферически-симметричным. В [9, 10] подробно рассмотрен вопрос о колебаниях пузырька в сжимаемой жидкости в первом и втором порядке приближения по $\varepsilon = u_R/c_{1\infty}$, где u_R — характерная скорость границы пузырька, $c_{1\infty}$ — скорость звука в жидкости на бесконечности. Численные расчеты поведения границы пузырька для возмущения в гауссовой форме показали [10], что при $\Delta p_w < 5000p_\infty$ или при $\varepsilon \leq 0.5$ с хорошей точностью можно использовать уравнение колебаний в первом порядке приближения по ε . В этом случае наилучший результат дает уравнение Келлера:

$$\left(1 - \frac{1}{c_\infty} \frac{dR}{dt}\right) R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{3c_\infty} \frac{dR}{dt}\right) \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 =$$

$$= \left(1 + \frac{1}{c_\infty} \frac{dR}{dt} + \frac{1}{c_\infty} R \frac{d}{dt}\right) \left(h_B - \frac{\Delta p_w R}{\rho_{1\infty}}\right), \quad (2)$$

$$h_{BR} = \frac{n}{n-1} \frac{p_\infty + B}{\rho_{1\infty}} \left[\left(\frac{p_{1R} + B}{p_\infty + B}\right)^{(n-1)/n} - 1 \right],$$

где h_{BR} — энтальпия жидкости на границе пузырька, $\rho_{1\infty}$ — плотность жидкости на бесконечности, n и B — параметры сжимаемости жидкости, p_{1R} — давление жидкости на границе пузырька. Уравнение колебаний во втором порядке приближения по ε в настоящей работе не рассматривается, поскольку его использование в пределах $\Delta p_w < 70p_\infty$ и $\varepsilon \leq 0.1$ не дает существенно большей точности вычислений по сравнению со случаем приближения в первом порядке. Влиянием поверхностного натяжения σ_1 пренебрегаем, так как при средней скорости границы пузырька $\bar{u}_R \approx 10^2$ м/с выполняется условие $4\mu_1 \bar{u}_R/r > 2\sigma_1 r$, где μ_1 — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Период индукции химической реакции рассчитывается из интегрального соотношения

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{\tau} = 1, \quad (3)$$

где $\tau = A \exp(E_a/kT)/c_f^{n_1} c_{ox}^{n_2}$, t_2 — период индукции, t_1 — момент достижения температуры воспламенения T_{ign} , c_f и c_{ox} — начальные концентрации топлива и окислителя соответственно, n_f и n_{ox} — порядки реакции по компонентам, E_a — энергия активации газовой смеси, k — постоянная Больцмана. Отметим, что если интеграл (4) вычислять от $t_1 = 0$, то период индукции t_2 изменится незначительно. В момент времени t_2 химическая реакция протекает мгновенно, после чего происходит скачок давления на величину Δp_2 :

$$\Delta p_2 = (\gamma - 1) Q (R_0/R(t_2))^3, \quad (4)$$

где Q — энерговыделение на единицу объема.

Давление газа p_2 в пузырьке при учете теплообмена с жидкостью задается выражением

$$\frac{dp_2}{dt} = -\frac{3\gamma p_2}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{3(\gamma - 1)}{R} q,$$

где q — тепловой поток от жидкости к газу. Полагаем, что газ нагревается мгновенно и равномерно по всему объему пузырька, а температура жидкости остается постоянной. Тогда межфазный конвективный тепловой поток q определяется следующим образом:

$$q = \lambda_2 \text{Nu} \frac{T_2 - T_1}{2R}, \quad \text{Nu} = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}}, & \text{Pe} > 100, \\ 10, & \text{Pe} \leq 100, \end{cases} \quad (5)$$

$$\text{Pe} = 12(\gamma - 1) \frac{T_1}{|T_2 - T_1|} \frac{R}{k_2} \left| \frac{dR}{dt} \right|, \quad k_2 = \frac{\lambda_2}{C_2 \rho_{20}},$$

где k_2 , λ_2 — соответственно коэффициенты температуропроводности и теплопроводности газа, Nu — число Нуссельта, T_1 и T_2 — температура жидкости и газа соответственно, C_2 — удельная теплоемкость газа, ρ_{20} — начальная плотность газа. Сжимаемость жидкости рассчитываем по уравнению Тэта:

$$\frac{p_1 + B}{p_\infty + B} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_{1\infty}} \right)^n,$$

где $B = 3049.13 p_\infty$, $n = 7.15$ — эмпирические коэффициенты [10].

Для расчета профиля давления волны ПД в случае несжимаемой жидкости используем выражение для профиля давления в жидкости от одиночного i -го пузырька, полученного из [10]:

$$\frac{p_i}{p_\infty} = 1 + \frac{\rho_{1\infty} u_R^2}{p_\infty} \left[-2 \frac{d^2 G_0(\tau_i)}{d\tau_i^2} + \frac{V(\tau_i)}{3\mathfrak{R}_i} - \frac{1}{18\mathfrak{R}_i^2} \left(\frac{d^2 V(\tau_i)}{d\tau_i^2} \right)^2 \right], \quad (6a)$$

где $d^2 G_0(\tau_i)/d\tau_i^2$ — безразмерная функция, определяющая внешнее возмущение давления, $V(\tau_i) = (R/R_0)^3$ — безразмерный объем пузырька, $\tau_i = t_* + il_p/R_0$ — безразмерное время, $t_* = t/T$, T — характерный период колебаний пузырька, l_p — расстояние между слоями пузырьков, $\mathfrak{R}_i = r_* + il_p/R_0$ — безразмерное расстояние, $r_* = r/R_0$ — безразмерное расстояние от центра слоя пузырьков до точки наблюдения в жидкости. В случае сжимаемой жидкости соответствующее выражение для профиля давления усложняется:

$$\begin{aligned} \frac{p_i}{p_\infty} = 1 + \frac{\rho_{1\infty} u_R^2}{p_\infty} \left\{ \left[h_{B*}(\tau_i) - \left(\frac{d^2 G_0(\tau_{i+})}{d\tau_{i+}^2} - \frac{d^2 G_0(\tau_{i-})}{d\tau_{i-}^2} \right) \right] \frac{R_*(\tau_i)}{r_*} - \frac{1}{\varepsilon r_*} \left(\frac{dG_0(\tau_{i+})}{d\tau_{i+}} - \frac{dG_0(\tau_{i-})}{d\tau_{i-}} \right) + \left(1 - \frac{R_*(\tau_i)}{R_*(\tau_{i-})} \right) \frac{1}{3\mathfrak{R}_i} \frac{d^2 V(\tau_{i-})}{d\tau_{i-}^2} - \frac{1}{18} \left[\frac{1}{\mathfrak{R}_i} \left(\frac{dV(\tau_i)}{d\tau_i} \right)^2 - \frac{1}{R^4(\tau_{i-})} \frac{R(\tau_i)}{\mathfrak{R}_i} \left(\frac{dV(\tau_{i-})}{d\tau_{i-}} \right)^2 \right] - \varepsilon \frac{R^2(\tau_i)}{2\mathfrak{R}_i} \left(\frac{d^3 G_0(\tau_{i+})}{d\tau_{i+}^3} - \frac{d^3 G_0(\tau_{i-})}{d\tau_{i-}^3} \right) \right\}, \quad (6b) \end{aligned}$$

где $h_{B*}(\tau_-)$ — безразмерная энтальпия жидкости на границе пузыря, $d^2 G_0(\tau_{i\pm})/d\tau_{i\pm}^2$ — безразмерная функция, определяющая запаздывающее или опережающее внешнее возмущение давления, $\tau_{i\pm} = \tau_i \pm \varepsilon(\mathfrak{R}_i - R_*(\tau_i))$ — запаздывающее или опережающее безразмерное время, $R_* = R/R_0$.

В нашем случае

$$\frac{d^2 G_0(\tau_i)}{d\tau_i^2} = -\frac{\Delta p_{WR}(\tau_i)}{2\rho_\infty u_R^2},$$

$$\frac{d^2 G_0(\tau_{i\pm})}{d\tau_{i\pm}^2} = -\frac{\Delta p_{WR}(\tau_{i\pm})}{2\rho_\infty u_R^2},$$

$$\frac{dG_0(\tau_{i\pm})}{d\tau_{i\pm}} = \frac{\Delta p}{\rho_\infty u_R^2} \frac{l}{2R_0} \text{th}(\xi_{i\pm}),$$

$$\frac{d^3 G_0(\tau_{i\pm})}{d\tau_{i\pm}^3} = \frac{2R_0}{l} \text{th}(\xi_{i\pm}) \frac{d^2 G_0(\tau_{i\pm})}{d\tau_{i\pm}^2},$$

где $\xi_{i\pm} = (z - R_0 \tau_{i\pm})/l$.

Окончательный профиль давления волны ПД получается суммированием возмущений давления от каждого i -го слоя пузырьков:

$$\frac{p_\Sigma}{p_\infty} = 1 + \sum_{i=1}^N \left| \frac{p_i}{p_\infty} - 1 - \frac{\Delta p_{WR}(t_i)}{p_\infty} \right|, \quad (7)$$

где $N = l_w/l_p$ — количество слоев. Знак модуля обеспечивает выполнение условия $p_\Sigma \geq 0$ для рассматриваемой в модели жидкости.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Уединенная волна, описываемая уравнением (1), распространяется с заданной скоростью U вдоль оси z , на которой через фиксированный интервал l_p расположены слои пузырьков. Ширина каждого слоя соответствует диаметру пузырька d_p . Расстояние l_p определяется кубической упаковкой пузырьков и связано с их диаметром d_p и объемной концентрацией β_0 выражением $l_p = d_p(\pi/2\beta_0)^{1/3} \simeq 1.162d_p\beta_0^{-1/3}$. При набегании УеВ на каждый слой пузырьков происходит их сжатие, которое приводит к росту температуры газовой смеси. При достижении температуры воспламенения по уравнению (3) рассчитывается период индукции, по истечении которого давление газа внутри пузырька мгновенно возрастает на величину Δp_2 (4). Согласно (2) рассчитывается поведение границы пузыря, и по уравнению (6а) вычисляется возмущение давления в жидкости от каждого слоя пузырьков в случае несжимаемой жидкости и по уравнению (6б) — в случае сжимаемой. Окончательная структура искомой волны ПД рассчитывается по уравнению (7).

ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Газожидкостная смесь: жидкая фаза — смесь 75 % воды + 25 % глицерина ($\rho_{1\infty} = 1065 \text{ кг/м}^3$, $\mu_{1\infty} = 2.27 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $c_{1\infty} = 1600 \text{ м/с}$), газовая фаза — стехиометрическая ацетиленокислородная смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$ ($\rho_{20} = 1.15 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_2 = 2.49 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/(К}\cdot\text{м}\cdot\text{с)}$, $C_2 = 1140 \text{ Дж/(К}\cdot\text{кг)}$), $\beta_0 = 2 \%$, $R_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

Химическая реакция: $T_{ign} = 920 \text{ К}$, $A = 3.38 \cdot 10^{-11} \text{ моль}\cdot\text{с/л}$, $n_f = n_{ox} = 0.5$, $E_a = 17.5 \text{ ккал}$, $k = 1.986 \text{ кал/(К}\cdot\text{моль)}$, $Q' = 5.06 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^3$, $\gamma_{20} = 1.36$, $\gamma_{21} = 1.31$ — показатели адиабаты до и после реакции соответственно.

Уединенная волна: $\Delta p_0 = 3, 5, 7 \text{ МПа}$, $U = 1.27c_0(1 + (\gamma_{20} + 1)\Delta p_0/3\gamma_{20}p_\infty)^{1/2}$, $l_w = 6R_0(2c_0/3\beta_0(U - c_0))^{1/2}$ — приведенные выражения для скорости и ширины, $z = 8l_w$, $r_* = 0.5$, $N = 7, 8, 9$ при $\Delta p_0 = 7, 5$ и 3 МПа соответственно.

Давление и температура невозмущенной среды: $p_\infty = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $T_0 = 293 \text{ К}$. В расчетах радиус пузырька, давление и температура были приведены к своим начальным значениям. Абсолютная и относительная точность расчетов составляли 10^{-12} и 10^{-12} в случае несжимаемой жидкости и 10^{-8} и 10^{-9} — в случае сжимаемой. Расчеты выполнены в программной среде MatLab.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 приведены результаты численного расчета поведения безразмерных давления p_2/p_0 (2), температуры T_2/T_0 (3) газовой смеси и радиуса пузыря R/R_0 (4) при прохождении УеВ (1) при $\Delta p_0 = 7, 5$ и 3 МПа . Здесь при всех значениях Δp_0 жидкость несжимаема, период индукции определяется по моменту достижения температуры воспламенения, а теплопотери учитываются через эффективную вязкость. За время прохождения УеВ каждый пузырек успевает совершить два колебания. Степень первого сжатия во всех случаях составляет 0.35 от начального размера пузырька. Это объясняется тем, то критерием воспламенения смеси

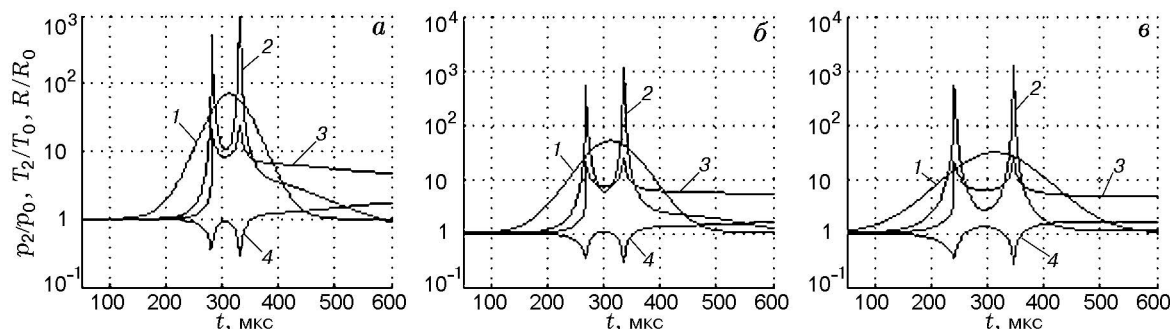


Рис. 1. Численный расчет безразмерных давления (2), температуры (3) газовой смеси и радиуса пузыря (4) в поле давления УеВ (1):

$c_{1\infty} = \infty$, $t_2 = t_{ign}$, $\mu_{1eff} = 300\mu_1$; а — $\Delta p_0 = 7 \text{ МПа}$, б — 5 МПа , в — 3 МПа

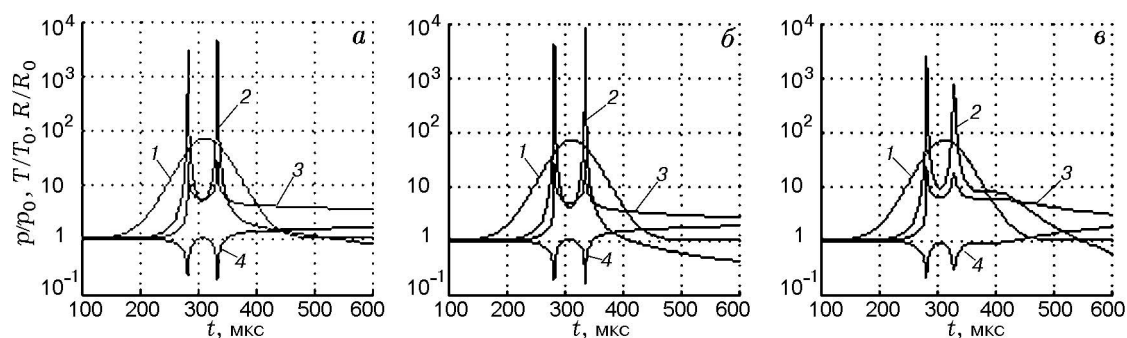


Рис. 2. Численный расчет безразмерных давления (2), температуры (3) газовой смеси и радиуса пузыря (4) в поле давления УеВ (1):

$\Delta p_0 = 7$ МПа; *a* — $c_{1\infty} = \infty$; t_2 рассчитывается через интегральное соотношение (3), теплотери — через эффективную вязкость $\mu_{1eff} = 300\mu_{1\infty}$; *b* — $c_{1\infty} = \infty$; t_2 рассчитывается через интегральное соотношение (3), теплотери — по уравнению (5); *v* — $c_{1\infty} \neq \infty$; t_2 рассчитывается через интегральное соотношение (3), теплотери — по уравнению (5)

в данном случае служит достижение критической температуры, и поэтому значение R/R_0 определяется только степенью сжатия пузырька. Степень второго сжатия при уменьшении Δp_0 увеличивается, $R/R_0 = 0.29, 0.279$ и 0.275 при $\Delta p_0 = 7, 5$ и 3 МПа соответственно, что объясняется большей шириной УеВ и большим временем ее воздействия (из-за меньшей скорости распространения). Интервал между сжатиями составляет 51, 75 и 105 мкс при $\Delta p_0 = 7, 5$ и 3 МПа соответственно.

На рис. 2, *a* момент воспламенения определен на основании расчета периода индукции химической реакции по уравнению (4). На рис. 2, *b*, в отличие от рис. 2, *a*, теплотери рассчитаны через межфазный теплообмен по зависимости (3), а на рис. 2, *v* дополнительно к этому учитывается сжимаемость жидкости (2). В расчете, представленном на рис. 2, *a*, по сравнению с расчетом на рис. 1 период индукции увеличивается на $1 \div 2$ мкс, что приводит к более сильной степени сжатия пузыря ($R/R_0 \approx 0.2$). В итоге большее давление в пузырьке позволяет ему сильнее расширяться после первого сжатия и затем сильнее сжаться. Все расчеты на рис. 2 выполнены при $\Delta p_0 = 7$ МПа.

Из сравнения рис. 2, *b* с рис. 2, *a* видно, что степень первого сжатия пузырька не изменяется ($R/R_0 \approx 0.2$). Большая степень второго сжатия ($R/R_0 \approx 0.16$) указывает на то, что потеря тепла за счет теплообмена идет медленнее по сравнению с теплотериями, вычисляемыми через эффективную вязкость жидкости. В расчете (*b*) на интервале времени $\Delta t \approx 10$ мс пузырек совершает больше десятка колебаний, а ам-

плитуда колебаний затухает слабо, что свидетельствует о малой интенсивности конвективного теплообмена. Это качественно отличается от колебания пузырька, наблюдаемого в эксперименте и полученного в расчете, представленном на рис. 2, *a*. В опытах при сжатии пузырька происходит образование микроструй, жидкая фаза испаряется, а несимметричное сжатие приводит в конечном итоге к разрушению пузырька после 1–2 колебаний [2, 11]. Поэтому учет указанных процессов важен для построения адекватной модели пузырьковой детонации. В работе [12] приведена теоретическая модель колебания одиночного пузырька, в которой учтены процессы механического смешения фаз и межфазного тепло- и массообмена.

На рис. 2, *v* приведены результаты расчета с учетом сжимаемости жидкости. Инерционность жидкости затрудняет колебания пузырька, что приводит к меньшей степени первого ($R/R_0 = 0.35$) и второго (0.28) сжатия в сравнении с предыдущими случаями.

Интервал между сжатиями меняется слабо: 51.5, 53.2 и 47.7 мкс для случаев *a*, *b* и *v* соответственно. Отметим, что во всех вариантах после воспламенения и следующего за ним скачка давления пузырек сразу же начинает расширяться.

Численный расчет профиля давления волны ПД с последовательным изменением условий расчета, как и на рис. 2, приведен на рис. 3. Группам рисунков *a*, *b* и *v* соответствуют давления $\Delta p_0 = 7, 5$ и 3 МПа; в случае 1 выполнен расчет при тех же условиях, как и на рис. 1, в случаях 2–4 — как на рис. 2 (вариант расчета

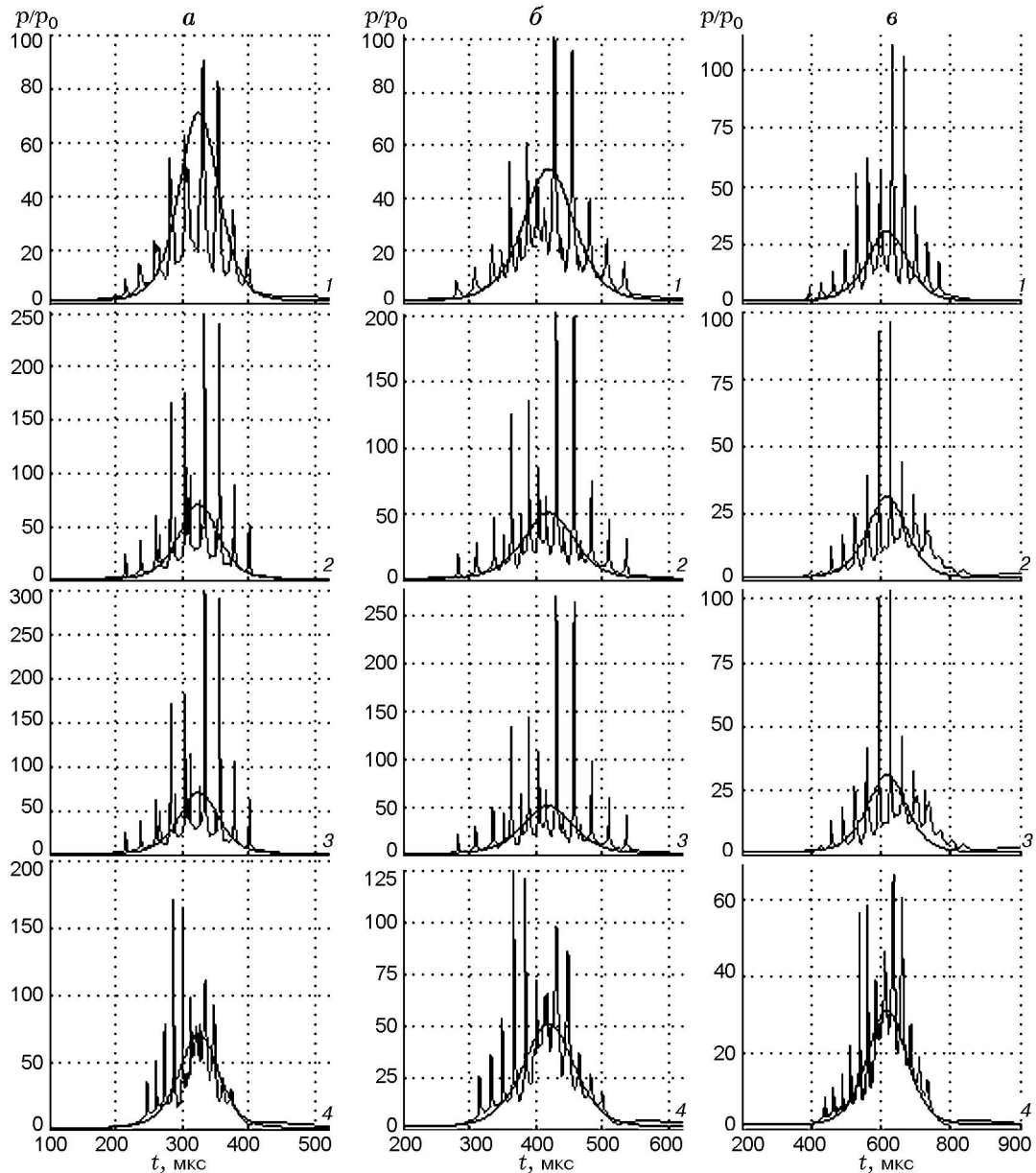


Рис. 3. Численный расчет профиля давления волны ПД в поле давления УеВ:

непрерывная кривая — профиль давления УеВ, пульсационная — расчетный профиль волны ПД p_{Σ}/p_{∞} ; вариант 1 такой же, как и на рис. 1, варианты 2–4 — как на рис. 2; а — $\Delta p_0 = 7$ МПа, б — 5 МПа, в — 3 МПа

указан в правом нижнем углу рисунка). Во втором случае по сравнению с первым амплитуда отдельных пульсаций в волне ПД увеличилась в несколько раз, что соответствует возросшей амплитуде при колебании отдельного пузырька (см. рис. 2, а). Расчет теплопотерь путем теплопроводности качественно не влияет на расчетный профиль давления волны в третьем случае (см. 3 на рис. 3) и лишь немного увели-

чивает амплитуду отдельных пиков. В случае сжимаемой жидкости происходит уменьшение амплитуды отдельных пиков в профиле давления волны и качественное изменение ее профиля: пики давления смещаются ближе к фронту волны (см. 4 на рис. 3), что связано с более сильным первым сжатием слоя пузырьков.

На рис. 4 приведены характерные экспериментальные осциллограммы давления волны

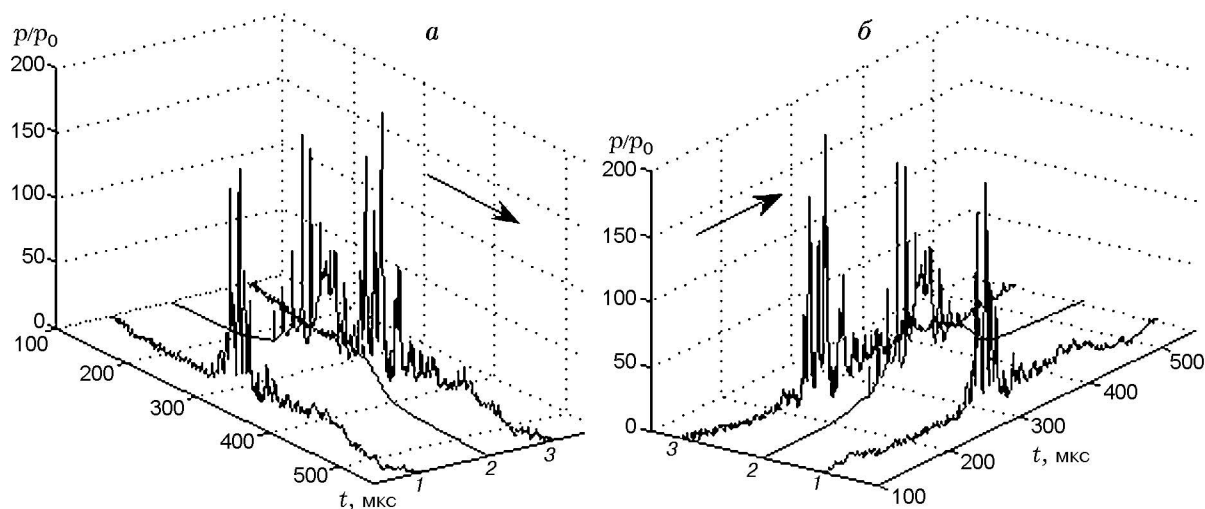


Рис. 4. Экспериментальные осциллограммы (1, 3) и численный расчет (2) давления волны ПД: $\Delta p_0 = 7$ МПа, $\beta_0 = 2\%$; стрелки — направление движения волн: *a* — волна движется навстречу наблюдателю, *b* — от наблюдателя

ПД (1, 3) [7] в сравнении с расчетным профилем (2) при $\Delta p_0 = 7$ МПа, $\beta_0 = 2\%$ (см. 4 на рис. 3). Несмотря на одинаковые начальные экспериментальные условия, из-за хаотического распределения пузырьков осциллограммы давления волн ПД различаются (1, 3). На рис. 4, *a* волны движутся навстречу наблюдателю, на рис. 4, *b* — от него. На расчетном профиле (2) пульсации давления с максимальной амплитудой смещены к переднему фронту волны, так же как и на экспериментальных осциллограммах (1, 3). Количество и амплитуда пульсаций удовлетворительно совпадают с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычисление периода индукции химической реакции по интегральному соотношению дает более сильное сжатие пузыря по сравнению со случаем, когда период индукции определялся по моменту достижения температуры воспламенения газовой смеси.

Интенсивность теплопотерь, обусловленная конвективным теплообменом, существенно меньше, чем в случае расчета через эффективную вязкость жидкости. Относительно малые теплопотери, вычисляемые путем конвективного теплообмена, позволяют пузырьку совершать десятки колебаний после прохождения волны пузырьковой детонации. Это качественно отличает расчетный профиль давления пузырька от экспериментального и требует раз-

работки более совершенной модели.

Рост или спад давления при пульсациях одиночного пузырька приводит к появлению отдельных пиков на профиле давления волны пузырьковой детонации. Учет сжимаемости жидкости уменьшает амплитуду отдельных пульсаций давления и смещает их к переднему фронту волны пузырьковой детонации, что качественно соответствует эксперименту.

Автор благодарит А. В. Пинаева за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И., Пинаев А. В. Волна детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Первый Всесоюз. симпоз. по макрокинетической кинетике и химической газодинамике, Алма-Ата: Тез. докл. — Черногоровка. — 1989. — Т. 1, ч. 1, № 65. — С. 54–55.
2. Пинаев А. В., Сычев А. И. Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 3. — С. 109–118.
3. 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.
4. Троцюк А. В., Фомин П. А. Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 129–136.
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. **Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной среде // ПМТФ. — 1990. — № 2. — С. 20–26.
 7. **Пинаяев А. В., Кочетков И. И.** Пузырьковая детонация — самоподдерживающаяся уединенная волна с энерговыделением // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 6. — С. 104–111.
 8. **Пинаяев А. В., Кочетков И. И.** Расчет структуры волны пузырьковой детонации с учетом дискретного расположения пузырьков // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 45, № 4. — С. 116–126.
 9. **Prosperetti A., Lezzi A.** Bubble dynamics in a compressible liquid. Part 1: First order theory // J. Fluid Mech. — 1986. — V. 168. — P. 457–478.
 10. **Prosperetti A., Lezzi A.** Bubble dynamics in a compressible liquid. Part 2. Second-order theory // J. Fluid Mech. — 1987. — V. 185. — P. 289–321.
 11. **Mitropetros K., Fomin P. A., Steinbach J., Plewinsky B., Hieronymus H.** Explosions of oxygen bubbles in cyclohexane // Chem. Eng. J. — 2004. — V. 97. — P. 151–160.
 12. **Fomin P. A., Mitropetros K., Hieronymus H.** Modeling of detonation processes in chemically active bubble systems at normal and elevated initial pressure // J. Loss Prevention in the Process Industries. — 2003. — V. 16. — P. 323–331.

Поступила в редакцию 3/VI 2010 г.
