

**САМОПОДДЕРЖИВАЮЩАЯСЯ
НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛНА ДЕТОНАЦИИ
В ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ ГОРЮЧЕГО ГАЗА**

Ю. П. Красный, В. В. Михо

(Одесса)

В [1—3] экспериментально изучалось распространение ударных волн (УВ) в жидкости, содержащей пузырьки горючего газа. Показано, что при достаточно большой амплитуде УВ способна возбудить в среде самоподдерживающуюся уединенную волну, во фронте которой наблюдаются свечение горючего газа и локальное повышение давления. За фронтом волны свечение быстро убывает, а давление плавно стремится к значению, близкому к равновесному давлению в среде p_0 . Данная уединенная волна быстро перегоняет начальную УВ, после чего распространяется по пузырьковой горючей смеси с постоянной скоростью и амплитудой без затухания. В [1—3] показано, что подобная волна не затухает из-за того, что имеется подкачка энергии в волну. Оказывается, что резкое повышение давления во фронте волны вызывает нагревание, а затем и воспламенение горючей смеси в пузырьках. В стационарном режиме подвод энергии реакцией горения полностью компенсирует все имеющиеся диссипативные эффекты. При этом объемное тепловыделение в волне на несколько порядков ниже, чем при обычной детонации или горении горючего газа. В настоящей работе подобная волна исследована методами теории возмущений, причем за нулевое приближение приняты обычные уравнения гидродинамики для пузырьковой смеси.

Рассмотрим жидкость плотности ρ_1 , в которой содержатся одинаковые по размеру пузырьки горючего газа. Если расстояние между пузырьками велико по сравнению с их равновесным радиусом R_0 , а амплитуда осцилляций пузырьков невелика, то уравнение Релея для осцилляций одиночного пузырька можно привести к виду [4]

$$\beta_1 = \frac{d^2\rho}{dt^2} + 2\nu_{эфф} \frac{d\rho}{dt} - \beta_2 \left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2 = p - p_2, \quad (1)$$

$$\beta_1 = \frac{R_0^2}{3\varphi_0}, \quad \beta_2 = \frac{R_0^2}{6\varphi_0^2\rho_0}, \quad \nu_{эфф} = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \frac{\nu_1}{\varphi_0} + \frac{R_0 c_0^2}{c_1} \right).$$

Здесь ρ — плотность смеси; φ_0 — равновесное объемное газосодержание; ν_1 — вязкость жидкости; p_2 и p — давление в газе и в смеси; $c_0 = \sqrt{p_0\gamma/p_0\varphi_0}$ и c_1 — скорости звука в смеси и в жидкости; γ — показатель адиабаты газа. Здесь и далее индексом нуль обозначаются равновесные значения величин, а 1 и 2 — величины, относящиеся к жидкости и газу. Связь между ρ , ρ_1 и ρ_2 имеет вид

$$\rho = (1 - \varphi)\rho_1 + \varphi\rho_2, \quad \rho_1 = \text{const}, \quad (2)$$

или

$$\rho^{-1} = v + (1 - X)/\rho_1,$$

где $v = \frac{4}{3} \pi R^3 N$ и N — объем газа и среднее число пузырьков в единице массы смеси; $X = \rho_2 v = \text{const}$ — массовое газосодержание. Выражение (1) должно быть дополнено уравнением связи давления в газе p_2 с плотностью смеси ρ . Ясно, однако, что при наличии в жидкости пузырьков горючего газа такая связь имеет нетривиальный вид. Любое увеличение плотности ρ приведет к сдавливанию и соответственно к последующему нагреванию горючего газа в пузырьке, что в свою очередь может привести к воспламенению газа с последующим резким увеличением T_2 и p_2 . Считаем, что газ в пузырьке нагревается однородно, т. е. температура

газа не зависит от координат внутри пузырька. Тогда уравнение теплового баланса газовой подсистемы принимает вид

$$c_{p2}\rho_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + Q_{\Pi}(T_2) \quad (3)$$

(c_{p2} — молярная теплоемкость газа при постоянном давлении), а полное эффективное тепловыделение в газе

$$Q_{\Pi}(T_2) = W(T_2) + Q_D(T_2). \quad (4)$$

Здесь $W(T_2)$ — скорость тепловыделения за счет реакции горения; $Q_D(T_2)$ — скорость ухода тепла из единицы объема газа в жидкость. Решение задачи теплопроводности для шарика с температурой $T_2(t)$, помещенного в бесконечную однородную среду с $T_1 = \text{const}$, приводит к следующему результату [4]:

$$Q_D(T_2) = -\frac{3\lambda_1}{R_0^2}(T_2 - T_1) - \frac{3\lambda_1}{R_0} \int_{-\infty}^t \frac{\partial}{\partial t'} \frac{(T_2(t') - T_1)}{\sqrt{\pi a_1(t-t')}} dt', \quad (5)$$

где λ_1 — теплопроводность; $a_1 = \lambda_1 / (c_{p1}\rho_1)$ — температуропроводность жидкости. Выражение для скорости тепловыделения может быть получено из соответствующих уравнений химической кинетики. Например, для смеси стехиометрических количеств реагирующих веществ при реакции n -го порядка имеет место следующее выражение [5]:

$$\frac{dc_A}{dt} = -f(T_2)c_A^n$$

(c_A — молярная концентрация одного из реагирующих веществ, функция $f(T_2)$ определяет зависимость скорости реакции от температуры среды). При начальном условии $c_A(0) = c_A^0$ получаем

$$W = Q \left| \frac{dc_A}{dt} \right| = \frac{Q c_A^0 f(T_2(t))}{\left[1 + (n-1) c_A^{0(n-1)} \int_{-\infty}^t f(T_2(t)) dt' \right]^{\frac{n}{n-1}}}, \quad (6)$$

$n \neq 1$

(Q — теплота реакции горения, отнесенная на один моль вещества А). Уравнение (3) должно быть дополнено уравнением Менделеева — Клапейрона

$$T_2 = \mu_2 / R \cdot p_2 / \rho_2, \quad (7)$$

где μ_2 — молярная масса горючей смеси. С учетом (7) уравнение (3) принимает вид

$$\frac{\gamma \rho_2}{\gamma - 1} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_2}{\rho_2} \right) = \frac{\partial p_2}{\partial t} + Q_{\Pi} \left(\frac{\mu_2}{R} \frac{p_2}{\rho_2} \right). \quad (8)$$

В дальнейшем предполагаем, что величина μ_2 практически не изменяется в процессе горения, а тепловыделение Q_{Π} из (4) достаточно мало. Последнее предположение должно хорошо выполняться, если концентрация горючего компонента в газе невелика или же если температура возгорания горючего незначительно превышает начальную температуру смеси. Важно также отметить, что наличие в Q_{Π} члена Q_D , отвечающего уходу тепла из пузырька в жидкость, заметно снижает эффективное суммарное тепловыделение в газе $Q_{\Pi}(T_2)$.

В рамках указанных приближений решение уравнения (8) можно искать в виде

$$p_2 = p_2^{\Delta} + \psi_p, \quad \psi_p \ll p_2^{\Delta}.$$

Здесь $p_2^A = p_2^0 (\rho_2/\rho_2^0)^\gamma$ — уравнение адиабаты, следующее из (8) при $Q_\pi = 0$; ψ_p — некоторая малая (в меру малости Q_π) добавка к p_2^A . В линейном приближении по Q_π получим

$$p_2 = p_2^0 (\rho_2/\rho_2^0)^\gamma + (\gamma - 1) \rho_2^\gamma \int \frac{Q_\pi(T_2)}{\rho_2^\gamma} dt. \quad (9)$$

В силу малости Q_π отклонение удельного объема v от равновесного значения v_0 не должно быть большим. Поэтому разложим v следующим образом (см. (2)):

$$v = v_0 + \delta v = v_0 - \frac{\delta \rho}{\rho_0^2} + \frac{\delta \rho^2}{\rho_0^3} + \dots$$

В дальнейшем учитываем только линейные и квадратичные по $\delta \rho$ члены в этом разложении. Причем поскольку Q_π малое, то при вычислении $Q_\pi(T_2)$ можно ограничиваться линейной точностью по $\delta \rho$. Тогда, учитывая $\rho_2 = X/v$, находим

$$T_2 = T_1 + \frac{\gamma - 1}{\rho_0 \varphi_0} T_1 \delta \rho + \dots$$

Уравнение (1) после подстановки в него p_2 из (9) принимает вид

$$\begin{aligned} \beta_1 \frac{d^2 \rho}{dt^2} + 2\nu_{\text{эфф}} \frac{d\rho}{dt} - \beta_2 \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 + c_0^2 \delta \rho + c_0^2 B (\delta \rho)^2 + \\ + (\gamma - 1) \int Q_\pi \left(\frac{\gamma - 1}{\rho_0 \varphi_0} T_1 \delta \rho \right) dt = \delta p, \quad (10) \\ \delta p = p - p_0, \quad B = \frac{\gamma + 1}{2\rho_0 \varphi_0} - \frac{1}{\rho_0}. \end{aligned}$$

Выражение (10) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики. Заметим, однако, что газосодержание φ в пузырьковой среде крайне мало: $\varphi_0 \approx 0,01 \div 0,1$, коэффициент B при квадратичном вкладе в (10), пропорциональный $1/\varphi_0$, имеет большую величину: $B \sim 1/\rho_0 \varphi_0 \gg 1/\rho_0$. Вследствие этого нелинейность, связанная с колебаниями пузырьков, значительно превышает нелинейность уравнений гидродинамики. Кроме того, коэффициент эффективности вязкости $\nu_{\text{эфф}}$ также аномально велик по сравнению с ν_1 , так как $\nu_{\text{эфф}} \sim \nu_1/\varphi_0 \gg \nu_1$. Поэтому можно не учитывать нелинейные и диссипативные вклады в уравнения гидродинамики, поскольку они малы по сравнению с соответствующими членами (10). С учетом решающего значения акустической нелинейности, описываемой пятым членом в (10), получим

$$\begin{aligned} \beta_1 \frac{d^2 \rho}{dt^2} + 2\nu_{\text{эфф}} \frac{d\rho}{dt} + c_0^2 \delta \rho + c_0^2 B \delta \rho^2 + (\gamma - 1) \int Q_\pi \left(\frac{\gamma - 1}{\rho_0 \varphi_0} T_1 \delta \rho \right) dt = \delta p, \\ \frac{\partial \delta p}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad (11) \\ \frac{\partial \delta \rho}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \end{aligned}$$

Данная система описывает распространение нелинейных волн в химически активной пузырьковой среде. Из последних двух выражений (11) следует, что

$$\frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2}$$

или в нулевом акустическом приближении $\delta p = c_0^2 \delta \rho$, и после стандарт-

ных преобразований для волн, идущих вправо, из первого уравнения системы (11) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta p}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \delta p}{\partial x} + \frac{B}{2c_0} \frac{\partial}{\partial x} (\delta p^2) + \frac{\beta_1 c_0}{2} \frac{\partial^3 \delta p}{\partial x^3} = \\ = v_{\text{эфф}} \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} + \frac{\gamma - 1}{2} Q_{\text{II}} \left(\frac{\gamma - 1}{\rho_0 \varphi_0 c_0^2} T_1 \delta p \right). \end{aligned}$$

После перехода к безразмерным переменным

$$x' = \sqrt{6\varphi_0} x / R_0, \quad t' = \sqrt{6\varphi_0} c_0 t / R_0$$

и введения новой искомой функции $w = B \cdot \delta p / c_0^2$ последняя формула примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t'} + \frac{\partial w}{\partial x'} + w \frac{\partial w}{\partial x'} + \frac{\partial^3 w}{\partial x'^3} = v' \frac{\partial^2 w}{\partial x'^2} - \alpha'_3 w - \alpha'_4 \int_{-\infty}^{t'} \frac{\frac{\partial w}{\partial t'_1}}{\sqrt{t' - t'_1}} dt'_1 + \\ + W'(w(x', t')). \end{aligned} \quad (12)$$

В силу неравенства $\varphi_0 \ll 1$ можно считать, что $B \approx (\gamma + 1) / 2\rho_0\varphi_0$, тогда

$$\begin{aligned} \alpha'_3 &= \frac{3}{2} \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma} \frac{\lambda_1 T_1}{c_0 p_0 R_0 \sqrt{6\varphi_0}}, \\ \alpha'_4 &= \frac{1}{(6\varphi_0)^{1/4}} \frac{3}{2} \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} \frac{T_1}{p_0 R_0} \sqrt{\frac{\lambda_1 c_{p1} \rho_1 R_0}{\pi c_0}}, \\ v' &= \frac{\sqrt{6\varphi_0}}{R_0 c_0} \left(\frac{2}{3} \frac{v_1}{\varphi_0} + \frac{1}{2} \frac{R_0 c_0^2}{c_1} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Перед тем, как выписать в явном виде выражение для скорости тепловыделения $W'(w(x', t'))$, заметим, что если температурная часть скорости тепловыделения $f(T_2)$ имеет обычный аррениусовский вид $f(T_2) = ke^{-E/T_2}$, то скорость химической реакции горения будет отлична от нуля, даже если $T_2 = T_1$. При рассмотрении больших времен окажется, что к моменту наблюдения вся горючая смесь уже выгорела и тепловыделение $W' = 0$ вследствие обращения в бесконечность интеграла в знаменателе выражения (6). Подобный эффект «выгорания» горючего отмечается и при математическом исследовании ламинарного горения обычной газовой горючей смеси [6]. Следуя [6], будем требовать, чтобы функция $f(T_2)$ тождественно обращалась в нуль при T_2 , меньших некоторой критической температуры загорания $T^* > T_1$. В соответствии с этим требованием заменим аррениусовскую функцию $f(T_2)$ на следующую ее аппроксимацию:

$$f(T_2) = ke^{-\frac{E}{T_2}} \approx f^*(T_2) = \begin{cases} 0, & T_2 < T^* = \frac{E}{4}, \\ \frac{4k}{e^2 T^*} (T_2 - T^*), & T_2 > T^*. \end{cases} \quad (14)$$

На рис. 1 изображены функции $f(T_2)$ и $f^*(T_2)$. При $T_2 \ll 3T^*$ эти функции достаточно хорошо совпадают, причем выполняется условие «обрезания» для $f^*(T_2)$: $f^*(T_2) = 0$ при $T_2 < T^*$. При $T_2 > 3T^*$ аппроксимация становится плохой, но для решения данной задачи это не играет никакой роли, так как T_2 все равно не доходит до столь больших значений из-за того, что еще задолго до этого начинают сказываться эффекты ухода тепла из зоны горения в жидкость и успевает выгореть большая часть топлива. С учетом (6) и (14) выражение для безразмерной ско-

рости тепловыделения в (12) принимает вид

$$W' = \alpha_1' \frac{(w(t') - w^*) \Theta(w(t') - w^*)}{\left[1 + \alpha_2' \int_{-\infty}^{t'} (w(t_1') - w^*) \Theta(w(t_1') - w^*) dt_1' \right]^{\frac{n}{n-1}}} \quad (15)$$

$n \neq 1.$

Здесь

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

— функция Хевисайда;

$$w^* = \frac{1}{2} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{T^* - T_1}{T_1}$$

— безразмерная температура возгорания;

$$\alpha_1' = \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma} \frac{2}{e^2} \frac{kR_0 T_1 Q c_A^{0n}}{Ec_0 p_0 \sqrt{6\varphi_0}};$$

$$\alpha_2' = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (n - 1) \frac{8}{e^2} \frac{kR_0 T_1 c_A^{0(n-1)}}{Ec_0 \sqrt{6\varphi_0}}.$$

Отметим, что в рамках используемого приближения скорость теплообмена невелика; непосредственное вычисление эффективной вязкости из (13) показывает, что всегда $v' \ll 1$. Поэтому уравнение (12) с тепловыделением из (15) можно рассматривать, как нелинейное уравнение Кортевега — де Вриза, содержащее малые поправки, выписанные в правой части (12). Для решения данного «возмущенного» уравнения удобно использовать теорию возмущений, основанную на методе медленно изменяющихся коэффициентов, который подробно разработан в [7] для нелинейных колебательных систем. Для нелинейных волновых процессов этот метод обобщен в [8, 9]. Следуя [7—9], считаем правую часть (12) малым возмущением, слабо влияющим на решение данного уравнения. При отсутствии возмущения, т. е. при $\alpha_1' = \alpha_3' = \alpha_4' = v' = 0$, солитонное решение (12) имеет следующий вид (см. [9]):

$$w_0(x', t') = b^2 \varphi(\Theta), \quad (16)$$

где $\varphi(\Theta) = 1/\text{ch}^2(\Theta)$; $\Theta = b(x' - \eta(t'))/\sqrt{12}$; $\eta(t') = c't'$; $c' = 1 + b^2/3$. При учете возмущения решение (12) ищем в виде [7—9]

$$w(x', t') = b^2 \varphi(\Theta) + w_1(\Theta, t') + \dots, \quad (17)$$

где b^2 и η подчиняются следующим соотношениям:

$$\frac{db^2}{dt'} = A_1(b^2) + \dots, \quad \frac{d\eta}{dt'} = c'(b^2) + B_1(b^2) + \dots,$$

причем $w_1(\Theta, t')$, $A_1(b^2)$ и $B_1(b^2)$ малы в меру малости правой части (12), а профиль волны в начальный момент запишется так:

$$w(x', t')|_{t'=0} = b_0^2 \varphi(\Theta), \quad b^2(t')|_{t'=0} = b_0^2.$$

Подставляя данные выражения в (12) в первом порядке малости по

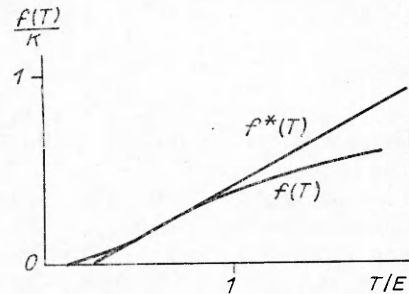


Рис. 1. Зависимость скорости химической реакции от температуры.

возмущению, получим

$$\frac{\partial w_1}{\partial t'} + \frac{b}{\sqrt{12}} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left\{ w_1 + \frac{b^2}{12} \frac{\partial^2 w_1}{\partial \Theta^2} + b^2 \varphi w_1 \right\} = f[\varphi], \quad (18)$$

$$f[\varphi] = \frac{\nu' b^2}{12} \frac{d^2 \varphi}{d\Theta^2} - \alpha_3' b^2 \varphi + \alpha_4' b^{2,5} \frac{\sqrt{c'}}{\sqrt{12}} \int_{\Theta}^{+\infty} \frac{d\varphi}{d\Theta'} \frac{d\Theta'}{\sqrt{\Theta' - \Theta}} +$$

$$+ W'(b^2 \varphi) - A_1(b^2) \left(\varphi + \frac{\Theta}{2} \frac{d\varphi}{d\Theta} \right) + B_1(b^2) \frac{b^3}{\sqrt{12}} \frac{d\varphi}{d\Theta}.$$

Введенные неизвестные функции $A_1(b^2)$ и $B_1(b^2)$ определяются из условия отсутствия в функции $w_1(\Theta, t')$ секулярных членов, растущих со временем. В данном случае это условие сводится к требованию ортогональности функций φ и $\frac{d\varphi}{d\Theta}$ к правой части (18), т. е. к выполнению условий [8—11]

$$\langle \varphi f[\varphi] \rangle = \left\langle \frac{d\varphi}{d\Theta} f[\varphi] \right\rangle = 0,$$

где введено обозначение $\langle G \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\Theta) d\Theta$. Отсюда следует

$$\frac{db^2}{dt'} = \frac{4}{3} \alpha_3' b^2 - \frac{4}{45} \nu' b^4 - \frac{1,28 \alpha_4'}{4 \sqrt{12}} b^{2,5} \sqrt{c'} + \langle W' \varphi \rangle, \quad (19)$$

$$\frac{d\eta}{dt'} = 1 + \frac{b^2}{3} - \frac{15 \sqrt{3}}{8 b^3} \left[\frac{1,02}{4 \sqrt{12}} \alpha_4' b^{2,5} \sqrt{c'} + \left\langle W' \frac{d\varphi}{d\Theta} \right\rangle \right].$$

Первое из соотношений (19) дает временную зависимость безразмерной амплитуды волны $b^2(t')$, второе выражение определяет безразмерную скорость волны $d\eta/dt'$ (см. (16)).

Рассмотрим случай, когда в пузырьках находится смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, для которой скорость реакции при давлениях порядка атмосферного дается следующей приближенной формулой, полученной из эксперимента [5]:

$$\frac{dc_{\text{H}_2}}{dt} = -1,8 \cdot 10^5 \cdot c_{\text{H}_2}^{2,5} e^{-\frac{3452}{T}}.$$

Концентрация c_{H_2} выражена в моль/м³, а T — в К. Данные по кинетике реакций горения при более высоких давлениях в справочной литературе отсутствуют, поэтому приходится пользоваться выписанной выше формулой, претендуя лишь на качественное описание опыта. В экспериментах [1—3] использовалась вода или водные растворы глицерина, газосодержание $\varphi_0 \approx 0,02$ при радиусе пузырьков $R_0 \approx 1,5$ мм. Используя

эти данные, несложно вычислить параметры (13) и получить после этого зависимость $\frac{db^2}{dt'}$ от b^2 из (19).

Как это видно из рис. 2, при малых значениях b^2 величина db^2/dt' отрицательна за счет наличия в правой части (12) диссипативных сла-

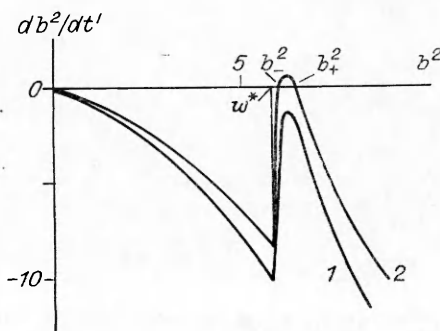


Рис. 2. Зависимость $\frac{db^2}{dt'}$ (b^2) для пузырьков газовой смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. 1 — в воде; 2 — в растворе воды и глицерина (50 %).

гаемых. С увеличением b^2 растет скорость диссипации энергии и db^2/dt' все уменьшается. Но если амплитуда b^2 достигает критического значения w^* , то волна уже может возбуждать в пузырьках воспламенение горючей смеси, что приводит к подкачке в волну энергии и соответственно к появлению пика на кривой $\frac{db^2}{dt'}(b^2)$. Но при достаточно больших b^2 скорость сгорания становится настолько высокой, что выгорает все горючее и при дальнейшем росте b^2 подкачка энергии в волну за счет химической реакции уже не увеличивается. Вместе с тем диссипация энергии при росте b^2 плавно увеличивается, поэтому при $b^2 \geq w^*$ значение $\frac{db^2}{dt'}$ снова начинает убывать с ростом b^2 . Из рис. 2 видно, что для пузырьков в воде пик зависимости $\frac{db^2}{dt'}(b^2)$ не выходит на положительные значения ни в одной точке графика. Поэтому в воде с пузырьками газовой смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ волна горения является затухающей ($\frac{db^2}{dt'} < 0$), что согласуется с данными эксперимента [1—3].

Невозможность возбуждения самоподдерживающейся волны горения объясняется тем, что в воде слишком велики потери энергии волны на тепловыделение из-за высокой ее теплопроводности и теплоемкости. В растворе 0,5 воды — 0,5 глицерина теплопроводность и теплоемкость заметно ниже, вследствие чего пик зависимости $\frac{db^2}{dt'}(b^2)$ выходит в положительную полуплоскость. Если начальное значение b_0^2 превышает критическую величину b_-^2 (см. рис. 2), то в растворе воды и глицерина начинает распространяться самоподдерживающаяся волна горения, что также согласуется с экспериментом [1—3]. Причем амплитуда волны b^2 со временем выходит на устойчивое стационарное значение $b_+^2 \approx 6,4$. Если $b^2 < b_-^2$, то волна не возбуждается, что соответствует «жесткому» режиму генерации волн. Именно поэтому для возбуждения подобной волны в эксперименте приходится задавать начальное условие в виде УВ с амплитудой, превышающей некоторое критическое значение Δp^* .

Таким образом, в химически активной газожидкостной среде может распространяться самоподдерживающаяся волна горения, которая является еще одним прекрасным примером самоорганизующейся нелинейной автоволны, возникающей в активной среде. Отметим, однако, что к настоящему времени не имеется достаточно достоверных экспериментальных данных по кинетике быстрых реакций горения. Кроме того, скачки давления и температуры в исследуемой волне немалы по сравнению с равновесными значениями p_0 и T_0 . В силу этих причин все полученные здесь результаты носят скорее качественный, чем количественный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И., Пинаев А. В. ПМТФ, 1986, 4, 133.
2. Пинаев А. В., Сычев А. И. ФГВ, 1986, 22, 3, 198.
3. Пинаев А. В., Сычев А. И. // Материалы VIII Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Детонация и ударные волны. — Черногоровка, 1986.
4. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. — Новосибирск: Наука, 1984.
5. Щетников Е. С. Физика горения газов. — М.: Наука, 1965.
6. Зельдович Я. В., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
7. Боголюбов П. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Физматгиз, 1963.
8. Мак-Лафлин Д., Скотт Э. // Солитоны в действии. — М.: Мир, 1981.
9. Давыдов А. С. Солитоны в молекулярных системах. — Киев: Наук. думка, 1984.
10. Красный Ю. П., Михо В. В. УФЖ, 1987, 32, 1, 59.
11. Красный Ю. П., Михо В. В. Изв. АН СССР. МЖГ, 1986, 4, 68.

Поступила в редакцию 28/V 1987,
после доработки — 23/V 1988