

7. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3, 86.
8. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1976, 230, 2, 344.
9. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1975, 4, 93.
10. С. Pao, M. Sichel, J. Nicholls. Comb. Sci. and Techn., 1972, 4, 5, 209.

МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Ю. А. Николаев, П. А. Фомин
(Новосибирск)

Одной из трудностей при расчетах параметров стационарной гетерогенной детонации является отсутствие обоснованного правила отбора скорости детонации. В [1] плоскость Чепмена — Жуге помещалась в место полного выгорания капель, в [2] — в место, где истекает период индукции. В [3] для определения профиля параметров в зоне реакции скорость детонации задавалась из экспериментальных данных, положение плоскости Чепмена — Жуге определялось по равенству скоростей газовой и конденсированной фаз, а тепловой эффект реакции подбирался из условия $M = 1$ в плоскости Чепмена — Жуге.

Параметры стационарной детонации можно получить, решая нестационарную задачу, однако этого не сделано из-за больших затрат машинного времени [4, 5].

Во всех упомянутых выше моделях использовались постоянные вдоль зоны реакции тепловой эффект реакции и молекулярная масса смеси. Реально вследствие процессов рекомбинации и диссоциации и изменения соотношения горючее — окислитель в газовой фазе молекулярные массы и тепловые эффекты в зоне реакции существенно переменные (например, для водородокислородной криогенной смеси молекулярная масса газа вдоль зоны реакции меняется на порядок). В предлагаемой работе параметры стационарной гетерогенной детонации рассчитываются с использованием приближенного уравнения химического равновесия [6, 7] и условия $M = 1$ в плоскости Чепмена — Жуге. Показано существенное влияние стенок трубы.

В дальнейшем будут использованы следующие обозначения: ρ , u , p , T , μ — плотность, скорость, давление, температура и молекулярная масса соответственно; u_0 — скорость детонации; I — полная удельная энтальпия; μ_{\min} , μ_{\max} — молекулярные массы в предельно диссоциированном и рекомбинированном состояниях соответственно; R — газовая постоянная; τ — касательное напряжение на стенке трубы; q — плотность теплового потока через стенки; λ — коэффициент сопротивления; γ — показатель замороженной адиабаты; E — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; x , y — координаты; μ_{O_2} , μ_{H_2} , μ_{N_2} , μ_C — молекулярные массы молекул кислорода, водорода, азота и атома углерода; M , Re , We — числа Маха, Рейнольдса и Вебера; $\rho_{ж}$, $\mu_{ж}$ — плотность и молекулярная масса жидкости; ν_1 , ν_2 — кинетические вязкости газа и жидкости; σ — поверхностное натяжение; C_D — коэффициент сопротивления капли натекающему потоку; m — масса капли. Индекс 0 относится к начальному состоянию, индекс k — к конденсированной фазе. Остальные обозначения — в тексте.

Модель стационарной гетерогенной детонации

Модель строится в следующих предположениях. Волна детонации одномерная, плоская, структура ее качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Объем капель много меньше объема газа, капли не влияют друг на друга, несжимаемы, удельная внутренняя энергия капель постоянна, расстояния, на которых существенно меняются

параметры течения, много больше размера капель, распыл капель перед фронтом детонации однородный, монодисперсный. Газовая фаза описывается уравнением состояния идеального газа. Химические реакции протекают только в газовой фазе; после периода индукции скорость реакций достаточно велика, чтобы течение газовой фазы считать химически квазиравновесным.

Стационарное течение гетерогенной смеси в этих предположениях в системе фронта волны описывается уравнениями

$$\frac{d}{dx}(\rho u + \rho_K u_K) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx}(p + \rho u^2 + \rho_K u_K^2) = \frac{4\tau}{D}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} \left[\rho u \left(I + \frac{u^2}{2} \right) + \rho_K u_K \left(I_K + \frac{u_K^2}{2} \right) \right] = \frac{4\tau u_0}{D} - \frac{4q}{D}, \quad (3)$$

$$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu}. \quad (4)$$

На фронте ударной волны и на скачке параметров, возникающем в момент окончания периода индукции (мгновенное установление химического равновесия), уравнениям (1)–(3) соответствуют алгебраические законы сохранения. Полную внутреннюю энергию будем отсчитывать от предельно диссоциированного состояния при температуре 0К (СО и N₂ считаются недиссоциирующими) [6, 7]. После истечения периода индукции для газовой фазы ее удельную энтальпию будем описывать по модели [6]

$$I = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT}{\mu} + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right), \quad (5)$$

а квазиравновесное состояние газовой смеси — уравнением [6, 7]

$$\frac{\rho}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu/\mu_{\min} - 1} \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) = K, \quad (6)$$

где E и K — постоянные.

Дифференциальные уравнения для μ_{\max} , μ_{\min} [7] в случае стационарного течения могут быть проинтегрированы. В частности, для системы водород (газ) — кислород с азотом (жидкости) получим

$$\begin{aligned} \mu_{\min} &= \frac{\rho u}{(u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) (2 - z_K) \frac{1}{\mu_{\text{ж}}} + 2u_0 \rho_0 \frac{1}{\mu_{\text{H}_2}}} \\ \text{при } \frac{2}{\mu_{\text{ж}}} (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) (1 - z_K) &\geq \frac{u_0 \rho_0}{\mu_{\text{H}_2}} \\ \mu_{\max} &= \frac{\rho u}{(u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{\mu_{\text{ж}}} + 0,5u_0 \rho_0 \frac{1}{\mu_{\text{H}_2}}} \\ \text{при } \frac{2}{\mu_{\text{ж}}} (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) (1 - z_K) &< \frac{u_0 \rho_0}{\mu_{\text{H}_2}} \\ \mu_{\max} &= \frac{\rho u}{(u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{z_{\text{ж}}}{\mu_{\text{ж}}} + u_0 \rho_0 \frac{1}{\mu_{\text{H}_2}}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где z_K — мольная доля азота в каплях; $\mu_{\text{ж}} = \mu_{\text{O}_2} (1 - z_K) + z_K \mu_{\text{N}_2}$. Для смеси $\text{C}_{n_1} \text{H}_{n_2}$ (жидкость) — кислород с азотом (газы) при условии отсутствия сажи (т. е. кислорода достаточно для окисления С до СО, что выполняется при $2u_0 \rho_0 (1 - z_0) / \mu_0 \geq n_1 (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) / \mu_{\text{ж}}$) имеем

$$\mu_{\min} = \frac{\rho u}{n_2 (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{\mu_{жк}} + u_0 \rho_0 (2 - z_0) \frac{1}{\mu_0}},$$

при $\frac{2}{\mu_0} u_0 \rho_0 (1 - z_0) \geq \frac{1}{\mu_{жк}} \left(\frac{n_2}{2} + 2n_1 \right) (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K)$

$$\mu_{\max} = \frac{\rho u}{n_2 (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{4\mu_{жк}} + u_0 \rho_0 \frac{1}{\mu_0}}, \quad (8)$$

при $\frac{n_2}{\mu_{жк}} (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) < \frac{2}{\mu_0} u_0 \rho_0 (1 - z_0) < \left(\frac{n_2}{2} + 2n_1 \right) (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{\mu_{жк}}$

$$\mu_{\max} = \frac{\rho u}{\left(\frac{n_2}{2} + n_1 \right) (u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{\mu_{жк}} + u_0 \rho_0 z_0 \frac{1}{\mu_0}},$$

где z_0 — мольная доля азота в газе перед фронтом волны; $\mu_0 = (1 - z_0) \times \times \mu_{O_2} + z_0 \mu_{N_2}$; $\mu_{жк} = \mu_C n_1 + \mu_{H_2} n_2 \frac{1}{2}$.

Для расчета скачка параметров в момент окончания периода индукции энтальпии каждого компонента непрореагировавшего газа брались равными сумме энергии $D_0(A_i)$ образования вещества A_i из атомов при нулевой температуре [8], энергии диссоциации CO в количестве, равном содержанию в этом компоненте атомов C, энергии диссоциации N_2 в количестве, равном половине содержания в компоненте атомов N, и термодинамической части энтальпии [9, 10]. Энтальпия жидкой фазы в любой момент времени представляется в виде разности такой же суммы энергий и теплоты испарения [11] (для использованного в наших расчетах диэтилциклогексана (ДЭЦГ) приближенно 38 кДж/моль). Как показано в [7], такое представление энтальпии совместно с (5) дает правильный тепловой эффект реакции. Величина $D_0(C_{10}H_{20})$ вычислялась по известной теплоте реакции [12].

Неидеальность продуктов реакции для водородокислородных смесей, находящихся при низких начальных температурах, незначительна [13]. При расчетах движения смеси до истечения периода индукции уравнение (6) заменялось на следующее:

$$\mu = \frac{\rho u}{(u_0 \rho_{K_0} - u_K \rho_K) \frac{1}{\mu_{жк}} + u_0 \rho_0 \frac{1}{\mu_0}}, \quad (9)$$

(7), (8) не использовались, в (3) вместо (5) бралась величина $\gamma_1/(\gamma_1 - 1) \times \times RT/\mu$, а энтальпии газа перед фронтом волны и жидкой фазы полагались равными термодинамическим частям с учетом теплоты испарения.

Расстояние l_i от переднего фронта, на котором истекает период индукции для газовой фазы, определяется условием

$$\int_0^{l_i} \frac{dy}{u t_{и}} = 1, \quad (10)$$

где $t_{и}$ — период индукции при постоянных параметрах. В качестве величины $t_{и}$ использовались следующие выражения: для углеводородокислородной смеси [12]

$$t_{и} = 10^{-10} \exp(40\,000/RT) \text{ с},$$

для водородокислородной смеси [14]

$t_{и} = 4,17 \cdot 10^{-11} [O_2]^{-1/2} [H_2]^{-1/2} \exp[18\,100/RT]$ моль · с/л, где $[O_2]$ и $[H_2]$ — объемные концентрации кислорода и водорода, или в наших переменных

$$t_{\text{и}} = 4,17 \cdot 10^{-11} \left(\frac{u_0 \rho_0}{u_{\text{и}} \mu_{\text{H}_2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_{\text{K}_0} u_0 - \rho_{\text{K}} u_{\text{K}}}{u \mu_{\text{O}_2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp [18400/RT] \frac{\text{моль} \cdot \text{с}}{\text{л}}.$$

Отметим, что из-за неоднородности по сечению температуры и концентрации такой расчет периода индукции является лишь оценкой по порядку величины. Трение и теплоотвод будем описывать выражениями [15]

$$\tau = \lambda/8 \cdot \rho(u_0 - u)^2,$$

до истечения периода индукции

$$q = \frac{\lambda}{8} \rho(u_0 - u) \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{R(T_0 - T)}{\mu},$$

после периода индукции

$$q = \frac{\lambda}{8} \rho(u_0 - u) \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} R \left(\frac{T}{\mu} - \frac{T_0}{\mu_{\text{max}}} \right) + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\text{max}}} \right) \right].$$

В последнем выражении, согласно [16], использована разность полных энтальпий.

Аналогично большинству количественных описаний деформации и дробления каплей натекающим потоком считаем, что капля с первоначальным диаметром d_0 замедляется (в системе фронта волны) и деформируется в эллипсоид вращения с малой b и большой a полуосями.

Деформация капли описывалась либо по [17]

$$\frac{dz}{dx} = \left(-\frac{3}{16} \frac{(u_{\text{K}} - u)^2}{b} \frac{\rho}{\rho_{\text{ж}}} + \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_{\text{ж}}} \frac{(u_{\text{K}} - u)^2}{b} z \right) \frac{1}{u_{\text{K}}^2}, \quad (11)$$

где [18]

$$C_D = \begin{cases} 27 \text{Re}^{-0,84} & \text{при } \text{Re} \leq 80, \\ 0,27 \text{Re}^{0,21} & \text{при } 80 < \text{Re} < 10^4, \\ 2 & \text{при } \text{Re} > 10^4, \end{cases} \quad (12)$$

либо по [19]

$$\frac{dz}{dx} = \left\{ -\frac{1}{1 + \frac{r^3}{2b^3}} \left[-\frac{3}{4} \frac{r^3}{b^4} z^2 u_{\text{K}}^2 + \frac{45}{64b} C_D \frac{\rho}{\rho_{\text{ж}}} (u_{\text{K}} - u)^2 + 15 \frac{v_2 z u_{\text{K}}}{b^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{15}{2} \frac{\sigma}{\rho_{\text{ж}} b^2} \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) \right] + \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_{\text{ж}}} (u_{\text{K}} - u)^2 \frac{z}{b} \right\} \frac{1}{u_{\text{K}}^2}, \quad (13)$$

где

$$C_D = \begin{cases} 0,88 + 1,5 \left(1 - \frac{b}{a} \right) & \text{при } M \geq 0,9, \text{ Re} > 80, \\ 0,44 + 0,75 \left(1 - \frac{b}{a} \right) & \text{при } M < 0,9, \text{ Re} > 80, \\ 27 \text{Re}^{-0,84} & \text{при } \text{Re} \leq 80. \end{cases}$$

В обоих случаях

$$z = \frac{db}{dx}, \quad r = (a^2 b)^{1/3}, \quad \text{Re} = \frac{2(u_{\text{K}} - u)r}{v_1}. \quad (14)$$

Движение капли описывалось уравнением

$$\frac{du_{\text{K}}}{dx} = -\frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_{\text{ж}}} \frac{(u_{\text{K}} - u)^2}{u_{\text{K}} b}, \quad (15)$$

где C_D вычислялось по (12), (13).

При $We = \rho(u_k - u)^2 r / \sigma > 10$ изменение массы капли описывалось по модели срыва пограничного слоя [20]

$$\frac{dm}{dx} = -2\pi (3\pi)^{\frac{1}{2}} \rho_{ж} \left(\frac{\rho}{\rho_{ж}}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\frac{1}{6}} v_2^{\frac{1}{2}} (u_k - u)^{\frac{1}{2}} a^{\frac{3}{2}} \frac{1}{mu_k}, \quad (16)$$

в противном случае срыв пограничного слоя заменялся испарением [18]

$$\frac{dm}{dx} = - (4\pi)^{\frac{2}{3}} 3^{\frac{1}{3}} \frac{1}{8} \rho_{ж}^{\frac{2}{3}} m^{\frac{1}{3}} K_v (1 + 0,27 Re^{0,5}) \frac{1}{u_k}, \quad (17)$$

где K_v — константа испарения.

Расчеты велись как без учета деформации и дробления капель на части, так и с учетом деформации и однократного или многократных дроблений на 8 либо на 125 [3] сферических частей одинакового размера. Считалось, что дробиться могут капли диаметром больше 15 мкм [21] при достижении стадии критической деформации ($a/r = 3$ [22]).

Уравнение, описывающее изменение числа капель, имеет вид

$$\frac{\rho_k u_k}{m} = \frac{\rho_0 u_0}{m_0} N^n, \quad (18)$$

где n — число дроблений, а N — количество вторичных капель, образующихся при дроблении одной капли. $N = 1$ соответствует отсутствию деформации капель и дробления их на части.

Система дифференциальных уравнений (1)–(3), (14)–(17) и (11) или (13) совместно с соотношениями (4), (6), (9) решалась «пристрелкой» по u_0 методом Рунге — Кутты с целью максимального приближения к режиму Чепмена — Жуге ($M = 1$). Считалось достаточным достижение для перескаковой детонации числа Маха, равного 0,99 (в отличие от газовой детонации при гетерогенной детонации различные параметры при достижении $M = 0,99$ и 0,95 незначительно).

Интеграл (10) вычислялся по методу прямоугольников. Число Маха потока после истечения периода индукции, согласно [6], определялось выражением

$$M = u \left[\gamma \frac{p}{\rho} \frac{1 + \frac{2\gamma - 1}{\gamma} \Lambda \frac{E}{RT} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \Lambda \left(\frac{E}{RT}\right)^2}{1 + \Lambda \frac{E}{RT} + (\gamma - 1) \Lambda \left(\frac{E}{RT}\right)^2} \right]^{-0,5},$$

где $\Lambda = \frac{(\mu_{\max} - \mu)(\mu - \mu_{\min})}{2\mu\mu_{\max} - \mu_{\min}(\mu + \mu_{\min})}$.

Результаты расчетов

Характерные результаты расчетов приведены на рис. 1–8. В расчетах полагалось $p_0 = 1$ атм, $\gamma_1 = 1,4$, $v_1/v_2 = 11,9$, $v_2 = 1,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $D = 4,2 \cdot 10^{-2}$ м, $\lambda = 10^{-2}$, $K_v = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 2,7 \cdot 10^{-2}$ Н/м. Для смесей ДЭЦГ (капли) — O₂ (газ) — N₂ (газ) принято $T_0 = 293$ К, $\rho_{ж} = 0,78 \cdot 10^3$ кг/м³, $K = 15 \cdot 10^3$ кмоль/м³, $\gamma = 1,23$, $n_1 = 10$, $n_2 = 20$, $E = 459,2$ кДж/моль, а для смесей O₂ (жидкость) — N₂ (жидкость) — H₂ (газ) — $T_0 = 80$ К, $\lambda = 0$, $K = 6,46 \cdot 10^3$ кмоль/м³, $E = 481,6$ кДж/моль. Соотношение между горючими и окислителями перед фронтом волны для смеси ДЭЦГ — O₂ описывалось величиной $\alpha_0 = \rho_{к_0}/\rho_{г_0}$, где $\rho_{к_0} = \rho_0/\mu_0 \cdot (1 - z_0)\mu_{O_2}$, 0,292 — объемная плотность горючего, соответствующая стехиометрическому соотношению. Деформация капель в расчетах, соответствующих рис. 1–6, описывалась моделью (11), а рис. 7, 8 — (13). Использование (13) дает значение L (расстояние от фронта до плоскости Чепмена — Жуге) приблизительно на одну треть меньше, чем (11).

Расчеты показали решающее влияние стенок трубы на параметры

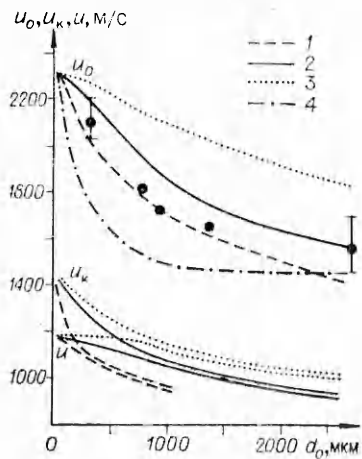


Рис. 1. Зависимость скорости детонации и скоростей газа и капель в плоскости Чепмена — Жуге для смеси ДЭЦГ — O_2 от начального размера капель при $z_0 = 0, \alpha_0 = 0,9$.
 1 — $N=1$; 2 — $N=8$; 3 — $N=125$; 4 — расчет по [2]; точки — экспериментальные данные [24, 25]. Т. Н. Риеге из [2, 26].

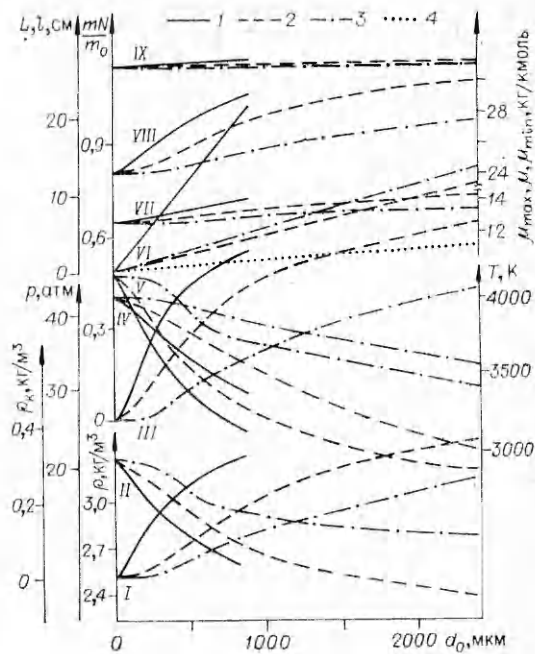


Рис. 2. Зависимости параметров детонации в плоскости Чепмена — Жуге для смеси ДЭЦГ — O_2 от d_0 при $z_0 = 0, \alpha_0 = 0,9$.
 1 — $N=1$; 2 — $N=8$; 3 — $N=125$; 4 — l (расстояние от фронта до первого дробления капель).
 I — ρ_k ; II — ρ ; III — mN/m_0 ; IV — T ; V — p ; VI — L ; VII — μ_{min} ; VIII — μ ; IX — μ_{max} .

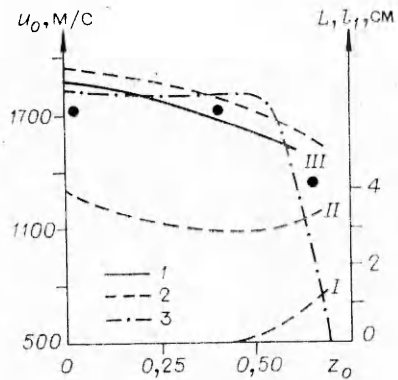


Рис. 3. Зависимость параметров детонации в плоскости Чепмена — Жуге для смеси ДЭЦГ — O_2 — N_2 от мольной доли азота в газе перед фронтом волны при $d_0 = 750$ мкм, $\alpha_0 = 0,9$.
 I — l ; II — L ; III — u_0 . 1 — $N=1$; 2 — $N=8$; 3 — экспериментальные данные по скорости детонации [25], точки — экспериментальные данные Т. Н. Риеге из [2, 26].

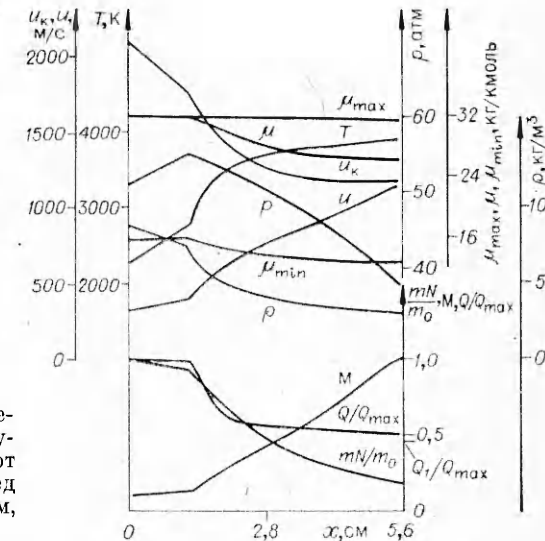


Рис. 4. Распределение параметров детонации в зоне реакции для смеси ДЭЦГ — O_2 при $z_0 = 0, d_0 = 880$ мкм, $\alpha_0 = 0,9, N = 125$.

гетерогенной детонации в смесях ДЭЦГ — O_2 — N_2 . При $\lambda/D \rightarrow 0$ степень недогорания также стремится к нулю, а параметры гетерогенной детонации — к значениям, рассчитанным в предположении полного выгорания капель (псевдогазовая детонация). В то же время при вариации $\lambda = 0,005 \div 0,02$ скорость детонации изменяется всего на 1%.

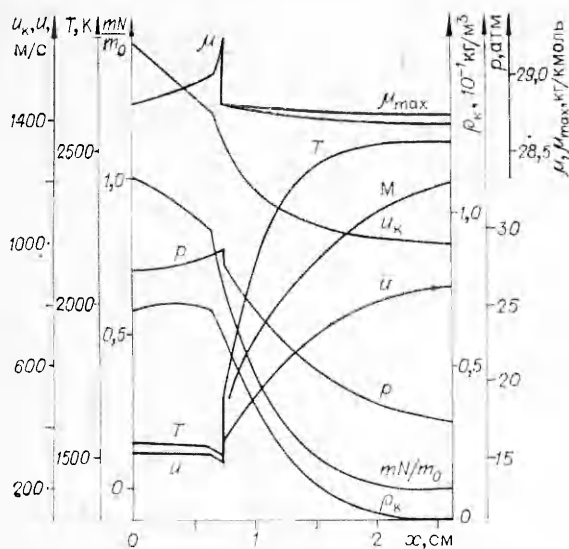


Рис. 5. Распределение параметров детонации в зоне реакции для смеси ДЭЦГ — O_2 — N_2 при $z_0 = 0,8$, $d_0 = 580$ мкм, $\alpha_0 = 0,9$, $N = 125$.

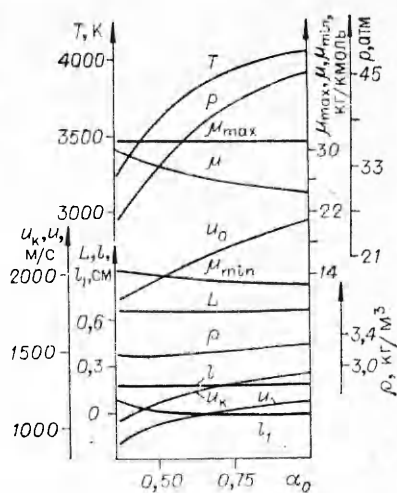


Рис. 6. Зависимость параметров детонации в плоскости Чепмена — Жуге для смеси ДЭЦГ — O_2 от соотношения между горючим и окислителем перед фронтом волны при $z_0 = 0$, $d_0 = 100$ мкм, $N = 125$.

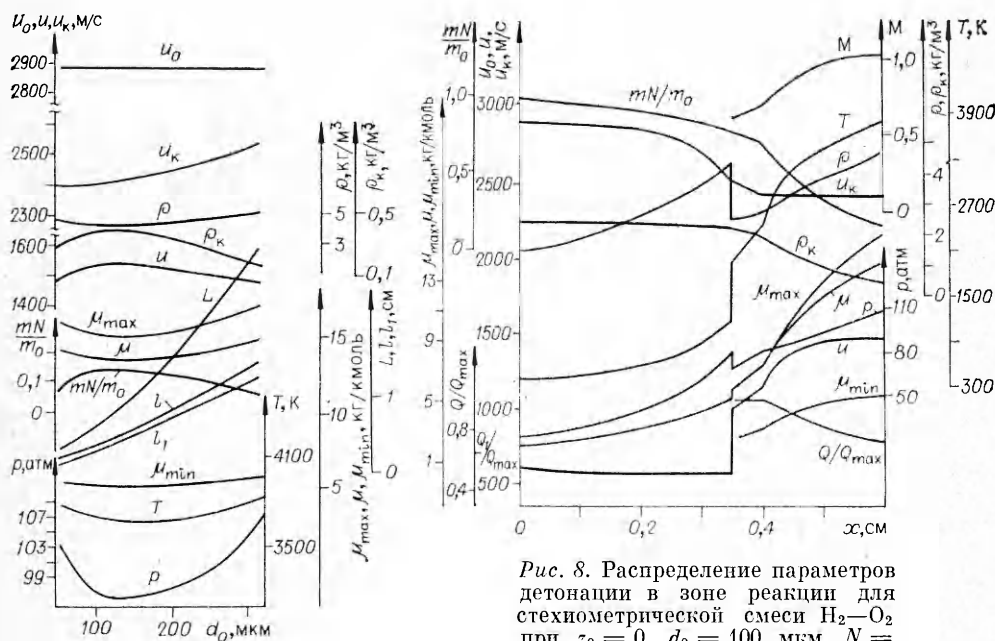


Рис. 7. Зависимость параметров детонации в плоскости Чепмена — Жуге для стехиометрической смеси H_2 — O_2 от начального размера капель при $z_0 = 0$, $N = 125$.

Для водородокислородной смеси введение потерь в стенки трубы несущественно (порядка 1% по скорости детонации). Изломы кривых на рис. 4, 5, 8 связаны с дроблениями (мгновенными) капель на части. Скачок параметров по окончании периода индукции (см. рис. 5, 8) связан с предположением о мгновенном установлении химического равновесия.

В [6] получена оценка характерного времени восстановления химического равновесия: $t_p = 10^{-4} p^{-2}$ атм² · с. В наших расчетах давление в зоне реакции составляет десятки атмосфер, вследствие чего заведомо

$t_p < 1$ мкс. Это время соответствует перемещению газа на ~ 1 мм, что много меньше расстояния от места окончания периода индукции газовой фазы до поверхности Чепмена — Жуге. Следовательно, предположение о химической квазиравновесности течения газовой фазы по окончании периода индукции оправданно.

При $d_0 < 50$ мкм результаты расчетов по предложенной модели хорошо (лучше 1% по скорости детонации) соответствуют точному термодинамическому расчету параметров псевдогазовой детонации [23].

Расчетные параметры гетерогенной детонации для смеси ДЭЦГ — O_2 с многократным дроблением ($N = 125$) для широкого диапазона начальных размеров капель (до 2600 мкм) очень слабо (меньше 1% по скорости детонации) отличаются от соответствующих значений для псевдогазовой детонации. Из рис. 1 и 3 следует, что лучшее совпадение с экспериментом дает расчет без дробления для капель с $d_0 < 1500$ мкм и расчет с однократным дроблением на 8 частей более крупных капель.

В водородокислородных смесях скорость детонации слабо зависит от степени недогорания (см. рис. 7). Это связано с увеличением теплового эффекта реакции (демпфирующее действие сдвига химического равновесия [6]), уменьшением молекулярной массы газа и повышением скорости звука при недопоступлении кислорода в газовую фазу.

Из рис. 3, 6 видно, что при не очень сильном отклонении от стехиометрического состава и не очень сильном разбавлении период индукции в смесях ДЭЦГ — O_2 — N_2 пренебрежимо мал, что свидетельствует о неприменимости модели [2]. Протяженность зоны индукции на рис. 2, 4 из-за малости не указана. Даже значительные погрешности в вычислениях периода индукции качественно не меняют картину. Для смесей H_2 — O_2 зона индукции занимает значительную часть зоны реакции (см. рис. 7, 8), и поэтому результаты для этих смесей носят лишь качественный характер.

Как следует из рис. 1, 8, предположение [3] о равенстве скоростей газовой и конденсированной фаз в плоскости Чепмена — Жуге не выполняется для смесей H_2 — O_2 , а для смеси ДЭЦГ — O_2 выполняется лишь для относительно крупных капель. Степень непостоянства молекулярной массы газа и теплового эффекта видна из рис. 2, 4—8.

Величина теплового эффекта реакции Q на единицу массы конденсированной фазы, приведенного в 0 К (разность химических потенциальных энергий), рассчитывалась по формулам: для смеси ДЭЦГ — O_2

$$Q = \frac{[D_0(C_{10}H_{20}) - 10D_0(CO)](u_0\rho_{K_0} - u_K\rho_K)}{10\mu_C + 10\mu_{H_2}} - \frac{\rho_{K_0}u_0}{\rho_{K_0}u_0} \rightarrow$$

$$\frac{-D_0(O_2)\frac{u_0\rho_0}{\mu_{O_2}} - E\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{min}}\right)\rho u}{-\rho_K u_K}$$

для смеси H_2 — O_2

$$Q = \frac{-D_0(O_2)\frac{u_0\rho_{K_0} - u_K\rho_K}{\mu_{O_2}} - D_0(H_2)\frac{u_0\rho_0}{\mu_{H_2}} - E\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{min}}\right)\rho u}{\rho_0 u_0 - \rho_K u_K}$$

Величина Q_{max} на рис. 4, 8 соответствует тепловому эффекту реакции, рассчитанному без учета диссоциации, Q_1 — тепловому эффекту в плоскости Чепмена — Жуге для псевдогазовой детонации.

Выводы

1. Построена модель стационарной гетерогенной детонации в газочапельной среде с учетом химического равновесия и потерь в стенке трубы. Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с известными экспериментальными данными.

2. Показано решающее влияние потерь в стенке трубы на параметры детонации в углеводородокислородных смесях. При уменьшении потерь степень недогорания капелек стремится к нулю.

3. Показано, что хорошее соответствие с экспериментальными данными (смесь ДЭЦГ — O_2) дают условия отсутствия дробления капелек на части или условия однократного дробления крупных капелек на небольшое число частей.

4. Показано значительное влияние непостоянства теплового эффекта и молекулярной массы газа в зоне реакции.

5. Показано, что в не сильно разбавленных азотом углеводородокислородных смесях с составом, не сильно отличающимся от стехиометрического, протяженность зоны индукции много меньше расстояния до поверхности Чепмена — Жуге.

6. Показана существенная скоростная неравновесность фаз в плоскости Чепмена — Жуге в водородокислородных смесях и для мелких капелек в углеводородокислородных смесях.

Поступила в редакцию 27/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
2. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. ФГВ, 1978, 14, 1.
3. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
4. С. А. Ждан.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
5. Ш. Эйдельман, А. Буркат. РТК, 1980, 18, 9.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
7. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1983, 19, 6.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко. Т. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
9. М. П. Вукалович, В. А. Кириллин и др. Термодинамические свойства газов. М.: Машгиз, 1953.
10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
11. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Киригина. М.: Атомиздат, 1976.
12. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Физматгиз, 1966.
13. Н. С. Астапов, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1984, 20, 1.
14. D. R. White. XI Symp. (Intern.) on Combustion. Berkley, 1966.
15. Н. П. Гинзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
16. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: ИЛ, 1962.
17. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
18. С. Ламбарайс, Л. Комбе.— В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: Мир, 1966.
19. В. В. Митрофанов.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 39. Новосибирск, 1979.
20. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 2.
21. W. R. Lane. Ind. Eng. chem., 1951, 43, 6.
22. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA Paper, 1968, № 83.
23. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11.
24. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. XII Symp. (Intern.) on Combustion Pittsburgh, 1969.
25. T. H. Pierce, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1972, 17, 4, 5.
26. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1977.

О ДЕТОНАЦИИ В КРИОГЕННОЙ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Д. В. Воронин
(Новосибирск)

Закономерности распространения детонации в гетерогенных (газ — капле) системах в последнее время интенсивно изучаются. Так, в работах [1—3] численно исследована структура стационарной детонационной волны (ДВ) в предположении о постоянстве энерговыделения в зоне реакции на единицу массы горючего. Для определения скорости детонации