

Ю. В. ТУНИК

**САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИЙСЯ РЕЖИМ
ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА
В ИНЕРТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ**

В экспериментах [1, 2] по изучению горения водорода с кислородом в трубах, заполненных стальной дробью, отмечено существование околозвукового режима горения без головного инициирующего скачка давления p . На осциллограммах давления, снимаемых датчиками, установленными в различных точках, наблюдался плавный рост p до некоторого максимального значения, а затем в зоне тепловыделения, регистрируемой по свечению газа, давление падало. Величина максимума и профиль p не менялись по длине трубы. В данной работе предлагается простая математическая модель описанного стационарного режима горения.

Важным фактором в условиях эксперимента, очевидно, является загроможденность пространства, которая не позволяет подогреваемому в результате химических реакций газу свободно расширяться, что при достаточно высокой скорости тепловыделения приводит к образованию области повышенного давления, которое обеспечивает продавливание газа через неподвижный твердофазный скелет. Возмущения, порождаемые в газе тепловыделением, распространяются с различными скоростями от равновесной скорости звука в рассматриваемой двухфазной среде a_e до замороженной в чистом газе a_0 ($a_e < a_0$). Если скорость распространения фронта горения меньше a_0 , головная ударная волна, свойственная детонационному горению газа, не формируется. Молекулярная теплопроводность, очевидно, не может обеспечить околозвуковую скорость горения. Можно предположить, что механизм распространения пламени в данном случае связан с конвекцией, а точнее, с выбросом вперед нерегулярных горячих струй, образующихся при выдавливании газа из области повышенного давления. Эти выбросы служат активными центрами, инициирующими горение свежих порций газа. Средняя температура газа T_s в момент воспламенения может незначительно отличаться от температуры невозмущенной среды T_0 .

Выбрасываемые вперед струи хаотически взаимодействуют друг с другом так, что в отличие от газозвеси с малым объемным содержанием твердой фазы в пористых средах и засыпках межфазное взаимодействие сводится в основном к турбулизации потока. Осредненное движение газа при этом описывается уравнениями Рейнольдса. Если турбулентные напряжения представить через производные осредненной скорости по аналогии с истинными напряжениями в вязком газе, то в системе координат, связанной с фронтом воспламенения, уравнения одномерного стационарного движения газа в пористой среде принимают вид

$$\begin{aligned} \rho u &= \rho_0 D = m, \\ m u' &= -p' + \mu u'' - f, \\ m \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right)' &= -S + \mu (u u')' - m \beta' Q - f D, \\ m \beta' &= -\beta^{1+n} \rho \phi \tau^{-1}, \quad p = \rho R T. \end{aligned}$$

Здесь p , ρ , u , T — давление, плотность, скорость и температура газа; γ — показатель адиабаты газа; R — газовая постоянная; τ — характерное время горения газа; ϕ — некоторая задаваемая функция температуры T ; μ — аналог коэффициента турбулентной вязкости; β — массовая

доля горючего компонента; S — величина межфазного теплообмена, обусловленная разностью температур; f — сила межфазного трения, возникающая из-за разности скоростей фаз в регулярных потоках; D — скорость, с которой в используемой системе координат твердофазный скелет набегаёт на фронт воспламенения. Эту же скорость имеет газ на бесконечности как перед ($x = -\infty$), так и за областью тепловыделения ($x = +\infty$). Штрих обозначает дифференцирование по пространственной координате x , индекс 0 относится к параметрам невозмущенной среды.

Для твердой фазы

$$\begin{aligned}\rho_s D &= m_s = \text{const}, \\ u_s &= D, \quad \rho_s c_s D T'_s = S, \\ f &= \rho_s (u - D) \tau_u^{-1}, \quad S = \rho_s c_s (T - T_s) \tau_\lambda^{-1}\end{aligned}$$

(τ_u и τ_λ — известные функции параметров двухфазной среды). Задача сводится к отысканию непрерывного решения выписанной системы дифференциальных уравнений с граничными условиями:

$$\begin{aligned}x = -\infty: \beta &= 1, \quad u = D, \quad \rho = \rho_0, \quad p = p_0, \quad u' = 0, \quad T_s = T = T_0; \\ x = +\infty: \beta &= 0, \quad u = D, \quad \rho' = 0, \quad p' = 0, \quad u' = 0, \quad T_s = T.\end{aligned}$$

Следует отметить, что искомые непрерывные функции имеют разрыв производных в точке $x = 0$, где происходит воспламенение газа, так как при $x < 0$ $\beta' = 0$, а при $x \geq 0$ β' имеет конечное значение. Фронт воспламенения рассматривается как точка разрыва производных газодинамических функций.

Приемлемость предложенной модели можно проверить, исследуя частные решения задачи. Уравнения существенно упрощаются, если пренебречь характерной для регулярного потока составляющей силы межфазного взаимодействия по сравнению с силой, обусловленной турбулентными напряжениями, и считать среду однотемпературной:

$$\begin{aligned}\rho u &= m - \rho_0 D, \\ m u' &= -p' + \mu u'', \\ m \left(\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right)' &= \mu (u u')' - m \beta' Q, \\ \kappa &= 1 + \frac{\gamma - 1}{1 + \gamma \varepsilon^{-1}}, \quad \varepsilon = \frac{m c_p}{m_s c_s}, \quad c_p = \frac{R \gamma}{\gamma - 1}.\end{aligned}\tag{1}$$

Интегрируя эти уравнения от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом граничных условий, можно получить связь между начальными ($x = -\infty$) и конечными ($x = +\infty$) значениями параметров:

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \rho_0, \quad \bar{p} - p_0 = \mu [u'_-(0) - u'_+(0)], \\ \frac{\bar{T} - T_0}{T_0} &= \frac{M_0^2 u u_i (\kappa - 1)}{m D^2} [u'_-(0) - u'_+(0)] + \frac{\kappa - 1}{\kappa} q_0, \\ M_0^2 &= D^2 / \kappa R T_0, \quad q_0 = Q / R T_0,\end{aligned}$$

индекс i относится к параметрам в точке инициирования $x = 0$, $u'_-(0)$ и $u'_+(0)$ — производные скорости соответственно слева и справа в точке $x = 0$. Учитывая, что $\bar{p} = \bar{\rho} R \bar{T} = \rho_0 R \bar{T}$, для давления и температуры в конечном состоянии получаем

$$\frac{\bar{p} - p_0}{p_0} = \frac{\bar{T} - T_0}{T_0} = \frac{q_0 (\kappa - 1)}{1 + (1 - u_i/D) (\kappa - 1)}.$$

Таким образом, по известному отношению u_i/D определяются конечные значения всех параметров. В частности, значение конечного чис-

ла Маха

$$\bar{M}^{-2} = M_0^{-2} \frac{\bar{T}}{T_0} = 1 + \frac{q_0 (\kappa - 1)}{1 + (1 - u_i/D)(\kappa - 1)} M_0^{-2}. \quad (2)$$

В области $x < 0$, где $\beta' = 0$, уравнения (1) могут быть проинтегрированы:

$$\begin{aligned} \rho u = m, \quad \frac{\rho u}{\kappa - 1} &= \frac{m u^2}{2} - (mD + p_0)u + \frac{\kappa}{\kappa - 1} p_0 D + \frac{m D^2}{2}, \\ \mu u u' &= (u - D)(u - u_2) \frac{\kappa + 1}{2} m, \\ u_2 &= \frac{2}{\kappa + 1} D \left(M_0^{-2} + \frac{\kappa - 1}{2} \right). \end{aligned}$$

Из второго уравнения несложно установить соотношение между u_i/D и температурой воспламенения при заданном значении M_0 скорости распространения фронта горения

$$\frac{T_i - T_0}{(\kappa - 1) T_0} = (1 - u_i/D) + \frac{\kappa M_0^2}{2} \left(1 - \frac{u_i}{D} \right)^2.$$

Условие $T_i > T_0$ выполняется, если $u_i/D < 1$ или $u_i/D > 1 + 2/\kappa M_0^2$. Из уравнения для u' видно, что $u_2 > D$ при $M_0^2 < 1$ и $u' < 0$ в диапазоне $D < u < u_2$. Следовательно, непрерывное решение в области $x < 0$ не позволяет получить величину $u_i/D > 1$. При $M_0^2 > 1$ $u_2 < D$, скорость газа уменьшается, если $u_2 < u < D$. Таким образом, воспламенение газа возможно лишь в случае, когда $u_i/D < 1$ и скорость распространения фронта пламени D больше скорости звука, вычисленной по κ , но меньше замороженной скорости звука, т. е. скорости его распространения в чистом газе, так как $\kappa < \gamma$. Минимальное значение $u_i/D = u_2/D = \frac{2}{\kappa + 1} \left(M_0^{-2} + \frac{\kappa - 1}{2} \right)$. Отсюда наибольшее значение величины $\Theta_i = (T_i - T_0)/T_0$, получающееся при $M_0^2 = \gamma/\kappa$:

$$\Theta_i \leq \frac{2(\kappa - 1)(\gamma - \kappa)}{(\kappa + 1)^2} \frac{\gamma + 1}{\gamma} \approx \frac{\gamma^2 - 1}{2\gamma} \varepsilon,$$

где параметр массового содержания газовой фазы ε для пористых сред много меньше единицы ($\varepsilon \ll 1$). В то же время отношение $\Theta_i/(\kappa - 1)$ может иметь порядок единицы по ε , так как $\kappa - 1 \approx \frac{\gamma - 1}{\gamma} \varepsilon$.

Кроме того, поскольку $1 - u_i/D > 0$, то $\bar{T} > T_0$ и $\bar{p} > p_0$, а $u'_+(0) < u'_-(0) < 0$. Если $\Theta_i/(\kappa - 1) \ll 1$, то $1 - u_i/D \approx \Theta_i/(\kappa - 1)$, следовательно, при $q_0 \varepsilon \ll 1$

$$\frac{\bar{p} - p_0}{p_0} = \frac{\bar{T} - T_0}{T_0} \approx \frac{q_0 (\kappa - 1)}{1 + \Theta_i} = \frac{q_0 (\gamma - 1) \varepsilon}{\gamma (1 + \Theta_i)} \ll 1,$$

т. е. относительное изменение параметров при сгорании легко воспламеняющегося газа в пористой среде мало.

Для скорости u в области $x < 0$ после интегрирования получается неявная формула

$$\left(\frac{u - u_2}{u_i - u_2} \right)^{\frac{u_2}{D - u_2}} \left(\frac{D - u_i}{D - u} \right)^{\frac{D}{D - u_2}} = \exp \left(- \frac{m (\kappa + 1)}{2\mu} x \right).$$

Определение производной $u'_+(0)$ позволяет вычислить скорость распространения фронта пламени из соотношения

$$\frac{\mu (u'_-(0) - u'_+(0))}{p_0} = \frac{q_0 (\kappa - 1)}{1 + (1 - u_i/D)(\kappa - 1)}.$$

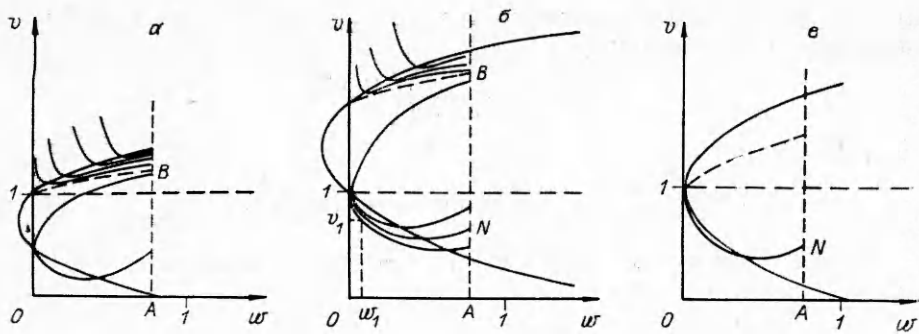


Рис. 1.

В области $x > 0$ уравнения (1) представляются в виде

$$\frac{pv}{mD(\kappa-1)} = \frac{v^2}{2} - \left(1 + \frac{\bar{M}^{-2}}{\kappa}\right)v + \left(\frac{\bar{M}^{-2}}{\kappa-1} + \frac{1}{2}\right) - \beta \frac{q}{M_0^2},$$

$$\frac{dv}{d\beta} = -\frac{(\kappa+1)}{2} \frac{m\tau D}{\mu\beta^{1+n}\varphi} \left[\left(v - \frac{\bar{M}^{-2} + \kappa}{1 + \kappa}\right)^2 - \left(\frac{\bar{M}^{-2} - 1}{1 + \kappa}\right)^2 - A\beta \right],$$

$$\beta = -\frac{\beta^{1+n}\varphi}{vD\tau}, \quad \rho u = m, \quad v = \frac{u}{D}, \quad q = \frac{\bar{v}_0}{\kappa}, \quad A = \frac{2(\kappa-1)}{(\kappa+1)} \frac{q}{M_0^2}.$$

Числитель производной $dv/d\beta$ равен нулю, если

$$\omega = \frac{2(\kappa-1)q\beta}{(\kappa+1)M_0^2} = \left[\left(v - \frac{\bar{M}^{-2} + \kappa}{\kappa+1}\right)^2 - \left(\frac{\bar{M}^{-2} - 1}{\kappa+1}\right)^2 \right].$$

Эта зависимость в плоскости (ω, v) имеет вид параболы. На рис. 1 представлены возможные положения этой линии возврата для различных случаев: $\bar{M} > 1$ (а), $\bar{M} < 1$ (б), $\bar{M} = 1$ (е). Точки пересечения параболы с осью ординат $\beta = 0$ имеют координаты $v = 1$ и $v = \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \left(1 + \frac{2}{\kappa+1} \bar{M}^{-2}\right)$.

Во внутренней области параболы интегральные кривые имеют положительный наклон, а во внешней — отрицательный. Поскольку $u_+(0) < 0$, то точка N , соответствующая состоянию в точке $x = 0$, должна находиться на отрезке прямой $\beta = 1$ ($\omega = \frac{2(\kappa-1)}{\kappa+1} qM_0^{-2}$), заключенном между нижней ветвью параболы и прямой $v = 1$. Конечному состоянию соответствует особая точка $\omega = 0$, $v = 1$. Наиболее простой анализ поведения решения в окрестности этой точки получается при $n = 0$.

Производная $dv/d\omega$ в окрестности особой конечной точки $(0, 1)$ может быть представлена в виде

$$\frac{dv}{d\omega} = \frac{dv}{Ad\beta} = -\frac{L(1-v) - \omega}{B\omega},$$

$$B^{-1} = \frac{(\kappa+1)}{2} \frac{m\tau D}{\mu\varphi}, \quad L = \frac{2}{\kappa+1} (\bar{M}^{-2} - 1).$$

В случае $\bar{M} > 1$ конечная точка представляет собой особую точку типа «седло». Единственная интегральная кривая, попадающая в нее, в качестве начальной точки имеет точку B , в которой $v_B = v_i > 1$. Следовательно, это решение не может быть реализовано в рамках рассматриваемой модели.

В случае $\bar{M} < 1$ точка $(0, 1)$ — узловая особая точка. Если отношение $\mu\varphi/\tau$ считать постоянной величиной, то в окрестности этой точки

интегральная кривая, проходящая через точку (ω_1, v_1) при $L \neq B$ представляется соотношением

$$1 - v = \left(1 - v_1 - \frac{\omega_1}{L - B}\right) \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^{L/B} + \frac{\omega}{L - B},$$

а при $L = B$

$$1 - v = \frac{\omega}{\omega_1} \left(1 - v_1 - \frac{\omega_1}{B} \ln \frac{\omega}{\omega_1}\right).$$

Производные скорости и температуры по пространственной переменной x имеют вид

$$v' = \frac{dv}{d\beta} \beta' = A \frac{dv}{d\omega} \beta',$$

$$T' = \frac{D}{Rm} (pv)' = - \frac{D}{Rm} \left[\left(1 - v + \frac{\bar{M}^{-2}}{\kappa}\right) \frac{dv}{d\beta} + \frac{q}{M_0^2} \right] \beta'.$$

Вторые производные:

$$v'' = \frac{\Phi}{v\tau D} \left[\left(\frac{\beta}{v} \frac{dv}{d\beta} - 1\right) \frac{dv}{d\beta} - \frac{d^2v}{d\beta^2} \beta \right] \beta',$$

$$T'' = \frac{D}{Rm} \frac{\Phi}{v\tau D} \beta' \left[\left(\frac{dv}{d\beta} \left(1 - v + \frac{\bar{M}^{-2}}{\kappa}\right) + \frac{q}{M_0^2}\right) \left(1 - \frac{\beta}{v} \frac{dv}{d\beta}\right) + \left(\left(1 - v + \frac{\bar{M}^{-2}}{\kappa}\right) \frac{d^2v}{d\beta^2} - \left(\frac{dv}{d\beta}\right)^2\right) \beta \right].$$

В точке, где $dv/d\beta = A$, $dv/d\omega = 0$, $v' = 0$, $T' > 0$, $v'' > 0$, $T'' < 0$, так как $\beta' < 0$, $d^2v/d\beta^2 > 0$. При $\beta \rightarrow 0$ ($\omega \rightarrow 0$) и $v \rightarrow 1$ ($v < 1$):

$$\frac{dv}{d\beta} \rightarrow -\infty, \text{ если } L \leq B, \text{ т. е. } \kappa(1 - \bar{M}^2) \leq \eta = \frac{\mu\Phi}{\tau p},$$

$$\frac{dv}{d\beta} \rightarrow -(L - B)^{-1}, \text{ если } L > B. \quad \frac{\beta}{v} \frac{dv}{d\beta} = \frac{\omega}{v} \frac{dv}{d\omega} \rightarrow 0.$$

Следовательно, в окрестности конечной особой точки $(0, 1)$ $v'' < 0$, т. е. профиль скорости в физическом пространстве имеет минимум и точку перегиба. Температура в этой области убывает ($T' < 0$, $T' \rightarrow 0$), если $\eta/\kappa > (1 - \bar{M}^2) - (\kappa - 1)/\kappa$, при этом $T'' > 0$ и $T'' \rightarrow 0$. Соответствующее распределение скорости, плотности, температуры и давления представлено на рис. 2 (кривые 1-4). В случае $\eta/\kappa < (1 - \bar{M}^2) - (\kappa - 1)/\kappa$ температура монотонно возрастает, приближаясь к максимальному значению T , давление имеет максимум при $\eta/\kappa > (1 - \bar{M}^2) - (\kappa - 1)$ (рис. 3).

Условие $M < 1$ не исключает решений, в которых скорость в конце структуры ($x = +\infty$) превосходит скорость звука в полностью равновесной среде: $a_c^2 = \kappa p / (\rho + \rho_s)$, так как M вычисляется по скорости звука в одностепенной среде: $a^2 = \kappa p / \rho > a_c^2$. Соответствующие волны горения устойчивы к низкочастотным слабо затухающим [3] возмущениям, скорость распространения которых близка к a_e .

Наибольший интерес представляет случай $M = 1$, он имеет наиболее широкий диапазон устойчивости. Если учесть, что высокочастотные возмущения быстро затухают [3], то режим $M = 1$ можно считать самодерживающимся. Конечному состоянию соответствует точка со сложной особенностью седло-узел. При $n = 0$ интегральные кривые не попадают в точку $(0, 1)$. Одно из возможных решений в окрестности этой особой точки можно построить, если считать, что оно имеет вид

$$\omega = \alpha(1 - v)^2, \quad 0 < \alpha < 1.$$

В случае $n \neq 0$

$$\frac{dv}{d\beta} = - \frac{\kappa + 1}{2} \frac{m\tau D (1 - \alpha)}{\mu\Phi (1 - v)^{2n}} \left(\frac{A}{\alpha}\right)^{1+n}.$$

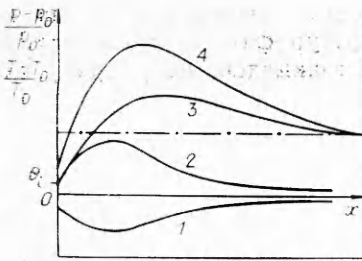


Рис. 2.

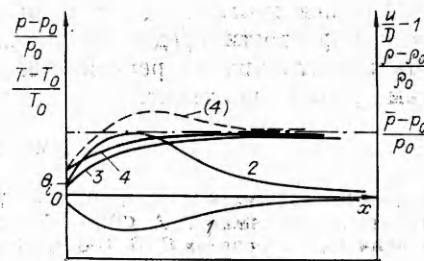


Рис. 3.

Откуда в результате интегрирования получается

$$\alpha \frac{(1-v)^{2n+1}}{2n+1} = \omega \frac{(\kappa+1)}{2} \frac{m\tau D(1-\alpha)}{\mu\phi} \left(\frac{A}{\alpha}\right)^n.$$

Следовательно, n должно быть равно $1/2$, а величина α определяется из уравнения

$$A^{1/2}(1+\kappa) \frac{m\tau D(1-\alpha)}{\mu\phi} = \alpha^{1/2},$$

которое имеет корень в интервале $(0, 1)$. При этом горение газа описывается уравнением $\beta' = -\beta^{3/2}\phi/vD\tau$.

Таким образом, самоподдерживающийся режим высокоскоростного горения в условиях однотемпературной пористой среды с существенно турбулизированным потоком газа реализуется в случае определенного закона тепловыделения.

Качественно изменение скорости, плотности, температуры и давления в этом случае совпадает с тем, что изображено на рис. 2. Соответствующий пик давления наблюдается в экспериментах [1]. Для расчета скорости распространения самоподдерживающегося режима ($M = 1$) горения с учетом зависимости v_i от Θ_i из (2) нетрудно получить

$$M_0^2 = 1 + \frac{q_0(\kappa-1)}{1 + \frac{\kappa-1}{\kappa} M_0^{-2} \left[\left(1 + \frac{2\kappa}{\kappa-1} M_0^2 \Theta_i \right)^{1/2} - 1 \right]}.$$

Если $\Theta_i/(\kappa-1) \ll 1$, эта зависимость упрощается:

$$M_0^2 = 1 + \frac{q_0(\kappa-1)}{1 + \Theta_i}.$$

Поскольку $0 < M_0^2 - 1 < (\gamma - \kappa)/\kappa$, то выписанное простое выражение для M_0^2 справедливо лишь при $\epsilon < \gamma/q_0$. Для стехиометрических водородокислородных и углеводородных смесей $q_0/\gamma = 20 \div 40$.

Начальное давление p_0 входит в формулу для M_0 лишь через параметр массового содержания ϵ ($\kappa = \kappa(\epsilon)$) и, возможно, температуру воспламенения Θ_i . Возрастание p_0 приводит к увеличению ϵ , эффективного показателя адиабаты κ и скорости звука $a = (\kappa RT_0)^{1/2}$ в термически равновесном случае. Соответствующий рост видимой скорости распространения волн разряжения в пористых средах насыпной плотности наблюдался в экспериментах [4]. Поскольку Θ_i мала, скорость распространения фронта горения $D = aM_0$ возрастает вместе с a и p_0 , что и отмечается в экспериментах [1].

Рассмотренные частные решения качественно не противоречат экспериментально установленным особенностям высокоскоростного горения газа в химически инертных пористых средах насыпной плотности и указывают на приемлемость предлагаемой модели для описания горения, распространяющегося со скоростью, близкой к скорости звука в газовой фазе при отсутствии инициирующей головной ударной волны.

В общей постановке с учетом зависимости параметра μ от вязкости газа и пористости среды, различия температур фаз, а также трения, возникающего при их регулярном силовом взаимодействии, задачу необходимо решать численно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1987, 23, 4.
2. Пинаев А. В., Лямин Г. А. ФГВ, 1989, 25, 4.
3. Буевич Ю. А., Федотов С. П. ПМТФ, 1983, 3.
4. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н. и др. ПМТФ, 1986, 1.

г. Москва

Поступила в редакцию 18/X 1989,
после доработки — 20/III 1990

УДК 536.46 : 541.126; 661.71

Е. Г. КЛИМЧУК, А. Г. МЕРЖАНОВ

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАЛОНОВОЙ КИСЛОТЫ С ПИПЕРАЗИНОМ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Известен принципиально новый способ получения тугоплавких неорганических соединений, названный самораспространяющимся высокотемпературным синтезом (СВС) [1]. Его сущность заключается в организации фронтальной реакции посредством локального инициирования, т. е. подачей импульса тепла на экзотермическую твердофазную шихту реагентов. Этим достигается ряд технологических преимуществ метода.

Нами впервые была показана возможность применения этого способа также и в целях синтеза низкомолекулярных органических соединений разных классов [2, 3]. В настоящей статье представлены результаты исследования макрокинетических параметров технологически простой реакции малоновой кислоты с пиперазином. Задача исследования — выявление факторов, определяющих макрокинетику и полноту реагирования, оптимизация выхода продуктов, сравнение изучаемой реакции с типичными процессами неорганического синтеза с целью формирования представлений о СВС органических соединений.

В основу эксперимента положена известная термодинамическая методика исследования СВС-процессов [1]. Порошки реагентов марки Ч заданной равной дисперсности d перемешивали, насыпали в кварцевый стакан диаметром ~ 2 см. В смесь вводили две V-образные хромель-алюмелевые термопары диаметром 0,16 мм, закрепленные на расстоянии ~ 12 мм друг от друга вдоль поверхности тонкой фарфоровой трубки, располагающейся перпендикулярно поджигающей поверхности.

После этого смесь уплотняли давлением P , помещали в реактор в инертную газовую среду (Ar , воздух) при давлении p . К торцу образца подносилась плоская нихромовая спираль, кратковременным нагревом которой (постоянная мощность потока ~ 500 кДж/($m^2 \cdot c$), скорость ~ 40 К/с) инициировали СВС-процесс, далее называемый горением. Термограммы регистрировали двухканальным самописцем КСП-4. Величину инициирующего импульса, имеющего форму прямоугольной трапеции, и тепловой эффект реакции определяли дифференциальным компенсационным калориметром с дозатором тепла АКС-3 (лаб. ЭИТ ОИХФ АН СССР).

Дифференциальный термический анализ (ДТА) проводили на дериватографе Q-1500 (Венгрия). Качественный анализ органических соединений осуществляли на ЯМР-спектрометре С-60 (Varian). Величину недогорания ϵ определяли спектроскопически (прибор ИКС-29) по по-