

УДК 541.126

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

В. С. БЕРМАН, С. С. НОВИКОВ, Ю. С. РЯЗАНЦЕВ

О ПРОХОЖДЕНИИ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ПО КОНДЕНСИРОВАННОМУ ВЕЩЕСТВУ, СКВОЗЬ ИНЕРТНУЮ ПРЕГРАДУ

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 16 I 1973)

В работах (^{1, 2}) экспериментально исследовалось нестационарное горение конденсированных систем при взаимодействии волны горения с инертной металлической преградой, помещенной на пути распространения волны горения. В данной работе проведено теоретическое исследование прохождения волны горения сквозь инертную преграду на примере модельной конденсированной системы, горение которой не сопровождается изменением агрегатного состояния вещества (безгазовые составы).

В начальный момент времени конденсированная система с заделанной в нее металлической фольгой (рис. 1), способная к фронтальному экзотермическому превращению, приводится в соприкосновение с расположенной при $x \leq 0$ накаливаемой пластиной, имеющей температуру T_+ , равную адиабатической температуре горения k -системы. Предполагается, что температура пластины не меняется со временем. Начальная температура конденсированной системы равна T_- . Металлическая фольга имеет толщину Δ и находится на расстоянии l от поверхности конденсированной системы в момент времени $t = 0$.

Процесс нестационарного распространения фронта экзотермической химической реакции может быть описан следующей системой уравнений.

В зонах I и III, т. е. при $0 \leq x \leq l$ и $x > l + \Delta$,

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q a k \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \quad \rho_1 \frac{\partial a}{\partial t} = -a k \exp \left(-\frac{E}{RT} \right); \quad (1)$$

в зоне II ($l \leq x \leq l + \Delta$)

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (2)$$

Начальные и граничные условия имеют вид $T = T_-$, $a = 1$; при $t = 0$, $x > 0$; $T = T_+ = T_- + Q / C_1$; при $x = 0$;

$$\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{l-0} = \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{l+0}; \quad \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{l+\Delta+0} = \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{l+\Delta-0}, \quad (3)$$

$$a = 1 \quad \text{при} \quad x = +\infty.$$

Здесь ρ_1 , ρ_2 — плотности, C_1 , C_2 — удельные теплоемкости и λ_1 , λ_2 — коэффициенты теплопроводности соответственно конденсированной системы (индекс 1) и металла фольги (индекс 2); Q — тепловой эффект реакции, a — массовая доля исходного реагента, k — предэкспонент, E — энергия активации, R — газовая постоянная.

При поджигании накаливаемой стенкой выход волны горения на стационарный режим распространения происходит на расстояниях порядка толщины стационарного теплового слоя $x_T = \lambda_1 / \rho_1 C_1 u_0$ (³). В рассматриваемом случае для исключения влияния условий поджигания соблюдалось неравенство $l \gg x_T$. Весь процесс естественно разделяется на три стадии: формирование стационарного фронта, распространение стационарного

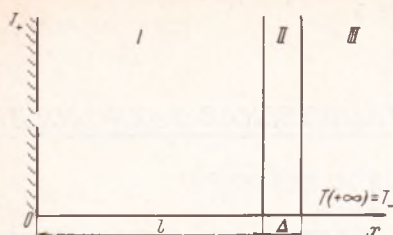


Рис. 1

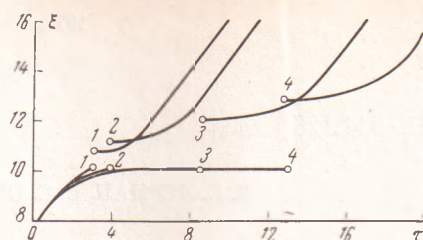


Рис. 2

фронта и его взаимодействие с инертной преградой (собственно прохожде-
ние). При анализе следует учитывать, что $\lambda_2 / \lambda_1 \sim 10^3$.

Дальнейший анализ проводится в следующих безразмерных величинах:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{x}{\Delta x}; \quad \Delta x = \frac{\lambda_1}{\rho_1 C_1 u_0}; \quad u_0 = \left[\frac{k}{Q} \frac{RT_+^2}{E} \frac{\lambda_1}{\rho_1} \exp \left(-\frac{E}{RT_+} \right) \right]^{1/2}; \quad \sigma = C_1 T_- / Q; \\ \tau &= tu_0 / \Delta x; \quad \theta = (T - T_-) C_1 / Q; \quad \beta = E / RT_+; \quad \delta = \Delta / \Delta x; \quad L = l / \Delta x; \\ m(\xi) &= \begin{cases} 1 & \xi \notin [L, L + \delta]; \\ \frac{C_2 \rho_2}{C_1 \rho_1} & \xi \in [L_1 L + \delta]; \end{cases} \quad S(\xi) = \begin{cases} 1 & \xi \notin [L, L + \delta]; \\ \lambda_2 / \lambda_1 & \xi \in [L, L + \delta]; \end{cases} \\ n(\xi) &= \begin{cases} \frac{k \Delta x}{u_0} e^{-\beta} & \xi \notin [L, L + \delta]; \\ 0 & \xi \in [L, L + \delta]. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (1), (2) примут вид

$$\begin{aligned} m(\xi) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(S(\xi) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + n(\xi) a \exp \left[\frac{\beta(\theta - 1)}{\sigma + \theta} \right]; \\ \frac{\partial a}{\partial \tau} &= -n(\xi) a \exp \left[\frac{\beta(\theta - 1)}{\sigma + \theta} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь автоматически выполнены условия сшивки (3). Начальные и граничные условия записываются в виде

$$\tau = 0, \quad \theta = 0, \quad a = 1; \quad \xi = 0, \quad \theta = 1; \quad \xi = \infty, \quad a = 1, \quad \theta = 0 \quad (6)$$

За скорость распространения фронта принималась скорость движения максимума функции объемной скорости тепловыделения

$$a\eta(\xi) \exp \left[\frac{\beta(\theta - 1)}{\sigma + \theta} \right] = a\varphi(\xi, \theta).$$

Решение системы (5), (6) проведено конечно-разностными методами. Поскольку $S(\xi)$ представляет собой сильно меняющийся коэффициент, то для первого из уравнений (5) применялся потоковый вариант метода прогонки^(3,4). Второе уравнение из системы (5) интегрировалось по схеме⁽⁵⁾

$$a_{i-1/2}^{j+1} = a_{i-1/2}^j [1 + \Delta \tau \varphi_{i-1/2}^j]^{-1}. \quad (7)$$

Первое из уравнений системы (5) интегрировалось затем по схеме

$$\begin{aligned} \frac{\theta_{i-1/2}^{j+1} - \theta_{i-1/2}^j}{\Delta \tau} &= \frac{w_{i-1}^{j+1} - w_i^{j+1}}{h_{i-1/2}} + a_{i-1/2}^{j+1} \varphi_{i-1/2}^j; \\ w_i^{j+1} &= -S_i \frac{\theta_{i-1/2}^{j+1} - \theta_{i-1/2}^{j-1}}{h_i}. \end{aligned}$$

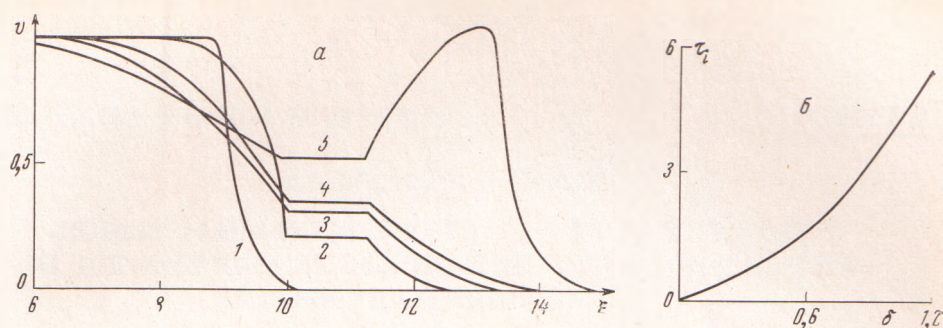


Рис. 3

Были введены две сетки

$(x_{1/2}, x_{3/2}, \dots, x_{N-1/2})$ с шагами $h_0/2 = x_{0,5}$,

$h_i = x_{i+1/2} - x_i; \quad i = 1, 2, \dots, N-1; \quad h_{N/2} = 1 - x_{N-1/2},$

$(x_0 = 0; \quad x_i = x_{i-1} + h_i; \quad i = 1, 2, \dots, N) \quad h_i = \frac{h_i + h_{i-1}}{2}.$

Такая схема позволяет проводить сквозной расчет распределения температуры без выделения точек разрыва коэффициентов. Расчеты проводились для значений параметров $E = 3 \cdot 10^4$ кал/моль; $T_- = 300^\circ \text{K}$; $Q = 4 \cdot 10^2$ кал/г; $\rho_1 = 1,5$, $\rho_2 = 8,9$ г/см³; $\lambda_1 = 0,00045$, $\lambda_2 = 0,94$ кал/сек²·град; $C_1 = 0,3$, $C_2 = 0,092$ кал/г·град; $k = 4,8 \cdot 10^6$ сек⁻¹. Рассматривался случай медной фольги, толщина которой изменялась в пределах $\delta = 0,3-2$.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 изображена зависимость координаты x_m максимума объемной скорости тепловыделения от времени. Из рис. 2 следует, что при $L - x_m \sim 1$ начинается заметное тепловое взаимодействие зоны горения с инертной металлической преградой. Скорость горения (равна тангенсу угла наклона кривой $x_m(\tau)$ к оси τ) падает до нуля. После того как координата максимума функции тепловыделения достигнет точки $\xi = L - 0$, начинается заметный рост тепловыделения в области $\xi > L + \delta$. При $a\varphi|_{L-0} = a\varphi|_{L+\delta}$ происходит «проскок» волны горения через преграду с дальнейшим формированием стационарной волны горения (рис. 3а). Время задержки волны горения на инертной преграде τ_i можно определить из рис. 2. Зависимость величины τ_i от безразмерной толщины преграды δ представлена на рис. 3б. Следует отметить, что экспериментальное определение зависимости $\tau_i(\delta)$ дает возможность определить кинетические характеристики k -системы.

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
1 I 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев и др., ДАН, 187, № 3 (1969). ² S. S. Novikov, Yu. S. Ryazantsev, AIAA J., 8, № 7 (1970). ³ А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 5 (1969). ⁴ А. М. Дегтярев, А. П. Фаворский, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 8, № 3 (1968). ⁵ А. А. Самарский, Введение в теорию разностных схем, «Наука», 1971. ⁶ В. Т. Гонтковская, Сборн. Тепло- и массообмен, 6, Минск, 1966.