

4. Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов. ФГВ, 1970, 6, 4, 495.
5. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1974, 27, 6.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 1, 30.
7. А. Л. Сулис, Е. В. Фланкин, С. Н. Шорин. ФГВ, 1977, 13, 4, 539.
8. В. Б. Рutowский. Изв. вузов. Авиационная техника, 1967, 1, 78.
9. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., Энергия, 1968.
10. В. К. Баев, М. Г. Кталхерман, В. А. Ясаков.— В сб.: Исследование горения газообразных топлив. Новосибирск, ИТПМ, СО АН СССР, 1977.
11. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
12. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
13. А. Ферри.— В сб.: Проблемы полета с большими скоростями. М., ИЛ, 1960.
14. A. Feggi. J. of The Royal Aeronautical Society, 1964, 68, 645, 575.
15. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
16. Ю. М. Аннушкин. Диффузионное горение газообразных топлив в неограниченном пространстве. Тр. ЦИАМ, № 857, 1979.
17. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., Машиностроение, 1969.
18. А. Я. Черкез. Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1962, 5.
19. Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов. ФГВ, 1978, 14, 5.
20. С. И. Аверин, И. Д. Семикин. Изв. вузов. Черная металлургия, 1962, 12, 162.
21. А. С. Телегин, Б. И. Китаев.— В сб.: Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах. М., Металлургиздат, 1951.
22. В. В. Богданов, В. Г. Гурылев, А. К. Трифонов. Уч. зап. ЦАГИ, т. VIII, № 3, 1977.
23. Ю. А. Иванов, С. Ю. Крашенинников. Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, 3, 90.
24. С. И. Аверин, И. Д. Семикин. Изв. вузов. Черная металлургия, 1965, 10, 146.
25. Ю. М. Аннушкин, Л. Н. Дружинин, В. А. Сосунов.— В сб.: Ф. А. Цандер и современная космонавтика. М., Наука, 1976.
26. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 4, 687.

## К ТЕОРИИ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

*А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский, К. Г. Шкадинский*

(Черноголовка)

Реализация процесса синтеза тугоплавких нитридов в режиме горения [1] вызвала постановку задачи о распространении фронта экзотермического взаимодействия частиц пористой среды с газообразным реагентом [2]. Новым элементом, определяющим специфику рассматриваемой волны горения, является саморегулируемый фильтрационный поток окислителя в зону реакции, где происходит поглощение газа. В зависимости от схемы организации процесса, а также от соотношения проницаемостей исходной среды и продуктов горения подвод газообразного реагента может осуществляться как навстречу, так и вслед движущемуся фронту. Случай встречной фильтрации анализировался в [2, 3]. В настоящей работе исследуется распространение волны реакции при спутной и двусторонней фильтрации окислителя.

1. Рассматривается полубесконечная пористая среда, частицы которой могут вступать в экзотермическую реакцию с газообразным окислителем, образуя конденсированный продукт с пористой структурой. После подачи теплового импульса на границу раздела пористая среда — окислитель (содержание примеси полагается пренебрежимо малым) реакция распространяется по исходному веществу в виде волны горения.

В системе координат, движущейся вместе с фронтом со скоростью  $u$  в направлении  $^1 x$ , процесс описывается следующей системой уравнений [2]:

$$\left. \begin{aligned} c \frac{\partial T}{\partial t} - u c \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} - c_0 \rho_0 v \frac{\partial T}{\partial x} + Q \rho_1^0 w, \\ \frac{\partial \rho_0}{\partial t} - u \frac{\partial \rho_0}{\partial x} &= - \frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 v) - \mu \rho_1^0 w, \\ \partial \eta / \partial t - u \cdot \partial \eta / \partial x &= w, \quad w = k_0 \exp(-E/RT) f(\eta) p^v, \\ v &= -k \frac{\partial p}{\partial x}, \quad p = \rho_0 R_1 T, \quad \rho_2 = \rho_1^0 (1 + \mu), \quad \eta = (\rho_1^0 - \rho_1) / \rho_1^0, \\ c &= c_0 \rho_0 + c_1 \rho_1 + c_2 \rho_2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $T$  — температура;  $p$  — давление;  $\eta$  — глубина превращения;  $\rho_0, \rho_1, \rho_2$  — соответственно количество окислителя, исходного конденсированного вещества и продукта в единице объема;  $\rho_0^0, \rho_1^0$  — содержание газа и вещества до реакции;  $c$  — теплоемкость единицы объема среды;  $c_0, c_1, c_2$  — теплоемкость единицы массы отдельных компонентов (при  $p = \text{const}$ );  $Q$  — тепловой эффект реакции на 1 г исходного вещества (полагается не зависящим от температуры, т. е.  $c_2(1 + \mu) = \mu c_0 + c_1$ );  $\mu$  — стехиометрический коэффициент реакции по окислителю;  $\lambda$  — теплопроводность среды;  $v, k$  — скорость и коэффициент фильтрации;  $k_0$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная;  $m$  — пористость среды,  $R_1 = Rm^{-1}$ . Функции  $f(\eta)$  и  $v$  характеризуют зависимость скорости реакции от глубины превращения и давления.

В начальном состоянии задается равномерное распределение температуры  $T_-$  и давления  $p_0$  в пористой среде ( $x > -L$ ). На границе раздела с окислителем  $\left(x = -L = -\int_0^t u dt\right)$  поддерживается постоянное давление газа  $p_0$ , закон поверхностного теплообмена после этапа зажигания ( $t > t_3$ ) соответствует двум предельным случаям: полного рассеяния отводимой от поверхности энергии в газофазной области ( $\alpha = \infty, T_L = T_0$ ) и полного ее возврата в гетерогенную область в виде нагретого до температуры  $T_L$  окислителя, втекающего в поровое пространство ( $\alpha = 1$ ),

$$\begin{aligned} t = 0: \quad T &= T_-, \quad p = p_0 \quad (x > 0); \\ x = -L(t): \quad -\lambda \cdot \partial T / \partial x + \alpha c_0 \rho_0 v (T_L - T_0) &= 0, \quad p = p_0, \quad T_L = T(-L). \end{aligned} \quad (2)$$

В анализируемом далее случае умеренных давлений газа (атмосферы и десятки атмосфер ( $\rho_0^0 \ll \mu \rho_1^0$ )) адиабатический разогрев реакции в расчете на окислитель, содержащийся в порах образца, чрезвычайно низок вследствие малой плотности газообразного реагента по сравнению с конденсированным [4]. Высокие температуры в волне горения, распространяющейся в глубь пористой среды, достигаются за счет подвода окислителя в зону реакции из внешней среды фильтрацией через сгоревший слой вещества. Газ, содержащийся в поровом объеме, не играет существенной роли в массовом балансе окислителя в волне горения, т. е. процесс фильтрации, как и в случае встречного потока [2], можно полагать квазистационарным.

Принципиальный момент, отличающий режимы спутной и встречной фильтрации, состоит в полном превращении конденсированного вещества в зоне горения (рассматриваются реакции, заканчивающиеся за конечное время). Последнее, естественно, вытекает из условия прекра-

<sup>1</sup> В нестационарных режимах  $u$  зависит от определения понятия «фронт», т. е. способа привязки нулевой координаты.

щения реакции (выгорание одного из реагентов). Реакция, распространяющаяся вниз по потоку окислителя, может заканчиваться лишь с полным расходом конденсированного вещества. В волне горения, идущей вверх по потоку, превращение вещества может быть неполным [2]. Для приближенного анализа задачи предположение о нулевом порядке реакции по окислителю:  $w = w(T, \eta)e(p)$ ,  $e(p > 0) = 1$ ,  $e(p = 0) = 0$ , что не только значительно упрощает исследования без потери общности результатов, но и близко к реальности для многих реакций металлов с газами [5].

2. Развитие нестационарного процесса горения в рассматриваемой системе в общем случае включает три этапа: зажигание, кинетический и фильтрационный режимы горения. Стадия зажигания начинается с подачи теплового импульса на поверхность и заканчивается формированием прогретого слоя, способного обеспечить самоускоряющееся тепло-выделение в результате реакции.

Кинетический режим распространения имеет место пока давление окислителя в зоне реакции ( $p_+$ ) отлично от нуля, т. е. удаление фронта от границы раздела не столь велико, чтобы сказывались фильтрационные затруднения. Для определения характеристик стационарной волны на этапе кинетического распространения ( $p_+ > 0$ ) имеем из (1)

$$\begin{aligned} -u \cdot \partial T / \partial x &= a \cdot d^2 T / dx^2 + qw(\eta, T), \\ -u \cdot d\eta / dx &= w(\eta, T), \end{aligned} \quad (3)$$

$$a = \lambda / (c_1 \rho_1^0 + c_0 \rho_0^0) \approx \lambda / c_1 \rho_1^0, \quad q = Q / c_1 (1 + c_0 \rho_0^0 / c_1 \rho_1^0) \approx Q / c_1.$$

При записи (3) учитывалось существование интеграла сохранения компонентов в стационарном фронте

$$\rho_0 (v - u) - \mu \rho_1^0 \eta = -\rho_0^0 u, \quad (4)$$

а также соотношение между теплоемкостями  $c_2(1 + \mu) = c_1 + \mu c_0$ , вытекающее из постоянства теплового эффекта  $Q$ . В качестве граничных условий потребуем нулевые градиенты температуры и концентрации вдали от фронта.

$$dT/dx = d\eta/dx = 0, \quad |x| \gg a/u. \quad (5)$$

Решением (3)–(5) является стационарная волна горения, скорость которой в предположении сильной температурной активации реакции определяется выражением [7]

$$u^2 = u_0^2 = k_\eta \lambda k_s \exp(-E/RT_+) (RT_+^2 / EQ\rho_1^0), \quad (6)$$

где  $T_+$  — температура горения;  $k_\eta$  — численный коэффициент, зависящий от вида функции  $f(\eta)$ . Температура во фронте реакции  $T_+$ , определяемая из первого интеграла (3)

$$T_+ = T_- + q, \quad (7)$$

превышает адиабатическую температуру сгорания стехиометрической смеси реагентов  $T_+^0$ :

$$T_+^0 = T_- + q/(1 + \delta), \quad \delta = \mu c_0 / c_1.$$

Отмеченный эффект есть следствие перераспределения тепла в сгоревшем слое конденсированного вещества фильтрующимся потоком окислителя и имеет место при любой исходной температуре газообразного реагента  $T_0$ . Чтобы убедиться в этом, запишем уравнение стационарной тепловой волны в масштабе сгоревшего слоя  $L$ . Переходя в первом уравнении системы (1) к новой координате  $\xi = x/L(t)$ ,  $dL/dt = u$ , получим уравнение для стационарного фронта, справедливое при больших значениях  $L$ :

$$\frac{dT}{d\xi} [-u\xi c - \mu c + c_0 \rho_0 v] = \frac{\lambda}{L} \frac{d^2 T}{d\xi^2} + LQ\rho_1^0 w. \quad (8)$$

В области продуктов горения ( $\xi < 0$ ) с учетом (4) уравнение (8) можно записать в виде

$$-dT/d\xi \cdot [1 + (1 + \delta)\xi] = \lambda/L \cdot d^2T/d\xi^2. \quad (9)$$

Граничные условия:

$$\xi = -1, \quad \lambda dT/d\xi = L\alpha c_0 \rho_0 v (T_L - T_0); \quad \xi = 0, \quad T = T_+. \quad (10)$$

Решением (9), (10) при  $L \rightarrow \infty$  является кусочно-постоянный профиль

$$T = T_0, \quad -1 < \xi < \xi_*; \quad T = T_+, \quad \xi_* < \xi < 0, \quad \xi_* = -1/(1 + \delta). \quad (11)$$

Стыковка в зоне горения ( $\xi = 0$ ) высокотемпературного участка  $T = T_+$  с начальной температурой  $T_-$  завершает построение температурного профиля фильтрационной волны горения, идущей в кинетическом режиме. Стационарное распределение волны реакции в кинетическом режиме может оказаться неустойчивым, как при горении безгазовых систем [6]. В области неустойчивости численное решение системы (1) приводит к автоколебательным режимам распространения фронта реакции.

3. По мере продвижения волны реакции в глубь пористой среды давление газа во фронте горения, регулирующее поток окислителя в зону реакции, падает и при некотором значении  $L = L_0$  обращается в нуль. Дальнейшее распространение фронта в кинетическом режиме невозможно, поскольку фильтрация не в состоянии обеспечить поток окислителя, необходимый для сгорания вещества с кинетической скоростью. Начиная с этого момента ( $t = t_0$ ) наступает фильтрационный режим горения — скорость продвижения фронта всецело определяется фильтрационными характеристиками среды и не зависит от кинетических параметров<sup>2</sup>.

На этапе фильтрационного горения осуществляется выход на асимптотический режим распространения волны реакции, теряющей связь с распределением параметров в момент  $t_0$ . Для определения характеристик этого режима следует проанализировать систему (1) с бесконечно узким источником тепловыделения, интенсивность которого определяется величиной потока окислителя  $(\rho v)_0$ , фильтрующегося в зону реакции через продукты горения

$$w = (\mu \rho_1^0)^{-1} (\rho v)_0 \delta(x), \quad (\rho v)_0 = - \left( \rho k \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0}, \quad (12)$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция.

Уравнения (1) с источником (12) и граничными условиями (2) имеют автомодельное решение, определяющее структуру и скорость распространения нестационарной волны горения при удалении зоны реакции на достаточно большие ( $L \gg L_0$ ) расстояния от границы пористая среда — окислитель:

$$p = p(x/\sqrt{t}), \quad T = T(x/\sqrt{t}), \quad u = u_f = a/LA, \quad L = \sqrt{2taA^{-1}},$$

$A$  — безразмерная константа. Отсюда непосредственно следует постоянство температуры  $T_+$  в зоне реакции ( $x = 0$ ) в процессе нестационарного распространения фронта горения. Следует подчеркнуть, что этот вывод остается справедливым при любой зависимости теплофизических и фильтрационных характеристик от температуры и состава среды.

Для определения характера распределения температур и неизвестной величины  $T_+$  перейдем в уравнениях (1) к автомодельной переменной  $\xi = x/L(t)$ :

$$\frac{d}{d\xi} (\rho_0 v) - u_f (\xi + 1) \frac{d\rho_0}{d\xi} = \mu \rho_1^0 u_f (\xi + 1) \frac{d^2 \eta}{d\xi^2}, \quad (13)$$

<sup>2</sup> В случае ненулевого порядка реакции ( $v \neq 0$ ) значение  $p_+ = 0$  не достигается, переход в фильтрационный режим осуществляется при  $p_+/p_0 \ll 1$  хотя и резко, но непрерывно (см. ниже).

$$-u_f(\xi + 1) \cdot d\eta/d\xi = wL, \quad (14)$$

$$[c_0\rho_0v - cu_f(\xi + 1)] \frac{dT}{d\xi} = \frac{\lambda}{L} \frac{d^2T}{d\xi^2} + LwQ\rho_1^0. \quad (15)$$

Интегрируя (13) в пределах ( $\xi < 0$ ,  $\xi_1 > 0$ ), получим

$$u_f\rho_0(\xi + 1) + \mu\rho_1^0u_f(1 + \varepsilon) = \rho_0v, \quad \varepsilon = \frac{1}{\mu\rho_1^0} \int_{\xi}^0 \rho_0 d\xi \ll 1. \quad (16)$$

Перед фронтом горения ( $\xi > 0$ ,  $T = T_1$ ) находится лишь непрореагировавшее исходное вещество

$$\rho_0 = \bar{\rho}, \quad \eta = 0, \quad c = c_1\rho_1^0(1 - \eta) + c_2(1 + \mu)\rho_1^0\eta + \rho_0c_0 = c_1\rho_1^0$$

и (15) принимает вид

$$\xi > 0: -(\xi + 1) \frac{dT_1}{d\xi} = \frac{a}{u_f L} \frac{d^2T_1}{d\xi^2}, \quad a = \lambda/c_1\rho_1^0 \quad (17)$$

с граничными условиями

$$T_1(0) = T_+, \quad T_1(\infty) = T_-. \quad (18)$$

Для  $T_2$  в области продуктов сгорания ( $\xi < 0$ ) из (15) с учетом (16) найдем

$$-(1 + \xi/\xi_*) \cdot \frac{dT_2}{d\xi} = a/u_f L \cdot d^2T_2/d\xi^2, \quad (19)$$

$$\xi_* - (1 + \xi/\xi_*) \cdot dT_2/d\xi = a/u_f L \cdot d^2T_2/d\xi^2, \quad \delta = c_0\mu/c_1$$

с граничными условиями

$$\xi = 0, \quad T_2 = T_+, \quad \xi = -1, \quad dT_2/d\xi = \alpha \cdot Lu_f\delta/a \cdot (T_2 - T_0), \quad (\alpha = 1; \infty). \quad (20)$$

Балансное соотношение для разрыва теплового потока в зоне реакции дает связь  $T_+$  с адиабатическим разогревом реакции  $q_0 = T_+^0 - T_- = Q/c_1(1 + \delta)$ :

$$\xi = 0: dT_2/d\xi - dT_1/d\xi = Lu_f(1 + \delta)/a \cdot q_0. \quad (21)$$

Решение (17), (19) с граничными условиями (18), (20) определяет распределение температур в волне горения

$$0 < \xi < \infty \quad T = T_1(\xi) = T_+ - f_1 \int_0^{\xi} e^{-\frac{1}{2A}[(1+\xi)^2-1]} d\xi, \quad f_1 = \frac{T_+ - T_-}{I_1}; \quad (22)$$

$$-1 < \xi < 0 \quad T = T_2(\xi) = T_+ + f_2 \int_0^{\xi} e^{-\frac{1}{2A_1}[(1+\xi/\xi_*)^2-1]} d\xi, \quad f_2 = \frac{T_+ - T_0}{D + I_2},$$

где

$$I_1 = \exp(i/2A) \sqrt{\frac{\pi A}{2}} [1 - \Phi(1/\sqrt{A})]; \quad \Phi(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^z e^{-x^2/2} dx;$$

$$I_2 = \exp(1/2A_1) \sqrt{\pi A_1/2} \cdot [\Phi(\delta/\sqrt{A_1}) + \Phi(1/\sqrt{A_1})];$$

$$D = A(\alpha\delta)^{-1} \exp[(1 - \delta^2)/2A_1]; \quad A = a/u_f L; \quad A_1 = A(1 + \delta).$$

Перед фронтом температура экспоненциально спадает до  $T_-$ , в области продуктов сгорания в окрестности  $\xi_*$  имеется зона максимального градиента, в которой происходит сращивание поверхностной температуры

$$T_L = T_2(\xi = -1) = (I_2 T_0 + D T_+) / (I_2 + D) \quad (23)$$

с температурой  $T_+$  в зоне реакции, вычисляемой из (21), (22):

$$T_+ = \left( q_0 \frac{I_1}{A} + T_- \right) \frac{I_2 + D}{I_1 + I_2 + D} + T_0 \frac{I_1}{I_1 + I_2 + D}. \quad (24)$$

Основной параметр, определяющий  $T_+$ , есть величина  $A$  — отношение толщины прогретого слоя  $a/u_f$  к толщине сгоревшего слоя  $L$ . В фильтрационном режиме в отличие от кинетического прогретый слой не остается постоянным, а растет во времени пропорционально  $L$ . При малых значениях  $A$  влияние граничных условий за фронтом становится несущественным ( $I_2 \gg I_1$ ), распределение температур перед фронтом близко к михельсоновскому, температуры в зоне реакции и продуктах горения незначительно отличаются от стационарных:

$$T_1(\xi) = (T_+ - T_-) e^{-u_f \xi/a} + T_-, \quad T_+ = T_- + q_0(1 + \delta)/(1 + A) \quad (A \ll 1), \\ T_2(\xi < -\xi_*) \approx T_0, \quad T_2(\xi > -\xi_*) \approx T_+, \quad \xi_* = 1/(1 + \delta). \quad (25)$$

С увеличением  $A$  тепловой слой перед фронтом расширяется, а температура горения непрерывно падает (в (24)  $I_1 \rightarrow \sqrt{\pi A}/2$ ,  $I_2 \rightarrow \sqrt{\pi}(1 + \delta)/2$ ,  $A \gg 1$ ).

Связь величины  $A$  с исходными параметрами, завершающая решение задачи, определяется из уравнения (16). Интегрируя последнее в приближении  $\rho_0/\mu\rho_1^0 \ll 1$ , имеем

$$u_f = \frac{a}{LA}, \quad A = \frac{2a\mu\rho_1^0 R_1 T_+ \varphi}{kp_0^2}, \quad \varphi = T_+^{-1} \int_{-1}^0 T_2(\xi) d\xi \approx \frac{T_+ + \delta T_-}{T_+ (1 + \delta)}. \quad (26)$$

Здесь и далее значения  $k$  и  $R_1$  соответствуют сгоревшему слою. Полученное автомодельное решение описывает реальное распространение фильтрационной волны горения при удалении фронта в глубь образца на расстояние, значительно большее  $L_0$ , определяющее момент перехода от кинетического к фильтрационному режиму горения.

Величину  $L_0$  можно получить из условия равенства фильтрационных и кинетических скоростей распространения фронта

$$u_0(T_+) = u_f(L_0), \quad L_0 = \frac{kp_0^2}{2\mu\rho_1^0 R_1 T_+ \varphi_0 u_0}, \quad A_0 = \frac{2\mu\rho_1^0 R_1 T_+ \varphi_0 a}{kp_0^2}, \\ \varphi_0 = (T_+ + \delta T_0)/T_+ (1 + \delta).$$

Здесь коэффициент  $\varphi_0$  вычислен по температурному профилю волны горения в кинетическом режиме распространения (11), значения  $u_0$  и  $T_+$  определяются соответственно формулами (6), (7).

Переход от стационарного к автомодельному распространению фронта горения сопровождается изменением отношения  $a/uL$  от  $A_0 = a/u_0 L_0$  до  $A = a/u_f L$ , связанным с перестройкой температурного профиля в продуктах сгорания. Малым значениям  $A$ , как отмечалось, соответствует небольшое отличие температурного распределения в зоне продуктов от стационарного, следовательно,  $A \sim A_0$  ( $A_0 \ll 1$ ). Отмеченное обстоятельство позволяет сформулировать решение задачи следующим образом.

При наличии кинетического этапа распространения волны горения ( $L_0 \gg a/u_0$ ,  $A_0 \ll 1$ ) температура в зоне реакции  $T_+ = T_- + q$  сохраняется практически неизменной, несмотря на непрерывное торможение фронта в фильтрационном режиме. Волны горения с пониженными значениями  $T_+$  реализуются при  $A_0 \gg 1$ . В последнем случае волна реакции, минуя кинетическую стадию, сразу же выходит на фильтрационный режим распространения, описываемый автомодельным решением (22) — (26).

Следует отметить трудности зажигания при  $A_0 \gg 1$ . Ограничение скорости реакции фильтрацией окислителя приводит к дополнительной утечке тепла из зоны реакции и затягивает момент воспламенения реагирую-



щего слоя. Минимальное время зажигания  $t_z$  и прогретый к моменту воспламенения слой к-фазы  $\delta_z$ -экспоненциально растут с падением температуры  $T_+$  в волне горения:

$$t_z \sim \exp(E/RT_+), \quad \delta_z \sim \exp(E/2RT_+).$$

Результаты анализа легко распространить на случай ненулевого порядка скорости реакции по давлению:  $w \sim p^\nu (\nu > 0)$ . Основное отличие от рассмотренного случая  $\nu = 0$  заключается в наличии переходного участка между кинетическим ( $u \sim u_0$ ) и фильтрационным ( $u \sim 1/L$ ) режимами горения, на котором происходит падение давления в зоне реакции от  $p_+ \approx p_0$  до  $p_+ \ll p_0$ . В квазистационарном приближении выражение для скорости распространения фронта, обобщающее (6), имеет вид

$$u^2 = u_0^2 (p_+/p_0)^\nu, \quad u_0^2 = k_\eta \lambda k_0 \exp(-E/RT_+) p_0^\nu (RT_+^2/EQ\rho_1^0).$$

Давление в зоне реакции  $p_+$  определяется интегрированием (4) по зоне фильтрации ( $0 < x < L$ ). Пренебрегая, как и прежде, плотностью газовой фазы по сравнению с конденсированной ( $\rho_0 \ll \mu\rho_1^0$ ) и полагая реакционный слой узким по сравнению со сгоревшим, получим

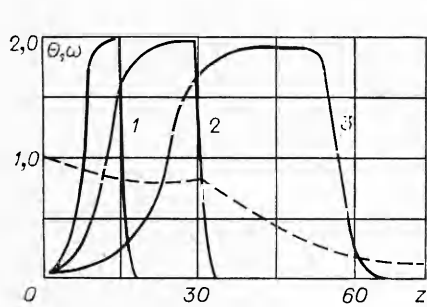
$$1 - (p_+/p_0)^2 = (L/L_0)(p_+/p_0)^{\nu/2}, \quad L_0 = \frac{(1+\delta)kp_0^2}{2R_1(T_0\delta + T_+)u_0\mu\rho_1^0}.$$

Кинетический режим горения с  $T_+ = T_- + q$ ,  $p_+ \approx p_0$  и стационарным распределением температур в виде (11) имеет место при выполнении неравенств  $a/u_0 \ll L \ll L_0$ . Распространение фронта на расстояниях  $L \gg L_0$  от границы пористой среда — окислитель описывается автомодельным решением (22) — (26).

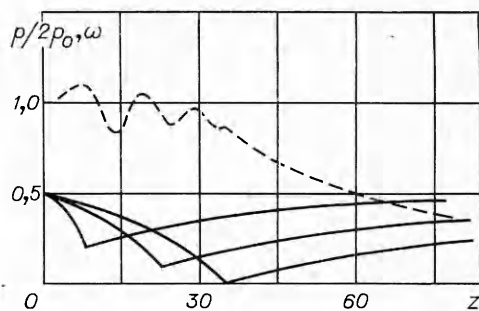
4. До сих пор предполагалось, что подвод газа в зону реакции осуществляется со стороны продуктов горения, роль встречного потока полагалась несущественной. Однако по мере роста сгоревшего слоя спутный фильтрационный поток непрерывно уменьшается и в какой-то момент окажется меньше встречного, если в порах вещества перед фронтом имеется заметное количество окислителя, а проницаемость среды конечна. С этим обстоятельством необходимо особенно считаться в случае исходного слоя конечной толщины, когда встречный фильтрационный поток увеличивается с приближением фронта к открытой поверхности со стороны несгоревшего вещества.

Распространение фронта горения на встречном потоке исследовалось в [2, 3]. В [3] вычислены параметры и скорость  $u_1$  стационарной волны реакции (зона фильтрации мала по сравнению с толщиной несгоревшего слоя). При заданных кинетических и теплофизических характеристиках (зона фильтрации велика по сравнению с размером непрореагировавшего слоя). При заданных кинетических и теплофизических характеристиках в слое конечной толщины  $L_1$  реализуется максимальная из скоростей ( $u_1, u_2$ ) распространения фронта на встречном потоке.

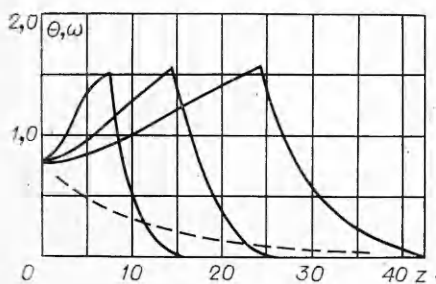
Из физических соображений ясно, что в условиях двустороннего подвода окислителя в зону реакции непрерывное увеличение доли встречного потока в общем балансе поступления окислителя приводит к отрыву и самостоятельному распространению фронта, питаемого встречным потоком. При низких давлениях окислителя в зоне реакции (что всегда имеет место в момент отрыва) убегающий вперед фронт распространяется в режиме неполного превращения [2], оставляя в следе непрореагировавшее вещество, догорающее в повторной волне горения, питаемой спутным потоком. Моменту распада  $t_*$  зоны горения на два фронта соответствует равенство скоростей распространения волны горения на спутном и встречных потоках  $u_* = \max\{u_1, u_2\}$ . Последнее соотношение устанавливает расстояние  $L(t_*)$ , на которое удаляется фронт горения до момента распада.



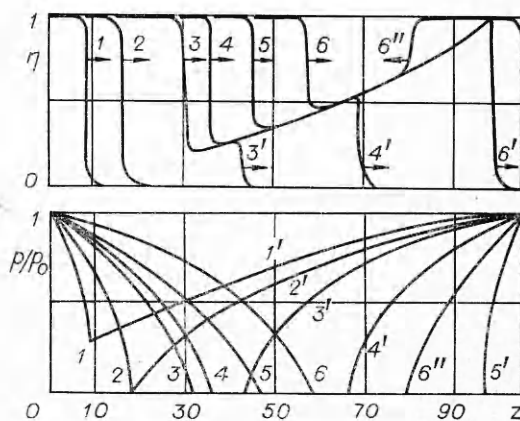
Puc. 1.



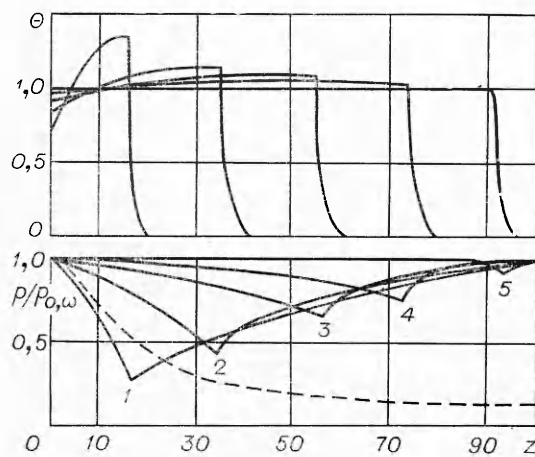
Puc. 2.



Puc. 3.



Puc. 4.



Puc. 5.



5. Выводы приближенного анализа сопоставлялись с результатами численного решения задачи на ЭВМ. Для численных расчетов использовалась неподвижная система координат  $x' = x + L$  (при замене  $x$  на  $x'$  в уравнениях (1) следует положить  $u = 0$ ). Процесс инициировался импульсом высокой температуры  $T_3 \approx T_+$ , после чего при  $x' = 0$  задавалось граничное условие (2). На границе  $x' = L_1$  поддерживались начальные значения температуры  $T_-$  и давления  $p_0$ .

Результаты расчетов, иллюстрирующие основные положения предыдущих пунктов, представлены на рис. 1—5. Рис. 1 показывает распределение температур  $\Theta(z), \Theta = (T - T_-)/(T_+^0 - T_-)$ ,  $z = x'u_0/a$  в волне горения ( $A_0 = 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $\gamma = R(T_+^0)^2/E(T_+^0 - T_-) = 0,18$ ;  $\delta = 1$ ,  $\nu = 1/2$ ,  $f(\eta) = 1$ ,  $T_0 = T_-$ ,  $\alpha = \infty$ ,  $\rho_0^0/\mu\rho_1^0 = 10^{-3}$ ,  $L_1 = \infty$ ) в различные моменты времени при наличии кинетического этапа распространения фронта. Штриховая кривая везде соответствует скорости распространения максимума тепловыделения, отнесенной к ее значению на кинетической стадии. Уменьшение  $\gamma$  при тех же значениях остальных параметров приводит к автоколебательному режиму горения на кинетическом этапе распространения фронта. Амплитуда колебаний скорости на рис. 2 ( $\gamma = 0,11$ ) уменьшается по мере падения давления в зоне реакции. С переходом к фильтрационному режиму горения колебания прекращаются.

На рис. 3 показано пространственно-временное распределение температур при  $A_0 = 0,5$ ,  $\alpha = 1$  (остальные параметры указаны выше). Кинетический этап распространения зоны реакции практически отсутствует — сразу же после зажигания начинается фильтрационный режим горения с пониженной температурой во фронте и монотонно падающей скоростью.

Рис. 4 иллюстрирует распад волны горения на два фронта ( $A_0 = 1$ ). Пока основное количество окислителя подводится через сгоревшую часть, распространяется единый фронт с полной глубиной превращения (кривые 1). Переход в фильтрационный режим (кривые 2) сопровождается зарождением второго максимума тепловыделения (переднего фронта), который распространяется сначала в режиме управления (скорость определяется тепловым потоком из зоны основного тепловыделения) [8], а затем отрывается от заднего фронта (кривые 4, 3). Происходит распад волны горения на две, питаемых соответственно встречным и спутным потоками. Некоторое время после отрыва передний фронт (цифры со штрихами) распространяется в режиме неполного превращения, оставляя сзади недогоревшее вещество, по которому перемещается повторный фронт горения на спутном потоке (см. рис. 4, 3, 5). В момент перехода к режиму полного превращения (кривые 5) передний фронт, в свою очередь, распадается на волну горения и догорания [9]. Последняя (см. рис. 4, 6") движется навстречу повторному фронту. Горение заканчивается интенсивной вспышкой при смыкании встречных фронтов.

Рис. 5 иллюстрирует эффект торможения волны горения, распространяющейся в кинематическом режиме ( $A_0 = 0,18$ ) в условиях двусторонней фильтрации. Уменьшение доли спутного потока в общем количестве потребляемого в реакции окислителя снижает конвективный перенос тепла из продуктов в зону горения. Падение температуры во фронте приводит к уменьшению скорости, несмотря на рост давления в зоне реакции.

Поступила в редакцию  
1/IX 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
2. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3, 612.
3. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1976, 12, 3, 323.
4. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская, Ю. Е. Володин. Докл. АН СССР, 1972, 206, 4, 905.

5. Окисление металлов, Т. I. Теоретические основы. М., Metallurgia, 1968.
6. Б. И. Хайкин.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
7. А. П. Алдушин. ПМТФ, 1974, 3, 445.
8. А. Г. Мержанов, Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6, 99.
9. А. П. Алдушин, Т. П. Ивлева и др.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.

## ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПЕРЕНОСА НА ТУРБУЛЕНТНУЮ СКОРОСТЬ ВЫГОРАНИЯ

*В. П. Карпов, Е. С. Северин*

(Москва)

Турбулентное горение в настоящее время хорошо изучено, но тем не менее остается не вполне ясным влияние многих факторов на величину турбулентной скорости горения. Результаты исследования турбулентного горения околопредельных смесей водорода при использовании аргона и гелия в качестве инертных разбавителей [1] показали существование зависимости турбулентной скорости выгорания от молекулярных свойств смеси: от отношения коэффициентов диффузии к температуропроводности исходной смеси, т. е. от критерия Льюиса  $L$ . С этой же точки зрения можно рассматривать и результаты сопоставления турбулентных скоростей горения богатых и бедных водородно-воздушных смесей. Более высокие величины скоростей турбулентного горения в бедных смесях были получены как при определении скорости турбулентного горения по передней границе пламени [2], так и при определении турбулентных скоростей выгорания [1].

В настоящей работе делается попытка выявить влияние критерия  $L$  на турбулентное горение в более широком диапазоне изменения параметров смеси. Возможность расширения диапазона связана с использованием скоростей турбулентного выгорания, определение которых в условиях бомбы постоянного объема с известным полем турбулентности не связано с регистрацией границ турбулентного пламени и позволяет вести исследования при значительных пульсационных скоростях, малых температурах пламени, нормальных скоростях и при больших коэффициентах температуропроводности. Установка и метод определения турбулентной скорости выгорания описаны в [3]. Результаты экспериментального исследования представлены в виде зависимости турбулентной скорости выгорания  $w$  от пульсационной скорости, причем  $u_{\Sigma} = \sqrt{3} \cdot u'$  — среднеквадратичное значение вектора пульсационной скорости, где  $u'$  — проекция  $u_{\Sigma}$  на ось.

На рис. 1 приведена зависимость турбулентной скорости выгорания от пульсационной для метано-воздушных и пропано-воздушных смесей. Видно, что при одинаковых нормальных скоростях и близких температурах горения  $w$  богатых смесей пропана выше, чем бедных. Для смесей метана — наоборот, бедные смеси имеют более высокие скорости. Например, смесь метана с воздухом при  $\alpha = 0,7$  горит лишь при крайне слабой турбулентности даже при увеличенной мощности источника поджигания. А более богатая смесь пропана ( $\alpha = 0,65$ ) горит со значительными скоростями при высоких интенсивностях турбулентности, несмотря на более низкую нормальную скорость и температуру горения по сравнению с метановой смесью  $\alpha = 0,7$ . Смещение максимума турбулентных скоростей горения в бедные смеси метана и в богатые пропана и бутана наблюдалось ранее, и в том числе, при горении в условиях бомбы [4].