

Что касается мелких конгломератов частиц бора, то, как видно из рис. 5, введение условной границы областей теплового и термокинетического срывов позволяет с достаточной степенью точности заменить расчеты на ЭВМ критериальными соотношениями (5) либо (8).

Таким образом, проведенный выше анализ экспериментальных и расчетных данных подтверждает возможность существования двух механизмов воспламенения ДС при протекании последовательных гетерогенных реакций рассмотренного вида, а также возможность преобладания теплового либо термокинетического механизма срыва. Механизм воспламенения бора в зависимости от параметров ДС и окружающей среды может быть аналогичен либо воспламенению ДС, окисляющихся по параболическому ($n = 1$, например, алюминий), либо по линейному ($n = 0$, например, магний) законам. Вполне удовлетворительное согласование расчетов по приближенным аналитическим выражениям с данными машинного счета свидетельствует о приемлемости предлагаемого подхода к описанию воспламенения различных ДС. Такой подход дает конкретный критерий, применение которого позволяет установить области преобладания одной из двух последовательных реакций и заменить трудоемкие расчеты критических условий на ЭВМ достаточно простыми аналитическими соотношениями, физически достоверно описывающими процесс в соответствующих областях.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Л. А. Клячко и Е. С. Озерова за внимание к работе и полезные замечания.

Поступила в редакцию 18/VIII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4.
2. Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян. ФГВ, 1979, 15, 4.
3. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко, К. М. Копейка и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
4. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
5. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
6. Ю. М. Григорьев, К. З. Сафанеев. ФГВ, 1980, 16, 2.
7. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
8. В. Г. Шевчук, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. ФГВ, 1975, 11, 2.
9. Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук, В. Л. Великанова и др. ФГВ, 1978, 15, 2.
10. В. Б. Либрович, В. И. Лисицын, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1974, 1.
11. Д. И. Полищук, А. Н. Золотко, В. Г. Шевчук. *Archiwum Termodynamiki i Spalania*, 1976, 7, 1.
12. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Д. Д. Полищук.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, 1980.
13. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко, К. М. Копейка и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
14. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук, А. П. Золотко и др.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
15. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1975, 11, 4.
16. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1979, 15, 6.
17. M. N. King. *Comb. Sci. Techn.*, 1974, 8, 5.
18. A. Masek, J. M. Semple. *Comb. Sci. Techn.*, 1969, 1, 3.
19. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1974, 10, 4.

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВ

*В. С. Бабкин, В. И. Дробышев, Ю. М. Лаевский,
С. И. Потышняков*

(Новосибирск)

Под фильтрационным горением обычно понимается волновой процесс высокотемпературного химического превращения пористого материала при подводе газообразного окислителя к зоне реагирования путем встречной или спутной фильтрации [1, 2]. К настоящему времени накоплен большой

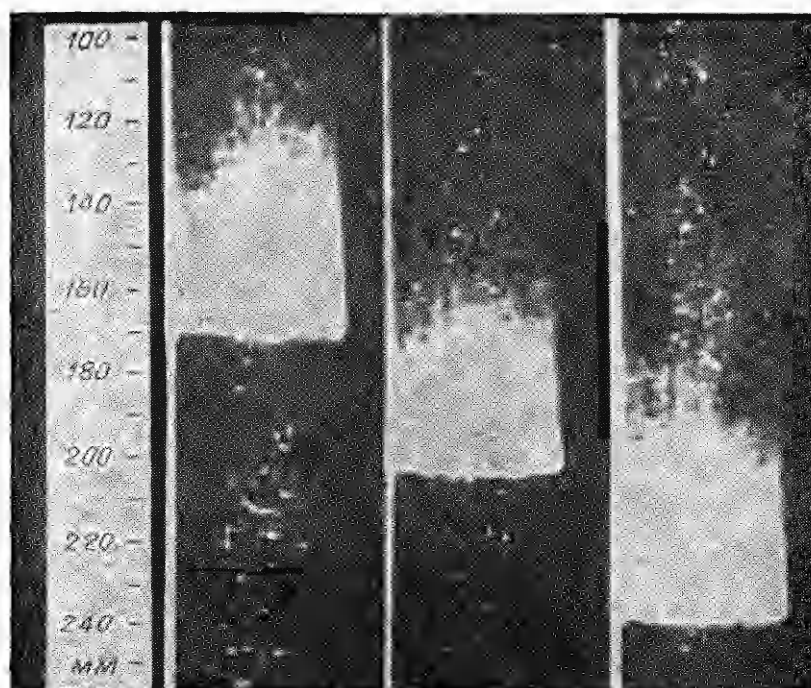


Рис. 1. Распространение волн горения в пористой среде при фильтрации газа. Время между кадрами 2 мин.

теоретический и экспериментальный материал по изучению фильтрационного горения (см., например, [3]). Волновой характер могут также иметь нестационарные процессы, протекающие в химических реакторах с неподвижным слоем катализатора [4].

Опыт показывает, что наряду с фильтрационным горением конденсированных сред возможен процесс фильтрационного горения газов, при котором реагенты — газообразное топливо и окислитель — подводятся к зоне горения путем фильтрации через слой инертного пористого материала. Этот вид горения можно осуществить, например, следующим образом. В трубу, содержащую пористое тело или зернистый материал, с одного конца подводится горючая газовая смесь. С другого конца смесь поджигается. Через некоторое время на конце поджига пористая среда разогревается и формируется плоская волна горения, которая затем распространяется навстречу потоку (рис. 1) [5]. Волна имеет свои характерные величины скорости, протяженности, температуры и т. д., которые зависят от теплофизических, фильтрационных и кинетических параметров среды и газа. При сравнении различных режимов и закономерностей фильтрационного горения конденсированных и газовых систем обнаруживаются, с одной стороны, некоторые общие свойства этих процессов, а с другой — принципиальные отличия и специфические особенности.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию характеристик волны фильтрационного горения газовых систем.

Модель процесса

Рассматривается структура и закономерности стационарного распространения тепловой волны в неограниченной пористой среде, заполняющей канал с непроницаемыми боковыми стенками. По каналу движется горючая газовая смесь, которая реагирует в зоне тепловой волны. Образующиеся в результате газофазной реакции высокотемпературные продукты сгорания обмениваются теплом с пористой средой. Предполага-

ется, что химическое взаимодействие среды с газом отсутствует, а тепловое взаимодействие конечно, так что температуры газа и среды в общем случае различны. Структурные характеристики пористой среды (пористость, проницаемость, удельная поверхность), а также теплофизические характеристики газа (теплоемкость, теплопроводность) в процессе не изменяются.

Рассматривается простейший случай течения газа с пренебрежимо малыми градиентами давления, соответствующий большим коэффициентам фильтрации. Это предположение, естественно, оставляет в стороне анализ некоторых существенных фильтрационных эффектов, но позволяет на первом этапе исследования упростить задачу, исключив из рассмотрения уравнения фильтрации.

Основу математической модели составляют уравнения распространения тепла в твердой и газовой фазах, переноса недостающего компонента и сохранения полного количества вещества в потоке

$$\begin{aligned}(1-m)c_{p\Theta}\rho_{\Theta}\frac{\partial\Theta}{\partial t} &= (1-m)\lambda_{\Theta}\frac{\partial^2\Theta}{\partial l^2} + \alpha_0 S(T-\Theta), \\ mc_{pT}\rho_T\frac{\partial T}{\partial t} &= -mc_{pT}\rho_T v\frac{\partial T}{\partial l} + mQw(n,T) - \alpha_0 S(T-\Theta), \\ \rho_T\frac{\partial n}{\partial t} &= -\rho_T v\frac{\partial n}{\partial l} - w(n,T), \\ \frac{\partial\rho_T}{\partial t} &= -\frac{\partial(v\rho_T)}{\partial l}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь Θ и T — температуры твердой и газовой фаз; n — относительная массовая концентрация недостающего компонента; v — скорость потока в порах; $c_{p\Theta}$, ρ_{Θ} , c_{pT} , ρ_T — удельные теплоемкости и плотности твердой и газовой фаз соответственно; λ_{Θ} — эффективный коэффициент теплопроводности твердой фазы; m — пористость; α_0 — коэффициент теплообмена; S — удельная поверхность; Q — тепловой эффект реакции; $w(n, T)$ — скорость химической реакции.

Исследование вопроса о стационарном распространении волны горения в рассмотренном случае сводится к изучению стационарных решений системы (1), записанной относительно переменных t и $x = l - ut + \text{const}$, где u — скорость волны. После такой замены из стационарного уравнения неразрывности следует: $\rho_T(v-u) = \rho_{T_0}(v_0-u)$, где ρ_{T_0} и v_0 — плотность и скорость исходной смеси. Учитывая это, запишем стационарную систему в виде (опуская здесь и далее индекс ноль у скорости исходной смеси)

$$\begin{aligned}a_{\Theta}\frac{d^2\Theta}{dx^2} + u\frac{d\Theta}{dx} + \alpha_0(T-\Theta) &= 0, \\ (v-u)\frac{dT}{dx} - \frac{Q}{c_{pT}\rho_{T_0}}w(n,T) + \sigma\alpha_{\Theta}(T-\Theta) &= 0, \\ (v-u)\frac{dn}{dx} + \frac{1}{\rho_{T_0}}w(n,T) &= 0,\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$a_{\Theta} = \lambda_{\Theta}/c_{p\Theta}\rho_{\Theta}; \quad \alpha_{\Theta} = \alpha_0 S/(1-m)c_{p\Theta}\rho_{\Theta}; \quad \sigma = (1-m)c_{p\Theta}\rho_{\Theta}/mc_{pT}\rho_{T_0}.$$

В дальнейшем будем предполагать, что $\sigma \gg 1$, т. е. тепловая инерционность твердой фазы значительно превышает тепловую инерционность потока. Нетрудно показать, что при этом условии в уравнениях газовой фазы кондуктивный и диффузионный члены могут быть опущены, так как при них появляется малый параметр.

Пусть при $x \rightarrow -\infty$ решение системы (2) удовлетворяет условиям

$$\Theta(x) \rightarrow T_0, \quad T(x) \rightarrow T_0, \quad n(x) \rightarrow 1. \quad (3)$$

Заметим, что необходимое условие существования ограниченного решения — выполнение равенства $w(1, T_0) = 0$. В противном случае точка $(T_0, T_0, 1)$ не является стационарной для системы (2), и никакое ее

решение не удовлетворяет условиям (3). Далее, для устойчивости решения относительно малых возмущений входной температуры, положим

$$w(n, T) = 0 \quad \text{при } T \leq T_1, \quad T_1 > T_0,$$

где T_1 — температура, при которой скорость химической реакции становится существенной (проводится общепринятое в теории горения «обрезание» функции реакции).

Условие (3) позволяет понизить порядок системы: умножим первое уравнение системы (2) на $-\sigma$, третье — на Q/c_{pT} , сложим все три уравнения и результат проинтегрируем от $-\infty$ до x . Тогда система может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta}{dx} &= -\frac{u}{a_\Theta} (\Theta - T_0) + \frac{v-u}{\sigma a_\Theta} (T - T_0) - \frac{v-u}{\sigma a_\Theta} \frac{Q}{c_{pT}} (1-n), \\ \frac{dT}{dx} &= \frac{\sigma \alpha_\Theta}{v-u} (\Theta - T) + \frac{1}{v-u} \frac{Q}{c_{pT} \rho T_0} w(n, T), \\ \frac{dn}{dx} &= -\frac{1}{v-u} \cdot \frac{1}{\rho T_0} w(n, T). \end{aligned} \quad (4)$$

Далее, пусть при $x \rightarrow +\infty$ решение стремится к стационарной точке

$$\Theta = T_e, \quad T = T_e, \quad n = 0, \quad (5)$$

где

$$T_e = T_0 + \frac{Q}{c_{pT}} \frac{v-u}{v-(1+\sigma)u}. \quad (6)$$

Отсюда, в частности, следует, что $u \neq v/(1+\sigma)$. Для реализации условий (5) необходимо выполнение равенства $w(0, T) = 0$. Вопрос о том, почему в качестве второй стационарной точки берем именно (5), тесно связан с вопросом о существовании ограниченного решения полученной спектральной задачи.

Приближенное определение скорости волны горения. В дальнейшем предполагается практически полное выгорание недостающего компонента на участке длины Δ , много меньшем характерного участка изменения температуры Θ твердой фазы. Так как уравнение (4) с условиями (3) и (5) обладает группой сдвига, можно положить $T(0) = T_1$. Тогда $n(0) = 1$, а $n(\Delta) = 0$. Таким образом, при описании процесса можно выделить три зоны: прогрева ($x < 0$), тепловыделения ($0 < x < \Delta$) и охлаждения ($x > \Delta$).

Этому разбиению соответствует следующая физическая картина. В зоне прогрева твердая фаза отдает тепло в поток, нагревая его до температуры активного реагирования T_1 . В зоне тепловыделения происходит разогрев газа до некоторой температуры T_2 . Конвективный поток (с учетом движения самой волны) переносит выделившееся тепло в зону охлаждения, где оно передается в твердую фазу. По ней кондуктивный поток переносит тепло в зону прогрева и т. д. Заметим, что на этом этапе зона тепловыделения никакой роли не играет. С другой стороны, на процесс химического тепловыделения практически никакого влияния не оказывает межфазный теплообмен. Тогда из условия выгорания немедленно следует

$$T_2 = T_1 + Q/c_{pT}. \quad (7)$$

В дальнейшем зоной тепловыделения будем пренебрегать и считать, что при переходе через точку $x = 0$ температура твердой фазы непрерывна, а температура и концентрация потока совершают скачок с T_1 до T_2 и с 1 до 0 соответственно.

Система (4), таким образом, в каждой из зон становится линейной, причем в зоне прогрева $n(x) \equiv 1$, а в зоне охлаждения $n(x) = 0$. Собственные числа этой системы определяются как решение характеристического уравнения

$$\mu^2 + \left(\frac{u}{a_\Theta} + \frac{\sigma \alpha_\Theta}{v-u} \right) \mu - \frac{\alpha_\Theta}{a_\Theta} \frac{v-(1+\sigma)u}{v-u} = 0.$$

Корни этого уравнения вещественные. Далее из третьего уравнения системы (4) следует

$$u = v - \frac{1}{\rho T_0} \int_{-\infty}^{\infty} w[n(x), T(x)] dx,$$

т. е. $u < v$. Если $u > v/(1 + \sigma)$, то $\mu_1 < 0$, $\mu_2 < 0$ и не существует нетривиального решения задачи, удовлетворяющего условиям (3). Следовательно, необходимо потребовать выполнения условия

$$u < v/(1 + \sigma). \quad (8)$$

При этом имеет место

$$\mu_2 < -\sigma\alpha_0/(v - u) < 0 < \mu_1. \quad (9)$$

Как нетрудно видеть, для удовлетворения условий (3), (5) необходимо и достаточно потребовать, чтобы решение системы определялось в зоне прогрева только собственным числом μ_1 и в зоне охлаждения только собственным числом μ_2 . После соответствующих выкладок эти требования сводятся к равенствам

$$\begin{aligned} \Theta_1 &= T_0 + r_1(T_1 - T_0), \\ \Theta_1 &= T_e + r_2(T_2 - T_e), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Theta_1 = \Theta(0)$; $r_i = 1 + (v - u)\mu_i/\sigma\alpha_0$. Температурные профили при этом имеют вид в зоне прогрева

$$\begin{aligned} \Theta &= T_0 + r_1(T_1 - T_0)e^{\mu_1 x}, \\ T &= T_0 + (T_1 - T_0)e^{\mu_1 x} \end{aligned} \quad (11)$$

и в зоне охлаждения

$$\begin{aligned} \Theta &= T_e + r_2(T_2 - T_e)e^{\mu_2 x}, \\ T &= T_e + (T_2 - T_e)e^{\mu_2 x}. \end{aligned} \quad (12)$$

Из первого уравнения системы (4) следует непрерывность в точках $x = 0$ производной $\frac{d\Theta}{dx}$. Это, в свою очередь, влечет монотонность функции $\Theta(x)$. Тогда, учитывая неравенство (9), получим $T_2 > T_e$, т. е. в зоне прогрева температура газа возрастает, а в зоне охлаждения убывает. При этом выполняется цепочка неравенств

$$T_1 < \Theta_1 < T_e < T_2.$$

Эти неравенства позволяют получить простые оценки для скорости u .

Пусть $q = \frac{Q}{c_{pT}(T_1 - T_0)} < 1 + \sigma$, тогда

$$v \frac{1 - q}{1 + \sigma - q} < u < v \frac{1}{1 + (1 + q)\sigma}. \quad (13)$$

В частности, если $q \leq 1$, то $u > 0$, т. е. волна движется в направлении потока при любых v . Полученные результаты дают простую геометрическую иллюстрацию, показывающую, в каком направлении движется фронт.

Пусть $S^- = \int_{-\infty}^0 (\Theta - T) dx$, $S^+ = \int_0^{\infty} (T - \Theta) dx$. Из (11), (12) следует, что $S^- > 0$ и $S^+ > 0$. Интегрируя от $-\infty$ до $+\infty$ первое уравнение системы (2), получим

$$u = -\frac{\alpha_0(S^+ - S^-)}{T_e - T_0}.$$

Таким образом, если $S^+ > S^-$, то волна движется против потока, если $S^+ < S^-$ — в направлении потока и при $S^+ = S^-$ реализуется состояние «стоячей волны».

Теперь остановимся на уравнении для u . Исключая из (10) Θ_1 , получим искомое уравнение, которое может быть записано в виде

$$\varphi(u) = q, \quad (14)$$

где $\varphi(u) = [v - (1 + \sigma)u] \frac{r_1 - r_2}{v - u - \sigma u r_2}$.

Как показано в [6], функция $\varphi(u)$ обладает следующими свойствами:

- 1) $\varphi(u) > 0$ при $u < \frac{v}{1 + \sigma}$;
- 2) $\varphi\left(\frac{v}{1 + \sigma}\right) = 0$, $\varphi(u) \rightarrow \infty$ при $u \rightarrow -\infty$;
- 3) $\frac{d^2\varphi}{du^2}(u) < 0$ при $u < \frac{v}{1 + \sigma}$; $\sigma > 1$.

Из первых двух свойств следует существование решения уравнения (14), а из третьего — его единственность. Далее, пусть

$$q_0 = \varphi(0) = \sqrt{1 + \frac{4v^2}{\sigma^2 \alpha_\Theta a_\Theta}}$$

Из свойств функции $\varphi(u)$ следует простой критерий, указывающий направление движения волны: волна движется против потока, по потоку либо реализуется состояние «стоячей волны», тогда и только тогда, когда $q > q_0$, $q < q_0$ или $q = q_0$ соответственно.

Пусть функция реакции имеет вид

$$w(n, T) = k_0 n e^{-E/RT}.$$

Так как в зоне тепловыделения пренебрегается межфазным теплообменом, то в этой зоне можно оставить только уравнение для T с функцией тепловыделения $F(T) = k_0(T_2 - T)e^{-E/RT}$. Потребуем, чтобы функция тепловыделения аппроксимировалась непрерывной функцией, равной нулю при $T \leq T_1$, с максимальной производной в точке T_1 . Тогда, как показано в [6]

$$T_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E}{R} \frac{Q}{c_{pT}}} - \frac{Q}{c_{pT}}.$$

При этом используется сильное неравенство $E/RT_2 \gg 1$. Неравенство $T_1 > T_0$ приводит к ограничениям, которые можно трактовать как условия вырождения волны

$$\frac{4RT_0^2}{E} < \frac{Q}{c_{pT}} < \frac{E}{4R} - 2T_0.$$

Результаты и обсуждение экспериментов

Методика экспериментов. Распространение волн горения газа в пористой среде исследовалось на установке, состоящей из реакционной трубки, заполненной пористым материалом, системы для подготовки и контроля потока гомогенной газовой смеси и приборов регистрации движения волны горения.

Вертикально расположенная кварцевая реакционная трубка с внутренним диаметром 40 и длиной 500 мм заполнялась зернистым карборундом SiC ($\rho_0 = 3,08 \cdot 10^3$ кг/м³, $T_{\text{разл}} = 3150$ К). Засыпка, образованная фракцией карборунда 1–1,25 мм, имела пористость $m = 0,51 \pm 0,01$. Подача горючей смеси при $T_0 = 300$ К производилась с нижнего конца, а иницирование горения — с верхнего открытого конца трубки. Расходы компонентов смеси водорода и воздуха измерялись ротаметрами типа РС-5 и РС-3. Во избежание выброса засыпки, последняя прижималась сверху жаропрочной предохранительной сеткой. Давление газа перед засыпкой кон-

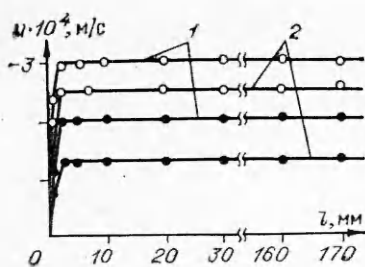


Рис. 2. Зависимость $u(l)$ при содержании водорода в смеси 60% (светлые точки) и 65% (темные точки).
 v , м/с: 1 — 1,5, 2 — 2,1.

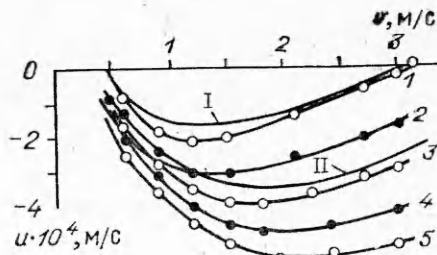


Рис. 3. Зависимость $u(v)$ при содержании водорода в смеси, %: 65 (I), 60 (2), 55 (3), 50 (4), 45 (5).

I и II — расчет для $T_b^{ад} = 1480$ и 1790 К соответственно.

тролировалось образцовым манометром. Скорость горения определялась или покадровой съемкой, или с помощью фоторегистратора ФР-11.

Режимы и скорость волны горения. Оптические и визуальные наблюдения показывают, что в зависимости от начальных параметров возможно распространение волн горения по потоку, против потока и состояние «стоячей волны». Изменение начальных параметров ведет к изменению интенсивности волновых процессов — скорости, свечения фронта, температуры пористой среды и газа. При встречном движении фронт волны отчетливо виден, стабилен, перпендикулярен оси трубки. При спутном движении участки фронта движутся с разной скоростью, площадь фронта изменяется во времени. Вблизи пределов распространения фронт волны слабо выражен, свечение неравномерное по фронту.

На рис. 2 приведены значения скорости волны на различных участках реакционной трубки (движение встречное). Видно, что на большей части трубки скорость волны в пределах точности измерений постоянна. Измерения гидравлического сопротивления засыпки показали, что в рабочем диапазоне скоростей коэффициент сопротивления $f_s = \Delta p d_s / 2 \Delta l \rho v^2$ находится в пределах 0,2—20 при эквивалентных числах Рейнольдса 150—15. При этом перепады давления на всей длине засыпки составляют 2—20 кПа. Область параметров соответствует переходу вязкого течения к инерционному. Это отвечает предположению о течении газа с относительно малым сопротивлением среды.

На рис. 3 приведена зависимость скорости волны горения от скорости потока v для ряда водородно-воздушных смесей. За положительное направление принято направление газового потока. Видно, что существует минимальная скорость потока $v_c \approx 40$ см/с, ниже которой происходит срыв стационарного режима горения. При скорости потока больше v_c скорость волны горения против потока сначала увеличивается (по абсолютной величине), проходит максимум, а затем уменьшается до нулевого значения (состояние «стоячей волны»: $u = 0$, $v = v_c$). При дальнейшем увеличении v волна меняет направление движения.

На рис. 4 приведена зависимость скорости волны от содержания водорода в водородно-воздушной смеси. Здесь же приведены зависимости адиабатической температуры $T_b^{ад}$ и нормальной скорости пламени S_u [7] для соответствующих смесей. Видно, что корреляция между u и $T_b^{ад}$ выражена более сильно, чем между u и S_u . Так, максимальная скорость волны горения против потока (смесь с 33% H_2 , $T_b^{ад} = 2360$ К) приблизительно соответствует максимальной температуре пламени (29,6% H_2 , $T_b^{ад} = 2400$ К). В состояниях «стоячей волны» при данной v температуры бедных и богатых пламен приблизительно одинаковы (для смесей с 13 и 70% H_2 адиабатическая температура равна 1320 и 1300 К соответственно).

До сих пор не оговорено одно существенное условие эксперимента: для упрощения экспериментальной процедуры фракция зерна карборун-

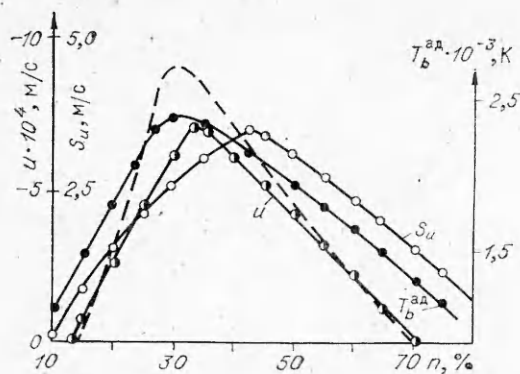


Рис. 4. Зависимость u , $T_b^{ад}$, S_u от состава водородно-воздушной смеси (штриховая кривая — расчет $u(n)$).

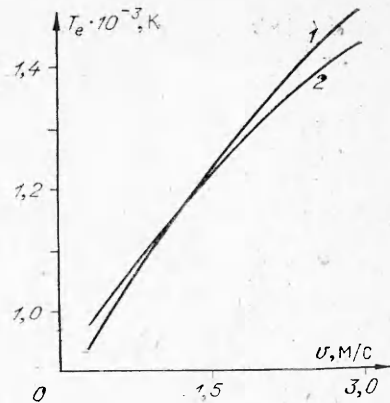


Рис. 5. Зависимость $T_e(v)$ при $T_b^{ад} = 1790$ (1) и 1480 К (2).

да выбиралась такой, чтобы исключить для всех v и S_u явление проскока пламени против потока, используя для этого условие гашения пламени в узких каналах $Re(S_u) < Re_c(S_u)$, где $Re_c(S_u) \approx 65$ — критическое число Пекле. Возникает вопрос: возможна ли реализация изучаемого явления — режима низких скоростей (РНС) при относительно больших эквивалентных диаметрах каналов пористой среды, т. е. при $Re(S_u) > Re_c(S_u)$?

Прежде заметим, что здесь термин «проскок пламени» используется в его обычном смысле для характеристики режима распространения пламени в каналах с относительно большими скоростями и слабым тепловым межфазным взаимодействием (РВС). Граница режима в цилиндрических трубках хорошо описывается эмпирической зависимостью $Re(v) = k Re^2(S_u)$, где $Re(v)$ и $Re(S_u)$ — числа Пекле, отнесенные к скорости потока и нормальной скорости, k — константа [8]. РНС и РВС — принципиально разные режимы горения. В РНС, так же как и в РВС осуществляется «передача» реакции горения вверх по потоку, но иным путем, с сильным тепловым межфазным взаимодействием и, следовательно, малой скоростью. Кстати, РНС лежит в основе механизма прогорания промышленных огнепреградителей и ИК-излучателей [5].

Чтобы ответить на поставленный выше вопрос, были проведены опыты с крупной засыпкой (металлические шары, $d = 3$ мм), в которых мог наблюдаться проскок пламени. Опыты показали, что РНС имеет место при относительно больших скоростях потока. При уменьшении v ниже критического v_c^b режим медленного горения скачком переходит на режим высоких скоростей — проскок пламени. Так, в смеси с 60% H_2 $S_u = 214$ см/с при $v_s > v > 310$ см/с реализуется РНС, а при $v < 310$ см/с — РВС. Режим высоких скоростей при $v = 0$ исследовался в [9, 10].

Необходимо отметить, что РВС — специфическая особенность фильтрационного горения газов. С точки зрения математической модели РВС означает расщепление системы (2). При этом уравнение для твердой фазы фактически исключается из процесса, а волновой процесс описывается оставшимися уравнениями для газовой фазы, которые в этом случае должны быть дополнены соответственно кондуктивным и диффузионным членами. В [9, 10] показано, что для РВС характерно турбулентное распространение пламени, обусловленное аэродинамическим межфазным взаимодействием. Это обстоятельство также должно быть учтено в дальнейших модельных исследованиях.

Приведенная выше модель сравнивалась с экспериментом при следующих численных значениях параметров, близких к условиям эксперимента: $\lambda_g = 4$ Вт/(м · К), $c_{pg} = 0,66$ кДж/(кг · К), $\rho_g = 3 \cdot 10^3$ кг/м³, $\lambda_T = 8,4 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м · К), $c_{pT} = 1,3$ кДж/(кг · К), $\rho_T = 0,6$ кг/м³, $E = 126$ кДж/моль, $\beta = 6 \cdot 10^3$ Вт/(м³ · К).

При расчете α_0 использовалось соотношение [11]

$$\text{Nu} = 0,395 \text{Re}^{0,64} \cdot \text{Pr}^{1/3}.$$

На рис. 3 приведена зависимость $u(v)$, полученная как решение уравнения (14). Видно, что модель хорошо воспроизводит величину и характер изменения скорости волны горения, включая изменение направления вектора скорости и положение «стоячей волны». Трудность возникла в описании критической скорости v_c . В связи с этим, предполагая, что v_c обусловлена теплопотерями, приведенная выше модель адиабатического процесса была модернизирована. Для этого к левой части первого уравнения системы (2) добавляется член $\beta(T_0 - \Theta)$. Построение приближенной теории в этом случае несколько усложняется, так как линейная система имеет уже не второй, а третий порядок. Как и ожидалось, имеется $\beta_c(v)$ такое, что при $\beta > \beta_c$ решения модифицированного уравнения (14) не существует, а при $\beta < \beta_c$ имеется два решения, причем первая неустойчивая ветвь не принадлежит области (8). Заметим, что при любом фиксированном β существует $v_c(\beta)$ такое, что при $v < v_c(\beta)$ распространение волны горения невозможно. Как видно из рис. 3, указанная модификация успешно решила проблему критической скорости.

На рис. 4 дана расчетная зависимость $u(T_b^{ad})$ при постоянных значениях кинетических параметров k_0 и E . Видно, что расчетная кривая хорошо соответствует экспериментальной. Из этого можно заключить, что адиабатическая температура пламени — важный фактор, влияющий на процесс горения.

Тепловая обстановка процесса. Наличие двух температур предопределяет сложность и своеобразие тепловой обстановки процесса. Специфическая особенность этой обстановки — температурный пик в зоне химической реакции T_2 , обусловленный рекуперативным процессом обращения тепла в цикле: продукты сгорания — пористая среда — свежий газ — продукты сгорания. Он сопровождается как встречное, так и спутное движение волны горения. Интересно, что максимальная температура газа зависит только от адиабатического разогрева $T_b^{ad} - T_0$ и энергии активации, но не зависит от других параметров процесса.

В отличие от гомогенных газовых пламен равновесная температура газа T_e и пористой среды Θ_e ($\Theta_e = T_e$) в адиабатическом процессе не являются чисто термодинамическими параметрами, но зависят от самого процесса (уравнение (6)). С увеличением скорости потока T_e непрерывно возрастает (рис. 5). Однако влияние скорости волны горения не однозначно. При встречном движении увеличение $|u|$ приводит к падению T_e , а при спутном — наоборот, к росту T_e . Физически это означает, что при одном и том же расходе газа при движении против потока газ должен нагревать большую массу среды в единицу времени и, следовательно, до меньшей равновесной температуры. Наоборот, при движении по потоку при более высокой скорости волны большее количество тепла, запасенное в пористой среде, идет в единицу времени на подогрев свежей смеси. В результате достигается «сверхадиабатическая» температура T_e .

В состоянии «стоячей волны» температура газа точно соответствует термодинамическому значению $T_b^{ad} = T_0 + \frac{\Theta}{c_p T}$. Наличие высоких температур при спутном движении волны горения косвенно подтверждает явления спекания и плавления зернистых материалов (кварцевого песка, керамзита, металлических шаров и др.), которые наблюдаются преимущественно при спутном движении волны. Аналогичное явление «сверхравновесных» температур отмечалось ранее при фильтрационном горении пористых сред [12] и при спутном движении тепловых волн в слое катализатора [13].

Что касается пространственных зон прогрева Δ_1 и охлаждения Δ_2 , то, как следует из (11), (12),

$$\Delta_1 < 1/\mu_1, \Delta_2 = 1/\mu_2,$$

где

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{u}{a_{\Theta}} + \frac{\sigma d_{\Theta}}{v-u} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{u}{a_{\Theta}} + \frac{\sigma d_{\Theta}}{v-u} \right)^2 + \frac{4\alpha_{\Theta} v - (1+\sigma)u}{a_{\Theta}(v-u)}}$$

В предельном случае при $\sigma \rightarrow \infty$ $\Delta_1 = -a_{\Theta}/u$, $\Delta_2 = 0$. Физически это означает, что волна горения формируется главным образом твердой фазой (приближение гомогенной конденсированной среды).

Непосредственные вычисления по приведенным формулам показывают, что при увеличении скорости потока от 0,3 до 3 м/с (для смеси с 65% H_2) величина Δ_1 изменяется от 10 до 2 мм, Δ_2 — от 0,4 до 0,7 мм. При росте адиабатической температуры от 1000 до 2500 К (при $v = 2,3$ м/с) Δ_1 и Δ_2 изменяются от 4 до 1 мм и от 0,66 до 0,7 мм соответственно.

Выводы

1. Реализован в эксперименте и исследован процесс фильтрационного горения газов в инертной пористой среде. Показана возможность распространения волн горения против потока, в направлении потока и состояния «стоячей волны». Установлена существенная роль в процессе таких факторов, как скорость потока, теплосодержание смеси, размер элементов среды.

2. Построена и обоснована двухтемпературная модель фильтрационного горения газов, описывающая влияние параметров на характеристики процесса. Модель предсказывает, в частности, существование температурного пика в зоне химической реакции, аномально низких и высоких температур горения. Теоретические выводы удовлетворительно согласуются с экспериментом.

3. Установлено наличие двух режимов фильтрационного горения газов: низких скоростей с сильным тепловым межфазным взаимодействием и высоких скоростей со слабым тепловым взаимодействием. Показана возможность существования пределов распространения волн горения, обусловленных теплопотерями.

4. Существенным элементом механизма фильтрационного горения газа в режиме низких скоростей является рекуперация тепла в цикле: продукты сгорания — пористая среда — свежий газ — продукты сгорания. В этом случае теплофизические характеристики среды играют определяющую роль в структуре и распространении волн горения.

Поступила в редакцию 18/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3.
2. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1977, 13, 1.
3. Некоторые вопросы макрокинетики/Под ред. Н. Н. Семенова. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1981.
4. Ю. Ш. Матрос. Нестационарные процессы в каталитических реакторах. Новосибирск: Наука, 1982.
5. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др. Докл. АН СССР, 1982, 265, 5.
6. Ю. М. Лаевский. О распространении фронта пламени в пористых инертных средах. Препринт ВЦ СО АН СССР, Новосибирск, 1981.
7. J. L. Drell, F. E. Belles. NASA Report 1383, 1958.
8. A. A. Putnam, R. A. Jensen. Third Symposium on Combustion and Flame Phenomena. Baltimore, Williams and Wilkins comp., 1949.
9. В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин. В кн.: Горение газов и натуральных топлив. Черногоровка, 1980.
10. А. А. Коржавин, В. А. Бунев и др. ФГВ, 1982, 18, 6.
11. М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Ленинград: Химия, 1979.
12. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский, А. К. Шкадинский. ФГВ, 1980, 16, 1.
13. О. В. Киселев, Ю. Ш. Матрос. ФГВ, 1980, 16, 2.