

которое связывает параметры функции влияния $\xi(x, y, z)$ с коэффициентом ξ_0 из модели [5] и позволяет определять эти параметры на основе данных о горючем материале.

Поступила в редакцию 2/IV 1982,
после доработки — 3/IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Frandsen. Comb. Flame, 1971, 18, 1.
2. W. H. Frandsen, R. C. Rothermel. Comb. Flame, 1972, 19, 1.
3. F. R. Steward.— In: Heat transfer in fires: thermophysics, social aspects, economic impact. Wash, 1974.
4. P. H. Thomas. Forestry, 1967, 40, 2.
5. R. C. Rothermel. USDA Forest Service Res. Paper INT-115, 1972.
6. Н. П. Курбатский. Техника и тактика тушения лесных пожаров. М.: Лесбумиздат, 1962.
7. С. Е. Van Wagner. Canadian J. of Forest Res., 1977, 7, 1.
8. Э. Н. Валендик, Г. А. Дорпер, А. И. Сухинин и др. Исследование земли и космоса, 1982, 4.
9. А. И. Сухинин. Канд. дис. Чебоксары, 1975.
10. F. A. Albini. USDA Forest Service Gen. Tech. Rep. INT-30, 1976.
11. E. V. Konev, A. L. Sukhinin. Comb. Flame, 1977, 28, 3.
12. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. Препринт. ИХФ АН СССР, 1977.
13. Г. А. Дорпер. Математические модели динамики лесных пожаров. М.: Лесная промышленность, 1979.
14. А. М. Гришин. Численные методы механики сплошной среды, 1978, 9, 4.
15. Э. В. Конеv. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
16. C. C. Feng, W. A. Sirignano. Comb. Flame, 1977, 29, 3.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПOTЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ ГАЗОВ

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

(Новосибирск)

В [1, 2] показано, что наряду с фильтрационным горением конденсированных систем — распространением зоны экзотермической реакции в пористой горючей среде при фильтрации окислителя — существует процесс фильтрационного горения газовых систем — распространение зоны реакции в инертной пористой среде при фильтрации гомогенной газовой смеси топлива с окислителем. В последнем случае возможны два режима распространения: низких скоростей с сильным тепловым межфазным взаимодействием в зоне волны (РНС) и высоких скоростей со слабым тепловым взаимодействием (РВС). Каждый из этих режимов имеет свои пространственно-временные характеристики волны, свои закономерности и особенности.

Существенным элементом механизма фильтрационного горения газов в РНС является внутренняя рециркуляция тепла по схеме: продукты сгорания — пористая среда — свежий газ — продукты сгорания, обеспечивающая эффективное использование теплового эффекта химической реакции. Наличие рекуперативного цикла в двухфазной системе определяет закономерности процесса, существенно отличающие его от горения газа в канале с постоянной температурой стенки Θ_0 . В РНС, например, равновесная температура газа и среды в зависимости от скорости волны может быть сверх- или субаднабатической, т. е. является функцией процесса, а не чисто термодинамическим параметром.

Аналогично можно ожидать, что и на пределах распространения тепловых волн в РНС будут проявляться свои специфические особенности. Действительно, если при распространении газового пламени в

каналах с $\Theta_0 = \text{const}$ пределы обусловлены теплотерями из зоны пламени в холодные стенки канала [3, 4], то в случае РНС теплотери пламени возможны только в горячей стенке пор твердой фазы, которая в свою очередь теряет тепло в окружающее пространство. Если при распространении пламени в канале с $\Theta_0 = \text{const}$ критический диаметр характеризуется кинетическими и теплофизическими свойствами горючей смеси, то в случае РНС существенное значение должны иметь также теплофизические свойства твердой фазы и скорость фильтрации газа. Анализ предельных явлений в значительной степени осложняется скудной информацией, имеющейся в литературе, о характере и интенсивности высокотемпературного теплообмена на границах газ — среда и среда — окружающее пространство.

В настоящей работе предпринято теоретическое и экспериментальное исследование проблемы пределов при фильтрационном горении газов в режиме РНС с целью выяснения принципиальных возможностей и условий реализации пределов.

Модель процесса

Исследуются предельные состояния стационарного распространения волны горения в неограниченной инертной пористой среде в форме цилиндра с массонепроницаемыми боковыми стенками при подводе горючей газовой смеси к зоне горения фильтрационным потоком. Система уравнений, включающая баланс тепла в среде, в газе и массы лимитирующего газового компонента, имеет следующий вид:

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

где $a_\Theta = \frac{\lambda_\Theta}{c_{p\Theta}\rho_\Theta}$; $\alpha_\Theta = \frac{\alpha_0 s}{(1-m)c_{p\Theta}\rho_\Theta}$; $\sigma = \frac{(1-m)c_{p\Theta}\rho_\Theta}{mc_{pT}\rho_{T_0}}$; $\alpha_m = \frac{\alpha_{m_0}}{(1-m)c_{p\Theta}\rho_\Theta}$.
Уравнения (1) записаны в неподвижной системе координат относительно волны горения. В (1) принято: Θ и T — температуры среды и газа; n — относительная весовая концентрация лимитирующего компонента; v — скорость потока свежей смеси; $c_{p\Theta}$, ρ_Θ , c_{pT} , ρ_{T_0} — удельная теплоемкость и плотность среды и газа соответственно; λ_Θ — эффективный коэффициент теплопроводности среды; m — пористость; α_0 , α_{m_0} — коэффициенты внутреннего и внешнего теплообмена; s — удельная поверхность; u — скорость волны горения относительно стенки трубы; Q — тепловой эффект реакции; w — скорость химической реакции.

Уравнения (1) и основные предположения в данной работе и в [2] идентичны, за исключением предположения о теплообмене с окружающей средой. Как и в [2], предполагается, что градиенты давления в системе пренебрежимо малы, тепловая инерционность среды значительно больше тепловой инерционности газа ($\sigma \gg 1$). Тепловые потоки на поверхности теплообмена пропорциональны разности температур.

Вне зоны химической реакции уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} a_\Theta \frac{d^2\Theta}{dx^2} + u \frac{d\Theta}{dx} + \alpha_\Theta (T - \Theta) + \alpha_m (T_0 - \Theta) &= 0, \\ (v - u) \frac{dT}{dx} + \sigma \alpha_\Theta (T - \Theta) &= 0, \\ \frac{dn}{dx} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

причем $n(x) = 1$ в зоне подогрева и $n(x) = 0$ в зоне охлаждения. Кроме того, при $x \rightarrow \pm \infty$

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

Пренебрегая толщиной зоны реакции ввиду высокой температурной чувствительности скорости реакции ($E/(RT_2) \gg 1$), наложим условия сопряжения в волне [2]

$$\begin{aligned} \Theta_2 &= \Theta_1, \quad \left(\frac{d\Theta}{dx}\right)_2 = \left(\frac{d\Theta}{dx}\right)_1, \\ T_2 &= T_1 + \frac{Q}{c_p T}, \quad T_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E}{R} \frac{Q}{c_p T} - \frac{Q}{c_p T}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют величинам слева и справа от зоны реакции; R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации в выражении для скорости химической реакции

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

Учитывая инвариантность задачи (2), (3) относительно сдвига независимой переменной x , будем полагать $T(0) = T_1$. Собственные числа системы (2) определяются как решение характеристического уравнения

$$\mu^3 + k_2 \mu^2 + k_1 \mu + k_0 = 0, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} k_0 &= -\frac{\sigma \alpha_\Theta \alpha_m}{a_\Theta (v-u)}, \\ k_1 &= -\frac{\alpha_m}{a_\Theta} - \frac{\alpha_\Theta}{a_\Theta} \frac{v - (1-\sigma)u}{(v-u)}, \\ k_2 &= \frac{u}{a_\Theta} + \frac{\sigma \alpha_\Theta}{v-u}. \end{aligned}$$

При помощи замены $v = \mu + \alpha_\Theta \sigma / (v-u)$ нетрудно показать, что корни уравнения (5) вещественные и удовлетворяют неравенствам $\mu_2 < -\frac{\sigma \alpha_\Theta}{v-u} < \mu_3 \leq 0 < \mu_1$. При $\alpha_{m0} = 0$ $\mu_3 = 0$, а последнее неравенство имеет место при $u < v/(1+\sigma)$ [2]. Если $\alpha_{m0} > 0$, то единственное ограничение по скорости волны есть неравенство $u < v$.

Для ограниченности решения необходимо потребовать, чтобы в зоне подогрева оно определялось собственным числом μ_1 , а в зонах охлаждения газа (зона выравнивания температур фаз за счет внутреннего теплообмена) и среды (зона выравнивания температур системы с окружающей средой за счет внешнего теплообмена) — собственными числами μ_2 и μ_3 . После соответствующих выкладок температурные профили в зоне подогрева могут быть выписаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Theta &= T_0 + r_1 (T_1 - T_0) e^{\mu_1 x}, \\ T &= T_0 + (T_1 - T_0) e^{\mu_1 x}, \end{aligned} \quad (6)$$

а в зонах охлаждения газа и среды

$$\begin{aligned} \Theta &= T_0 + \frac{1}{r_2 - r_3} \left\{ r_2 [\Theta_2 - T_0 - r_3 (T_2 - T_0)] e^{\mu_2 x} - r_3 [\Theta_2 - T_0 - r_2 (T_2 - T_0)] e^{\mu_3 x} \right\}, \\ T &= T_0 + \frac{1}{r_2 - r_3} \left\{ [\Theta_2 - T_0 - r_3 (T_2 - T_0)] e^{\mu_2 x} - \right. \\ &\quad \left. - [\Theta_2 - T_0 - r_2 (T_2 - T_0)] e^{\mu_3 x} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $r_j = 1 + (v-u)/\sigma \alpha_\Theta \cdot \mu_j$. Используя условия на границах зон (4), найдем

$$\Theta_1 = \Theta_2 = T_0 + r_1 (T_1 - T_0)$$

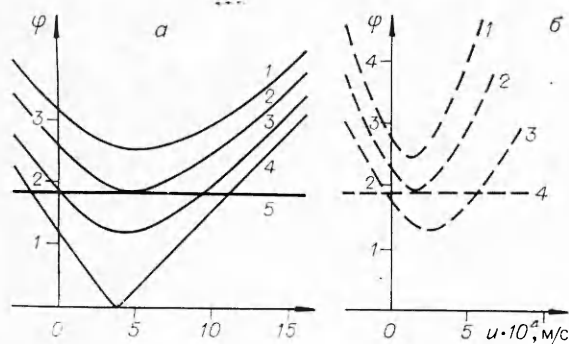


Рис. 1. График функции $\varphi(u)$.
 а) При значениях коэффициента внешнего теплообмена ($v=1$ м/с):
 1 - $\alpha_{m0} = 8 \cdot 10^4$ Вт/(м³·К), 2 - $\alpha_{m0}^* = 4,73 \cdot 10^4$ Вт/(м³·К), 3 - $\alpha_{m0} = 2 \times 10^4$ Вт/(м³·К), 4 - $\alpha_{m0} = 0$, 5 - $q = 1,93$; б) при значениях скорости потока ($\alpha_{m0} = 10^4$ Вт/(м³·К)): 1 - $v = 0,3$ м/с, 2 - $v^* = 0,41$ м/с, 3 - $v = 0,6$ м/с, 4 - $q = 1,93$.

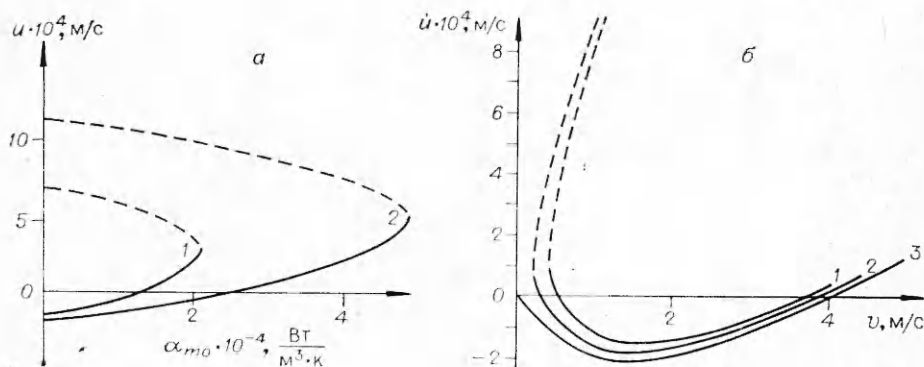


Рис. 2. Зависимости скорости волны горения от α_{m0} (а) при $v = 0,6$ (1) и 1 м/с (2) и от v (б) при $\alpha_{m0} = 0$ (3), $4 \cdot 10^3$ (2) и 10^4 Вт/(м³·К) (1). Штриховые линии — второе (неустойчивое) решение.

и выпишем уравнение для определения скорости волны. Пусть $q = Q/c_{pT}(T_1 - T_0)$, тогда искомое уравнение имеет вид

$$\varphi(u) = q, \quad (8)$$

где $\varphi(u) = -(r_1 - r_2)(r_1 - r_3)/r_2 r_3$.

Дальнейшее исследование модели сводится к анализу уравнения (8). Имеет место следующий факт: при $u < v$ и достаточно больших α_{m0} выполняется неравенство $\varphi(u) > \text{const} \sqrt{\alpha_{m0}}$. Следовательно, при фиксированном q и достаточно больших α_{m0} ($\alpha_{m0} > q^2/(\text{const})^2$) уравнение (8) не имеет решения. При уменьшении α_{m0} (8) становится разрешимым. Это следует из его разрешимости при $\alpha_{m0} = 0$ [1, 2] и непрерывности этого решения по параметру α_{m0} .

Таким образом, имеется критическое значение α_m^* , такое, что при $\alpha_{m0} < \alpha_m^*$ волна существует, а при $\alpha_{m0} > \alpha_m^*$ распространение волны невозможно. Иллюстрация этого факта приведена на рис. 1, где представлены графики функции $\varphi(u)$ при различных значениях α_{m0} ($v = 1$ м/с) и v ($\alpha_{m0} = 10^4$ Вт/(м³·К)) (в расчете приняты следующие значения параметров $T_{гг} = 1500$ К, $E = 126$ кДж/моль, $\lambda_0 = 4$ Вт/(м·К)). Как видно из рис. 1, а, при $\alpha_{m0} < \alpha_m^*$ имеются две ветви решения, сливающиеся и исчезающие при переходе параметра α_{m0} через критическое значение. Аналогичная картина слияния и исчезновения решений возникает с уменьшением v при переходе скорости через критическое значение v^* (рис. 1, б). Ранее наличие критических параметров, обусловленных теплопотерями, отмечалось в [1, 2].

На рис. 2 приведены зависимости скорости волны горения от α_{m0} при различных скоростях потока v и от v при различных α_{m0} . Точки, где производные обращаются в бесконечность, соответствуют критическим значениям. В общем случае условие касания кривых

$\varphi(u)$ и q

$$\begin{aligned} \varphi(u, \alpha_m^*, v^*) &= q, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial u}(u, \alpha_m^*, v^*) &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

дает выражения для критических значений параметров в точке срыва горения

Результаты экспериментов

Экспериментально исследовали скорости распространения волн фильтрационного горения с теплопотерями и пределы их распространения. Опыты проводили в кварцевых трубках с внутренними диаметрами 64; 39; 27; 20,5; 15; 9; 7; 5,3 и 4,5 мм при толщине стенок 4; 3; 2,5; 2; 1,5; 1,2; 1,1 и 1 мм соответственно. Длина трубок обычно составляла 10–20 калибров. Пористая среда создавалась засыпкой трубок зернистым карборундом (фракция 0,63–0,41 мм, пористость в зависимости от диаметра трубы составляла 0,48–0,51). Водородно-воздушные смеси заранее готовили по парциальным давлениям в смесителе СГ-1. В опыте смесь, расход которой измеряли ротаметром, подавали в трубку с нижнего конца, а горение инициировали с верхнего. Скорость горения определяли с помощью покадровой съемки после выхода процесса на стационарный режим распространения. Все опыты проводили при атмосферном давлении и начальной температуре 297 К.

Выход на критическое состояние волны горения исследовался при вариации трех параметров: скорости потока, диаметра трубки и теплоемкости горючей смеси. Под критическим или предельным понималось такое состояние волны, при котором исчезает свечение фронта и невозможно возобновление движения фронта при обратном изменении варьируемого параметра.

На рис. 3 приведена зависимость скорости волны горения от скорости потока для водородно-воздушной смеси (65% H_2) в трубках разного диаметра. Видно, что как в широких, так и в узких трубках зависимость $u(v)$ имеет характерный U-образный вид. При высоких скоростях потока волна движется по потоку. По мере ее уменьшения волна проходит состояние «стоячей волны» (v_s) и далее движется против потока с возрастающей по абсолютной величине скоростью. При некотором значении скорости потока v_m скорость волны достигает минимального значения u_m . При дальнейшем спаде v скорость u уменьшается по абсолютной величине вплоть до нулевого значения (второе состояние «стоячей волны» $u'(v'_s) = 0$) и при некоторой критической скорости потока $v^* < v'_s$ происходит срыв горения. Диапазон $v'_s - v^*$ зависит от диаметра трубки. Сначала с уменьшением диаметра диапазон увеличивается, а затем при приближении к состоянию $u_m = 0$ уменьшается.

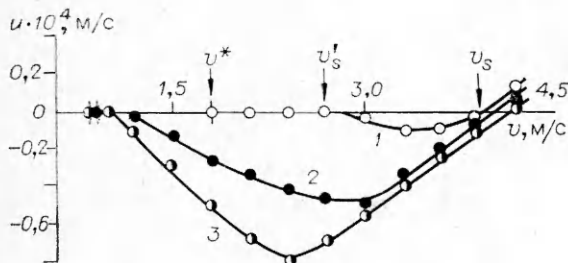


Рис. 3. Зависимость $u(v)$ для трубок диаметра 7 (1), 15 (2) и 27 мм (3).

v^* , v'_s и v_s относятся к кривой 1. Точка со штрихами соответствует критическим скоростям.

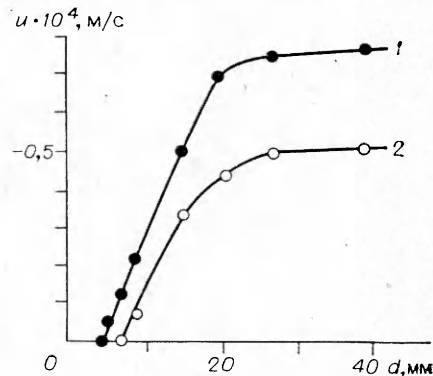


Рис. 4. Зависимость $u(d)$ при $v = v_m$ (1) и $v = 2,1$ м/с (2).

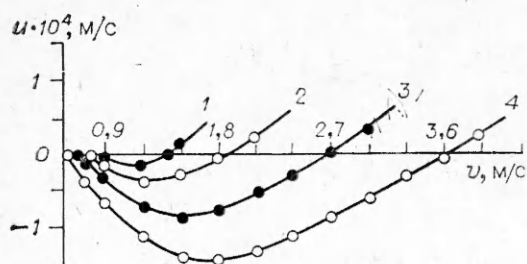


Рис. 5. Зависимость $u(v)$ при разбавлении 65%-ной водородно-воздушной смеси азотом.

N_2 , %: 1—13, 2—10, 3—5; 4—неразбавленная смесь. Карборунд фракции 1—1,25 мм, внутренний диаметр трубки 27 мм.

Из рис. 3 также видно, что при уменьшении диаметра трубки v^* и v_m увеличиваются, а v_s практически не изменяется. Минимальная скорость волны $u_m(v_m)$ снижается по абсолютной величине и при некотором критическом диаметре d^* становится равной нулю, т. е. существует минимальный диаметр трубки, ниже которого распространение волны горения против потока при любых скоростях потока невозможно.

На рис. 4 приведены зависимости скорости волны горения при постоянной скорости потока $v=2,1$ м/с и при $v=v_m$ от d . Видно, что при уменьшении d в обоих случаях скорость волны падает до нулевого значения. Диаметр трубки при этом равен соответственно 7 и 4,5 мм. Срыв горения соответствует нулевым значениям скорости волны. При увеличении d скорости асимптотически приближаются к $u^{ад} = 0,5 \cdot 10^{-4}$ и $0,75 \cdot 10^{-4}$ м/с, соответствующим широким трубкам.

На рис. 5 приведена зависимость скорости волны горения от скорости потока для 65%-ной водородно-воздушной смеси, разбавленной азотом. Увеличение добавки азота приводит к существенному уменьшению скоростей v_s , v_m и u_m . Скорость потока, при которой происходит срыв горения, увеличивается, но незначительно.

Обсуждение результатов

Модель и эксперимент показывают, что одним из важнейших параметров системы на пределах распространения волн горения, связанных с теплотерями, является скорость потока горючего газа v . Эксперимент подтверждает вывод теории о существовании минимальной критической скорости v^* , т. е. предельного значения скорости потока, ниже которого распространение волны горения невозможно.

Величина v^* зависит от теплотерей. Рост теплотерей обусловлен уменьшением диаметра трубки. Если внешний теплообмен конвективного типа, то в принятом одномерном приближении параметр α_{m0} не зависит от Θ и $\alpha_{m0} \sim 1/d$. Из рис. 2 и 3 видно, что увеличение теплотерей (уменьшение d) приводит к росту критической скорости потока, однако это не безгранично. Если $v^* = v_m = v_s$, то волна против потока не распространяется, при $d < d^*$ наблюдается срыв горения.

Рис. 6 отражает связь скорости потока с диаметром трубки на пределе. Видно, что экспериментальная зависимость хорошо аппроксимируется формулой $v^* \sim 1/d^*$ и неплохо соответствует теоретической. (Расчетные значения на рис. 6 согласованы с экспериментом при $d=9$ мм.)

В модели (см. рис. 2) критическая v^* скорость — это минимальная скорость потока, при которой существует стационарное решение (8), и она реализуется при спутном движении волны, причем $u^*(v^*) \neq 0$. В эксперименте скорость волны с точностью до погрешности измерений

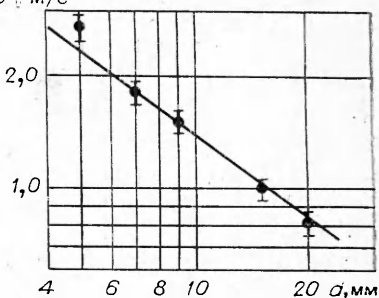


Рис. 6. Зависимость v^* от d (65%-ная водородно-воздушная смесь, карборунд фракции 0,41—0,63 мм; линия — расчет).

($\Delta u = 1,4 \cdot 10^{-8}$ м/с) равна нулю, срыв горения наблюдается в состоянии «стоячей волны». Это различие, в общем небольшое при малых теплотерях, может быть следствием ряда осложняющих факторов. В модели не учитывается влияние сплошных стенок трубки, активно участвующих в теплообменном процессе. Контрольные опыты с тонкостенными трубками показали, что толщина стенки трубки существенно влияет на скорость волны горения в трубах малого диаметра. Например, в трубах с внутренним диаметром 7 мм и толщиной стенок 1 и 0,3 мм соответствующие скорости равны $u_m = (1,4 + 0,08) \cdot 10^{-5}$ и $(0,5 + 0,15) \cdot 10^{-5}$ м/с. Существенное значение может иметь также неизотропность структуры пористой среды из-за краевых эффектов вблизи стенки и при размерах зерна засыпки, соизмеримых с диаметром трубки. В модели не исследовался вопрос устойчивости волны горения в области скоростей потока $v_s - v^*$. Неустойчивость волны в этом диапазоне могла бы быть причиной отсутствия в эксперименте движения по потоку.

Таким образом, критический диаметр в рассматриваемом процессе есть функция скорости потока. Это специфическая особенность процесса, подчеркивающая его фильтрационный характер и отличающая его от процесса горения газа в трубке с постоянной температурой стенки, в котором скорость потока не играет существенной роли на пределе.

Модель и эксперимент показывают существование минимум двух состояний «стоячей волны» — v_s и v'_s — при наличии теплотер, т. е. диапазона скоростей между v_s и v'_s , в котором волна горения способна двигаться против потока. С увеличением теплотер эта область сужается и при некотором критическом их значении стягивается в точку $v_s = v'_s$.

Интересно, что характер вырождения диапазона $v'_s - v_s$ при увеличении теплотер путем уменьшения диаметра и разбавления смеси азотом различен. В первом случае v'_s растет более эффективно, чем уменьшается v_s , во втором — наоборот (см. рис. 3 и 5). В связи с этим необходимо заметить, что, хотя в обоих случаях теплотери относительно тепловыделения в зоне горения увеличиваются, эффекты диаметра и разбавления неэквивалентны. Уменьшение d ведет к прямому росту теплотер, а увеличение добавки азота — к снижению теплосодержания смеси и, как следствие, к увеличению относительных теплотер. Действительно, полагая $u = 0$, из (8) (при $\mu_s = 0$) получим

$$v_s = [(4q^2 - 1)a_0\sigma^2 d_0]^{1/2}.$$

Видно, что с уменьшением q резко падает v_s , что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 5). Характер изменения кривых $u(v)$ при разбавлении азотом такой же, как и при уменьшении теплосодержания смеси путем ее обогащения топливом [4]. Этот результат с учетом эффекта увеличения v^* при уменьшении d свидетельствует о том, что на пределе важна не сама величина теплотер, а отношение теплотер к тепловыделению в зоне горения. В связи с этим можно предположить, что срыв горения при больших скоростях потока обусловлен иными причинами, например потерей устойчивости пламени. Этот вопрос требует специального рассмотрения.

Модель и эксперимент показывают, что с увеличением теплотер скорость волны горения против потока уменьшается. На пределе при $v = v^*$ в эксперименте $u^* = 0$. Для сравнения напомним, что в случае газовых пламен в трубках с постоянной температурой стенки $u^* \neq 0$.

Таким образом, для смеси фиксированного состава существует критический диаметр d^* ($v^* = v_s$), при котором распространение волны горения против потока невозможно при любых скоростях потока. В эксперименте для 65%-ной смеси $d^* = 4,5 \pm 0,1$ мм при $v^* = v_s \approx 3,9$ м/с.

Совокупность теоретических и экспериментальных результатов позволяет сделать вывод, что срыв горения есть гашение химической реакции в результате охлаждения зоны реакции из-за теплотер в окру-

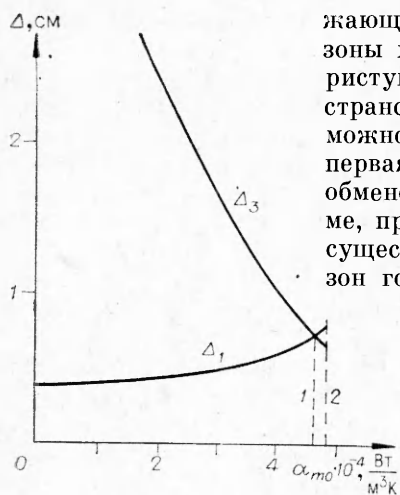


Рис. 7. Зависимость Δ_1 и Δ_3 от α_{m0} .

$1 = \alpha_{m0}^*$, определенная в предположении

$$\Delta_1 = \Delta_3 \quad (v = 1 \text{ м/с}, T_g^{\text{ад}} = 1480 \text{ К}),$$

2 — расчет α_{m0}^* по (8).

Естественно предположить, что если характерное время внутреннего теплообмена меньше внешнего (соответственно $\Delta_3 \gg \Delta_1$), то влияние теплопотерь на процесс невелико. Наоборот, если внешний теплообмен интенсивнее внутреннего, то среда, как промежуточное звено двухстадийного процесса, не лимитирует передачу тепла от газа во внешнее пространство. Поэтому на пределе зона охлаждения среды будет соизмерима с характерной длиной зоны горения, т. е. $\Delta_1 \approx \Delta_3$ (зона прогрева составляет большую часть общей зоны горения). Сравнение значений α_m^* , определенных по уравнению (8), и α_m^* , рассчитанных в предположении $\Delta_1 = \Delta_3$, показало, что это предположение оправдано. Соответствующие значения α_m^* равны 47 300 и 46 700 Вт/(м²·К) (см. рис. 7).

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы условия распространения волны фильтрационного горения газов при наличии теплопотерь и показано существование пределов распространения волны горения в РНС. Получено уравнение, позволяющее определять критические параметры. Установлено, что в отличие от горения гомогенных газовых и конденсированных систем поведенческие скорости волны фильтрационного горения газов как на пределе, так и вдали от предела определяется не только кинетическими и теплофизическими свойствами реагирующей фазы, но и теплофизическими свойствами инертной пористой среды, а также скоростью фильтрации газа. Результаты теоретического и экспериментального исследований находятся в качественном согласии, что свидетельствует о правильности сделанных предложений.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Дробышевичу за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию 30/XI 1982,
после доработки — 8/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. И. Дробышевич и др. Докл. АН СССР, 1982, 265, 5.
2. В. С. Бабкин, В. И. Дробышевич и др. ФГВ, 1983, 19, 2.
3. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1.
4. D. V. Spalding. Proc. of the Royal Society, 1957, 240, 83.