

О КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ

А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин
(Москва)

Скорость горения неперемешанных газов вдали от пределов зажигания и гашения определяется закономерностями переноса вещества и тепла, причем в зону химической реакции компоненты поступают в стехиометрическом соотношении. При теоретическом рассмотрении закономерностей такого диффузионного горения зону химической реакции можно считать бесконечно тонкой. Для построения теории пределов горения необходимо рассматривать структуру зоны химической реакции, так как на пределах горения кинетика реакций существенна.

Теоретическое изучение пределов горения неперемешанных газов проведена в [1], где методами теории подобия и анализа размерностей установлено, что на пределе интенсивность горения достигает максимального значения, пропорционального интенсивности горения перемешанной стехиометрической смеси этих же газов. В [1] также указано на возможность диффузионного проскока реагентов через зону пламени и на появление второго предела горения неперемешанных газов, обусловленного теплопотерями (например, излучением) при достаточно малой интенсивности горения.

Следует отметить, что при теоретическом рассмотрении пределов диффузионного горения целесообразно проводить решение задачи на двух участках — внутреннем, в зоне интенсивных химических реакций, и внешнем, вне зоны реакции, где существенна газодинамика течения. В [1] проанализирована внутренняя задача, и именно этим объясняется универсальность полученных в ней результатов. Эти результаты использовались в качестве исходных при анализе различных внешних задач — при исследовании пределов [2] и скорости распространения пламени [3] по газифицирующимся конденсированным горючим (полимерам и горючим жидкостям) в окислительной атмосфере, при изучении горения «сэндвичей» (твердое горючее — твердый окислитель) [4] и др.

В работах [5—7] задача о пределах диффузионного горения решалась с помощью численного интегрирования стационарных уравнений, описывающих одномерное ламинарное диффузионное пламя, с учетом конечной скорости химических реакций. В этих работах разделение задачи на внешнюю и внутреннюю не проводилось, поэтому ее решение оказалось зависящим от такого параметра, как характерный размер установки.

В [7] рассмотрен также вопрос о пределах диффузионного горения в случае, когда число Льюиса $Le \neq 1$ и при наличии теплопотерь. Проведенный в этой работе анализ устойчивости диффузионного пламени к малым возмущениям показал, что решение стационарных уравнений удовлетворительно описывает условия гашения диффузионного пламени.

Распределение температуры и концентраций и критические условия диффузионного горения горючей жидкости (ацетона), обдуваемой осесимметричной струей воздуха, получены в работе [8]. В [4,5—8] исследовал-

ся частный случай аррениусовской кинетики первого порядка по каждому из компонентов с фиксированной энергией активации. Структура ламинарного диффузионного пламени для двухстадийной цепной кинетики горения рассматривалась в [9].

В настоящей работе рассмотрена внутренняя задача о горении неперемешанных газов (структура зоны горения и пределы) для аррениусовской зависимости скорости химической реакции от температуры и произвольной степенной зависимости от концентраций обоих компонентов.

Постановка задачи

Рассмотрим стационарное горение предварительно не перемешанных газов в свободном пограничном слое, образованном при смещении соприкасающихся плоскопараллельных потоков окислителя и горючего. В зоне горения происходит химическое превращение исходных реагентов a и b в конечные продукты реакции по суммарному стехиометрическому уравнению



где ν_a и ν_b — соответствующие стехиометрические коэффициенты.

Перенос вещества и тепла в области пограничного слоя осуществляется диффузией и теплопроводностью. Будем учитывать перенос только по оси x , направленной поперек фронта пламени

$$\begin{aligned} d/dx \cdot \alpha \rho D_a \cdot da/dx &= F, \\ d/dx \cdot \beta \rho D_b \cdot db/dx &= F, \\ d/dx \cdot \tau \rho \kappa \cdot dT/dx &= -F + \tau/c \cdot f(T), \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ — плотность газа; a и b — массовая концентрация реагентов; D_i — коэффициент диффузии i -го компонента; κ — температуропроводность газа; F — объемная скорость реакции; $f(T)$ — функция, описывающая теплототери (например, на излучение); α , β , τ — постоянные положительные коэффициенты, связывающие потребление реагентов в зоне реакции и выделение тепла с суммарным стехиометрическим уравнением химической реакции горения (1):

$$1/\alpha = \nu_a \mu_a / \nu_a \mu_a + \nu_b \mu_b, \quad 1/\beta = \nu_b \mu_b / \nu_a \mu_a + \nu_b \mu_b, \quad 1/\tau = q/c \alpha \mu_a;$$

μ_i — молекулярный вес i -го компонента; q — теплота реакции на моль реагента a ; c — теплоемкость газа.

Диффузионное перемешивание реагентов происходит внутри пограничного слоя, вне его концентрации реагентов равны начальным — a_0 и b_0 соответственно. Примем также, что температура вне пограничного слоя постоянна и равна T_0 , тогда при $D_a = D_b = \kappa$ граничные условия запишем в виде:

$$\begin{aligned} \text{при } x = -l_1 \quad a &= a_0, \quad b = 0, \quad T = T_0, \\ \text{при } x = l_2 \quad a &= 0, \quad b = b_0, \quad T = T_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Ширина пограничного слоя (диффузионного и теплового) в этом случае равна $l = l_1 + l_2$, она увеличивается по мере удаления от среза горелки. Положение, в котором устанавливается фронт пламени в предельном случае бесконечно тонкой зоны реакции при отсутствии потерь тепла, примем за $x = 0$, тогда в точке $x = 0$ концентрации реагентов $a = 0$ и $b = 0$, а температура равна температуре горения стехиометрической смеси рассматриваемых газов T_{00} [1].

Решение системы уравнений (2) с граничными условиями (3) дает распределение температуры и концентраций внутри пограничного слоя при диффузионном горении. Произведения (ρD) и $(\rho \kappa)$, входящие в систему (2), слабо зависят от температуры и концентрации реагентов. Будем

считать их постоянными и равными соответствующим величинам при максимальной температуре.

Рассмотрим сначала случай отсутствия теплотер $f(T) = 0$. Складывая попарно уравнения системы (2), можно исключить функцию тепловыделения F и после интегрирования вновь полученных уравнений с учетом условий (3) найти линейные соотношения, связывающие концентрации и температуру внутри пограничного слоя

$$\begin{aligned} a &= -a_0/l \cdot x - \tau/\alpha \cdot (T - T_{00}), \\ b &= b_0/l \cdot x - \tau/\beta \cdot (T - T_{00}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $(T_{00} - T_0) = \alpha a_0/\tau l \cdot l_2 = \beta b_0/\tau l \cdot l_1 = \alpha a_0 \beta b_0/\tau(\alpha a_0 + \beta b_0)$.

Введение безразмерной температуры

$$\Theta = E(T - T_{00})/RT_{00}^2$$

(E — эффективная энергия активации реакции горения), безразмерной координаты $y = N_0 x \left(N_0 = \frac{\beta b_0 E}{\tau l R T_{00}^2} = -\Theta_0/l_1 \right)$ — градиент температуры в предельном случае бесконечно тонкой зоны реакции и $\Theta_0 = \Theta(T_0)$, параметра несимметрии $\psi = \alpha a_0/\beta b_0$ и параметра $\gamma = RT_{00}/E$ позволяет записать соотношения (4) в безразмерных координатах

$$\begin{aligned} a &= \frac{\tau}{\alpha} \frac{RT_{00}^2}{E} (-\psi y - \Theta), \\ b &= \frac{\tau}{\beta} \frac{RT_{00}^2}{E} (y - \Theta). \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия (3) примут вид

$$\begin{aligned} \text{при } y = \Theta_0 \quad a &= a_0, \quad b = 0, \quad \Theta = \Theta_0, \\ \text{при } y = -\Theta_0/\psi \quad a &= 0, \quad b = b_0, \quad \Theta = \Theta_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Скорость тепловыделения F будем описывать аррениусовской функцией температуры и степенной функцией обеих концентраций

$$F = za^n b^m \exp(-E/RT), \quad (7)$$

где n и m — эффективный порядок химической реакции по веществу a и b .

Подставив соотношения (5) и (7) в уравнение теплопроводности из системы (2), получим уравнение, связывающее температуру с координатой

$$-d^2\Theta/dy^2 = \delta(-\psi y - \Theta)^n (y - \Theta)^m \exp[\Theta/(1 + \gamma\Theta)], \quad (8)$$

где $\delta = \frac{l^2 (\gamma \tau T_{00})^{n+m+1}}{\rho D (\beta b_0)^2 \alpha^n \tau^m} \exp(-E/RT_{00})$ — безразмерный параметр, пропорциональный отношению характерного времени диффузии ко времени химической реакции.

Решение уравнения (8) с граничными условиями (6) имеет вид $\Theta = \Theta(y, \delta, \psi, \gamma, n, m, \Theta_0)$. Численное интегрирование уравнения проводилось при $T_0 = 0$ (это условие исключает из рассмотрения критические условия зажигания) и при граничных условиях: при $y = -1/\gamma$ $\Theta = -1/\gamma$, $d\Theta/dy = N_0$. Величина N_0 варьровалась для каждого набора параметров таким образом, чтобы решение попало в конечную точку: при $y = 1/\gamma\psi$ $\Theta = -1/\gamma$. Нахождение критических условий проводилось с помощью вариа-

ции параметра δ при фиксированных значениях остальных параметров. Определялось минимальное δ^* , при котором еще имеются стационарные решения уравнения (8).

Критические условия диффузионного горения окси углерода с воздухом

Суммарная кинетика такой реакции известна [10] и ее скорость определяется формулой

$$F = a^{0.25} b^1 z \exp(-23\,000/RT),$$

где a , b — концентрации кислорода и окиси углерода. Параметр несимметрии для этой реакции $\psi = 0,5$. Результаты численного счета такого уравнения (при $\gamma = 0,2$) представлены на рис. 1. Штрихпунктирные линии на рисунке соответствуют распределению температуры и концентраций в предельном случае бесконечно тонкой зоны реакции. При достаточно больших δ существует два решения $\Theta(y)$ с разными N_0 . Уменьшение δ приводит к сближению этих решений — начальный градиент температуры N_0 и максимальная температура горения для решения с большим N_0 уменьшаются, а с меньшим — увеличиваются. При $\delta = \delta^*$ оба решения совпадают, наступает срыв горения, так как при $\delta < \delta^*$ стационарного горения не существует. В рассмотренном выше случае на пределе разность между адиабатической температурой горения и максимальной температурой на пределе горения составляет $T_{00} - T^* = 1,2 (RT_{00}^2/E) \simeq \simeq 500\text{K}$. Вблизи от предела положение зоны реакции может существенно отклоняться от оси $y = 0$. Это означает, что диффузионные потоки реагентов поступают в зону реакции не в стехиометрическом отношении.

Рассмотрим распределение концентраций в диффузионном пламени вблизи от предела (см. рис. 1, а). При конечной скорости химической реакции и достаточно интенсивном подводе реагентов концентрации не обращаются в нуль в точке $y = 0$. Вещество не успевает полностью прореагировать за время нахождения в зоне реакции и часть его проскакивает через высокотемпературную зону. Неполнота реагирования вещества приводит к дополнительному понижению максимальной температуры горения.

Определим недогорание компонента η_i как отношение диффузионного потока этого компонента, прошедшего через зону реакции, к потоку, поступающему в зону реакции. Эти потоки (при $\bar{D}_a = \bar{D}_b = \kappa$) найдем, дифференцируя соотношения (5) соответственно при $y \rightarrow -1/\gamma$ и при $y \rightarrow 1/\gamma\psi$, тогда

$$\eta_a = \frac{\psi - N_k}{\psi + N_0}, \quad \eta_b = \frac{1 - N_0}{1 + N_k},$$

где $N_k = -d\Theta/dy$ при $y \rightarrow 1/\gamma\psi$ — градиент температуры справа от зоны реакции. При горении окиси углерода в воздухе на пределе $N_k \simeq \psi$, $\eta_a = 0$, $\eta_b = 0,29$, т. е. проскок реагентов через зону реакции несимметричен. Около 30% от поступающего в зону реакции диффузионного потока окиси углерода проходит в область, занятую воздухом, а кислород реагирует практически полностью.

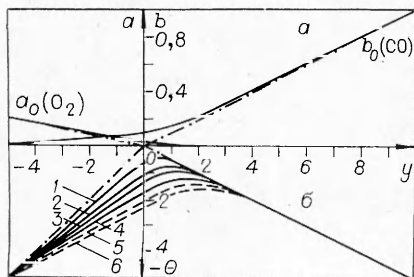


Рис. 1. Расчетные зависимости температуры Θ и концентраций реагентов a и b от безразмерной координаты y ($\psi = 0,5$, $\gamma = 0,2$, $n = 0,25$, $m = 1$).

а) $\delta = 1,10$, $\eta_a = 0$, $\eta_b = 0,17$; б) δ равно: 1 — 2,05, 2, $\delta = 1,25$, 3, $\delta = 1,10$, 4 — 1,05.

ψ	γ	n	m	δ^*	$-\Theta^*$	η_a^*	η_b^*	I	M_*/M	M_1/M
1,0	0	0	0	2,0	1,38	0	0	1,0	1,0	1,0
1,0	0,2	0	0	2,04	0,7	<0,01	<0,01	0,62	1,25	1,25
1,0	0,2	0,5	0,5	3,08	0,97	0,04	0,04	0,44	1,15	1,11
1,0	0,2	0,2	1,0	2,60	1,05	<0,01	0,12	0,43	1,25	1,16
1,0	0	1,0	1,0	0,91	2,3	<0,01	<0,01	2,0	1,05	1,05
1,0	0,05	1,0	1,0	1,26	1,9	0,02	0,02	1,2	1,1	1,1
1,0	0,1	1,0	1,0	1,71	1,6	0,03	0,03	0,81	1,1	1,1
1,0	0,2	1,0	1,0	2,69	1,3	0,08	0,08	0,44	1,1	1,09
1,0	0,3	1,0	1,0	3,87	1,1	0,15	0,15	0,28	1,1	1,02
0,5	0,2	1,0	1,0	1,26	1,3	0,04	0,20	0,44	1,25	1,16
0,5	0,2	1,0	0,25	1,69	0,93	0,02	0,06	0,43	1,2	1,14
0,5	0,2	0,25	1,0	1,06	1,2	<0,01	0,29	0,43	1,4	1,19
0,2	0,2	1,0	1,0	0,35	1,4	<0,01	0,38	0,44	1,65	1,28

Влияние суммарной кинетики реакции горения и параметра ψ на критические условия горения

При уменьшении $\gamma = RT_{00}/E$ срыв горения наступает при меньших значениях δ^* и большем понижении температуры Θ^* (рис. 2, таблица). Связь между Θ^* и γ удовлетворительно описывается формулой

$$\Theta^* = \frac{Q_0^*}{1 - 2\gamma\Theta_0^*},$$

где Θ_0^* — критическое понижение температуры при $\gamma = 0$. Отметим, что исследование задачи о диффузионном горении перемешанных газов методами теории подобия и анализа размерностей, проведенное в [1] при $\gamma = 0$ и $n = m = 1$, приводит к $\Theta_0^* = -3$. Анализ этого случая при подробном учете структуры зоны горения (см. таблицу) дает $\Theta_0^* = -2,3$.

В работе [8] проводился численный расчет критических условий диффузионного горения ацетона в воздухе, соответствующий следующим значениям основных параметров: $\psi = 0,12$, $\gamma = 0,15$, $n = m = 1$. Из расчета следует, что срыв горения наступает при относительном падении температуры $\Theta^*\gamma = (T^* - T_{00})/T^* = -0,24$ (см. рис. 4 из работы [8]). Этот результат находится в соответствии с расчетом, проведенным в настоящей работе.

В случае $n = m = 0$, $\psi = 1$, $\gamma = 0$ уравнение (8) сводится к равенству $d^2\Theta/dy^2 = -\delta e^\Theta$, которое имеет аналитическое решение. Аналитически найденные критические условия в этом случае равны $\delta^* = 2$, $\Theta^* = -\ln 4 \approx -1,38$.

Недогорание η_a и η_b достигает на пределе горения при $\delta = \delta^*$ максимального значения η_i^* и быстро уменьшается при увеличении δ (см. рис. 2, а). Уменьшение γ приводит к пропорциональному снижению недогорания (см. таблицу).

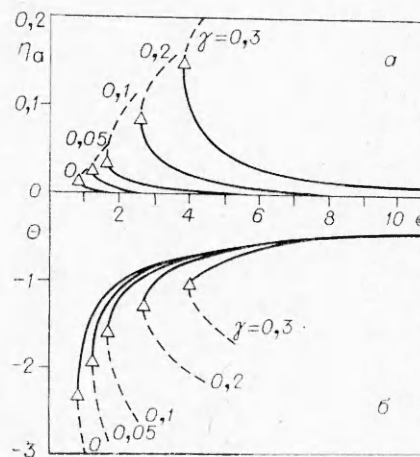


Рис. 2. Зависимость температуры и недогорания от параметра δ в симметричном случае ($n = m = 1$, $\psi = 1$). Точки перегиба кривых при $\delta = \delta^*$, $\Theta = \Theta^*$, $\eta = \eta^*$ обозначены треугольниками.

При $n = m$ и $\psi = 1$ распределение температур симметрично относительно оси Θ . Максимальная температура достигается при $y = 0$. Это означает, что потоки реагентов поступают в зону реакции в стехиометрическом отношении, при этом $\eta_a = \eta_b$. Увеличение несимметрии задачи (при $n \neq m$ и (или) $\psi \neq 1$) все больше отклоняет положение зоны реакции вблизи предела от оси Θ . Реагенты поступают в зону не в стехиометрическом отношении, что приводит ко все более несимметричному недогоранию (см. таблицу), проскок одного из реагентов через зону реакции резко возрастает.

Интенсивность горения перемешанных газов

В работах [4, 5] показано, что интенсивность горения перемешанной стехиометрической смеси при $n = m = 1$ и $\gamma = 0$ и максимальная интенсивность горения перемешанных газов равны друг другу с точностью до численного множителя. Теперь можно получить более точное соотношение между этими величинами при произвольных n, m, γ . Максимальная интенсивность поступления вещества в зону реакции при горении перемешанных газов (M_*) достигается на пределе при $\delta = \delta^*$

$$M_*^2 = \frac{z \exp(-E/RT_{00})}{\delta^* \alpha^n \beta^m} \left(\frac{\tau RT_{00}^2}{E} \right)^{n+m+1} \rho D \left(\frac{\psi + N_0}{\alpha} + \frac{1 - N_K}{\beta} \right)^2. \quad (9)$$

Интенсивность горения перемешанной стехиометрической смеси (массовая скорость горения ρu) получена в [1] при $n = m = 1$ и $D = \kappa$. В более общем случае $n \neq m$ приближенное соотношение, полученное методом Зельдовича и Франк-Каменецкого, записывается в виде

$$M^2 = \frac{2z \exp(-E/RT_{00})}{\alpha^n \beta^m} \left(\frac{\tau RT_{00}^2}{E} \right)^{n+m+1} \rho D \int_{-\frac{1}{\gamma}}^0 \Theta^{n+m} e^{\frac{\Theta}{1+\gamma\Theta}} d\Theta. \quad (10)$$

Найдем отношение (9) к (10)

$$(M_*/M)^2 = \left(\frac{\psi + N_0}{\alpha} + \frac{1 - N_K}{\beta} \right)^2 / 2\delta^* I,$$

где $I = \int_{-\frac{1}{\gamma}}^0 \Theta^{n+m} e^{\Theta/(1+\gamma\Theta)} d\Theta$. Расчет показывает (см. таблицу), что отношение

интенсивностей близко к единице, однако максимальная интенсивность поступления реагентов в зону реакции при горении перемешанных газов несколько превосходит интенсивность горения перемешанной стехиометрической смеси. Увеличение несимметричности задачи приводит к росту недогорания реагентов и M_*/M при этом возрастает. Если в качестве критерия и интенсивности диффузионного горения взять не интенсивность поступления вещества в зону реакции, а интенсивность его реагирования (т. е. не учитывать поток недогоревших и «проскочивших» через зону горения реагентов), то соответствующее отношение имеет следующий вид:

$$M_1/M = \frac{N_0 + N_K}{\sqrt{2\delta^* I}} \simeq \frac{(1 + \psi)(1 - \eta_a - \eta_b)}{\sqrt{2\delta^* I}}.$$

Величина этого отношения близка к единице независимо от конкретной кинетики реакции горения (см. таблицу). Можно ожидать, что максимальная интенсивность горения перемешанных газов будет равна интенсивности горения перемешанной стехиометрической смеси этих же газов и при более сложной (например, цепной) кинетике.

Найдем ширину пограничного слоя l^* в точке срыва пламени перемешанных газов

$$l^* = \frac{\beta b_0 \rho D}{M} \sqrt{2\delta^* I}. \quad (11)$$

При $D = \kappa l^* = k\kappa/u$, где (ρu) — массовая скорость горения стехиометрической смеси; $k = \beta b_0 \sqrt{2\delta^* I}$ — константа.

Расстояние L^* от среза горелки до точки, в которой устанавливается кромка пламени при $f(T) = 0$, определим через скорость потока v , коэффициент диффузии D и l^*

$$L^* = k_1 \cdot (l^*)^2 v / D, \quad (12)$$

где k_1 — константа.

Критические условия диффузионного горения при наличии теплопотерь

При наличии теплопотерь на стенках уравнение теплопроводности имеет вид

$$d^2(\tau \rho \kappa T) / dx^2 = -F + \tau / c \cdot B(T - T_0), \quad (13)$$

где $B = \xi / d$; ξ — коэффициент теплоотдачи; d — расстояние между стенками. Решение уравнения (13) будем искать на двух участках — внутреннем, в зоне реакции при $f(T) = 0$, и внешнем, вне зоны реакции при $F(T) = 0$. На внешнем участке слева от зоны реакции (при $x < 0$) поставим граничные условия: при $x = -l_1$, $T = T_0$ и при $x = 0^-$, $T = T_1$, где T_1 — пока не известная максимальная температура горения для тонкой зоны реакции, но с учетом потерь тепла. Соответственно для $x > 0$ при $x = 0^+$, $T = T_1$; при $x = l_2$, $T = T_0$. Тогда решение (13) на внешнем участке имеет вид

$$\text{при } x > 0 \quad \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} = -\frac{\text{sh } \mu (x - l_2)}{\text{sh } \mu l_2}, \quad \text{при } x < 0 \quad \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{\text{sh } \mu (x + l_1)}{\text{sh } \mu l_1}, \quad (14)$$

где $\mu = \sqrt{B/\lambda}$.

На внутреннем участке соотношения между концентрациями и между концентрациями и температурой (5) не зависят от конкретного вида функции F , поэтому можно найти эти соотношения для простейшего случая тонкой зоны реакции и утверждать, что они будут точно такими же для любой другой функции F . Если все вещество реагирует в бесконечно узкой зоне горения, то при $x = 0$ $a = 0$, $T = T_1$. С учетом этого условия получим

$$\alpha a + \tau T = A x + \tau T_1. \quad (15)$$

Из системы (2) также следует

$$\alpha a + \beta b = (\alpha a_0 + \beta b_0) / l \cdot (l_2 - x) - \beta b_0. \quad (16)$$

Дифференцируя (15) справа и слева от зоны горения и вычитая производные друг из друга, получим

$$\alpha \left. \frac{da}{dx} \right|_{0^-} + \tau \left\{ \left. \frac{dT}{dx} \right|_{0^+} + \left. \frac{dT}{dx} \right|_{0^-} \right\} = 0$$

или с учетом соотношений (16) и (5)

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{0^-} + \left. \frac{dT}{dx} \right|_{0^+} - \frac{\alpha a_0 + \beta b_0}{\tau l} = \frac{T_{00} - T_0}{l_1} + \frac{T_{00} - T_0}{l_2}. \quad (17)$$

Градиенты температуры в точке $x = \pm 0$ определим из (14). Тогда, после несложных преобразований (17), найдем температуру T_1

$$\frac{T_1 - T_0}{T_{00} - T_0} = \frac{(1 + \psi)^2}{\psi \mu l \left(\operatorname{cth} \mu l \frac{\psi}{1 + \psi} + \operatorname{cth} \mu l \frac{1}{1 + \psi} \right)}. \quad (18)$$

Учет конечности скорости химической реакции, как уже было показано выше, приводит к критическим условиям горения. Параметры, входящие в уравнение (8), при этом изменяются. Теперь $\Theta_1 = \frac{E(T - T_1)}{RT_1^2}$, $\gamma_1 = RT_1/E$, параметр несимметрии в пределах зоны реакции

$$\psi_1 = \frac{\left. \frac{dT}{dx} \right|_{0-}}{\left. \frac{dT}{dx} \right|_{0+}} = \frac{\operatorname{cth} \mu l \frac{\psi}{1 + \psi}}{\operatorname{cth} \mu l \frac{1}{1 + \psi}}.$$

При заданных γ_1 , ψ_1 , n , m из таблицы можно определить δ_1^* и Θ_1^* . Подстановка в δ_1^* температуры T_1 (18) дает критическое значение l^* , где происходит срыв горения при теплопотерях. Коэффициент теплоотдачи ξ , входящий в параметр μ , определим через число Нуссельта: $\xi = \operatorname{Nu} \cdot \lambda/d$. При обтекании газом плоской пластинки (при $\operatorname{Re} < 10^5$) $\operatorname{Nu} = 0,66\sqrt{\operatorname{Re}}$ [11], тогда $\mu = \sqrt{\operatorname{Nu}/d}$.

Типичные расчетные зависимости L^* от d и T_1^* от d (при $n = m - 1$, $\psi_1 = 1$, $\gamma_1 = 0,2$, $T_0 = 0$) представлены на рис. 3. Для каждого $d > d^*$ существуют две точки L^* , где происходит срыв горения. Область горения на рисунке заштрихована. На границе горения с максимальной интенсивностью T_1 незначительно отличается от T_{00} . Вторая граница горения с минимальной интенсивностью появляется только при наличии теплопотерь. Здесь T_1 может быть значительно меньше T_{00} . Этот результат имеет простой физический смысл.

При отсутствии теплопотерь вдали от кромки диффузионного пламени скорость горения определяется исключительно интенсивностью диффузионного подвода реагентов в зону реакции, где они реагируют практически мгновенно. Для достижения критических условий горения при наличии потерь тепла сначала необходимо перевести режим горения в диффузионно-кинетический, т. е. снизить температуру настолько, чтобы скорость химической реакции уменьшилась до характерной скорости диффузии. Только после этого при дальнейшем понижении температуры на величину Θ_1^* наступит срыв горения. При достаточно сильном теплоотводе скорость горения вещества на пределе с максимальной интенсивностью может быть значительно больше, чем на пределе с минимальной.

Таким образом, расчет показывает, что при увеличении теплопотерь за счет сближения теплоотводящих стенок произойдет срыв горения в верхней части пламени. При дальнейшем уменьшении d верхняя граница пламени будет резко опускаться и при $d = d^*$ совпадет с нижней — пламя погаснет.

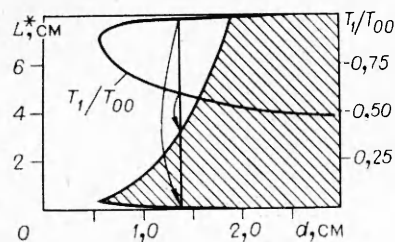


Рис. 3. Расчетная зависимость температуры T_1/T_{00} и расстояния L^* от расстояния между теплоотводящими стенками d .

Теплопотери излучением будем учитывать, положив $f(T) = \sigma T^n$, где σ — коэффициент. Степенную функцию заменим в высокотемпературной области линейной функцией $f(T) = DT + C$, выбрав ее таким образом, чтобы интенсивность излучения при максимальной температуре пламени и суммарное количество тепла, излучаемое газом, оставались прежними. Эти условия позволяют представить $f(T)$ в виде

$$\text{при } T'_0 < T < T_1 \quad f(T) = DT + C = \frac{\sigma T_1^n}{T_1 - T'_0} (T - T'_0) = B' (T - T'_0),$$

$$\text{при } T_0 < T < T'_0 \quad f(T) = 0,$$

где $T'_0 = \frac{n-1}{n+1} T_1$, т. е. $f(T)$ при $T'_0 < T < T_1$ совпадает с функцией (13), которая использовалась при учете теплопотерь на стенках. Коэффициенты B' и T'_0 отличны от B и T_0 , входящих в (13).

Таким образом, пограничный слой разделен на три области. В зоне реакции $F \neq 0$, $f(T) = 0$, в промежуточной зоне $F = 0$, $f(T) = B'(T - T'_0)$ и во внешней зоне $F = 0$, $f(T) = 0$. Местонахождение точек l_1^0 и l_2^0 , разделяющих вторую и третью зоны, найдем из условия непрерывности температуры и ее первой производной

$$\text{при } x < 0 \quad \frac{T_1 - T'_0}{T'_0 - T_0} = \frac{\text{sh } \mu l_1^0}{\mu (l_1 - l_1^0)}, \quad (19)$$

$$\text{при } x > 0 \quad \frac{T_1 - T'_0}{T'_0 - T_0} = \frac{\text{sh } \mu l_2^0}{\mu (l_2 - l_2^0)}. \quad (20)$$

Температуру T_1 определим из условия (17)

$$\frac{T_1 - T'_0}{T_{00} - T_0} = \frac{(1 + \psi)^2}{\psi \mu l (\text{cth } \mu l_1^0 + \text{cth } \mu l_2^0)}. \quad (21)$$

Параметр несимметрии в зоне реакции при теплопотерях излучением $\psi_2 = \text{cth } \mu l_1^0 / \text{cth } \mu l_2^0$. Анализ полученных соотношений показывает, что, как и в случае теплопотерь на стенках, учет излучения приводит к появлению второй границы горения с минимальной интенсивностью. При достаточно малой калорийности газа обе границы могут совпасть — горение станет невозможным.

На пределы диффузионного горения (горючих жидкостей [12] и полимеров [13]) в окислительной атмосфере существенное влияние оказывают также конвективные теплопотери, при этом устойчивость горения зависит от взаимного расположения векторов скорости распространения пламени и ускорения [13]. Можно ожидать, что учет этих теплопотерь вновь приведет к критическим условиям диффузионного горения, причем закономерности изменения формы газового факела вблизи предела останутся аналогичными рассмотренным выше.

Постановка и результаты опытов

Диффузионный факел метана в воздухе горел над плоской горелкой шириной 10 мм между параллельными теплоотводящими пластинами (одна из которых была прозрачной, через нее факел фотографировался). Расстояние d между пластинами можно было изменить. При $d > 10$ мм пламя имело форму замкнутого криволинейного треугольника. При $d = 10$ мм наблюдалось гашение вершины пламени (рис. 4, а), светящаяся зона представляла собой две несвязанные линии. При дальнейшем уменьшении d высота пламени резко уменьшалась и при $d^* = 5,5$ мм наступало

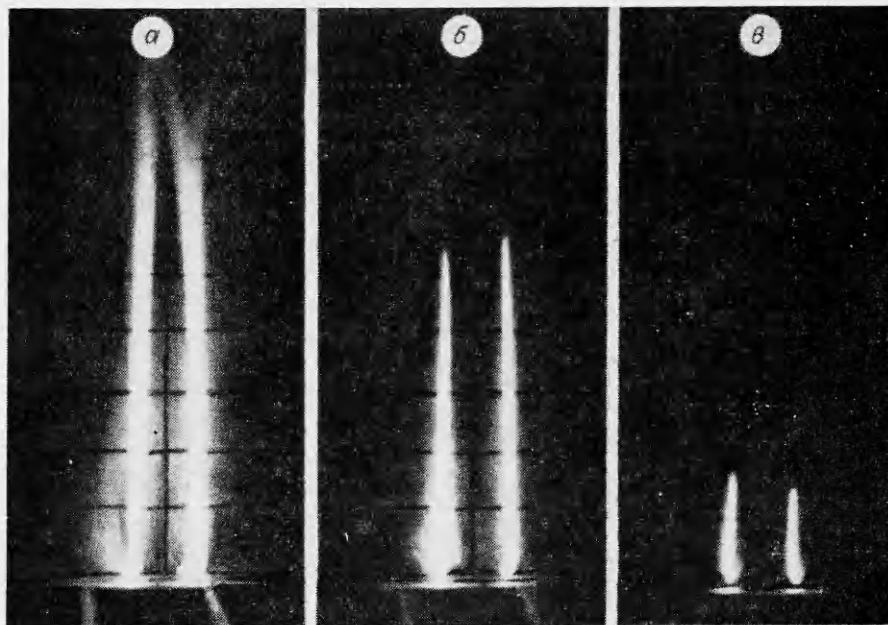


Рис. 4. Диффузионный факел пламени метана в воздухе, горящий между теплоотводящими стенками.
 d , мм: а) 10, б) 8, в) 6.

полное гашение факела. Полученные результаты находятся в качественном согласии с теорией. Следует отметить, что уменьшение d приводило также к заметному изменению цвета пламени — первоначально ярко-желтый он становился бледно-голубым вблизи d^* . Аналогичные результаты получены также при исследовании влияния теплоотводящих стенок на устойчивость горения полимеров.

Методика «кислородный индекс» позволяет исследовать суммарное влияние теплотерь излучением и конвекцией на диффузионное горение полимеров и горючих жидкостей. Наблюдение за формой факела пламени при уменьшении концентрации кислорода в составе газовой атмосферы показывает, что и в этом случае высота факела сначала резко уменьшается, его цвет вблизи предела становится бледно-голубым, вершина пламени размывается и затем уже наступает срыв горения [14].

Явление диффузионного проскока реагентов через высокотемпературную зону пламени экспериментально подтверждается данными по анализу состава продуктов внутри газового факела при горении полимеров: тефлона [15] и эпоксидной смолы [16]. В [15, 16] под факелом пламени, вблизи горячей поверхности обнаружен кислород, его концентрация в соответствии с теорией быстро убывала при удалении от кромки пламени.

Итоги проведенного исследования

Решена задача об условиях гашения диффузионного пламени при аррениусовской зависимости скорости реакции горения от температуры и степенной зависимости от концентраций обоих компонентов. Показано, что вблизи предела горения происходит проскок реагентов через зону пламени. В общем случае проскок вблизи предела несимметричен, а потоки реагентов поступают в зону реакции не в стехиометрическом отношении. Максимальная интенсивность горения перемешанных газов достигается на пределе горения и практически совпадает с интенсивностью горе-

ния перемешанной стехиометрической смеси этих же газов независимо от конкретной кинетики горения.

Проведено исследование критических условий гашения диффузионного пламени при наличии теплопотерь (на стенках и излучением) и показано, что в этом случае появляется второй предел горения с минимально возможной интенсивностью. Экспериментальные данные, полученные в работе, качественно согласуются с теоретическими.

Поступила в редакцию
8/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10, 1199.
2. А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин. Докл. АН СССР, 1976, 228, 6, 1395.
3. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1977, 325, 5, 1110.
4. N. N. Bachman, V. B. Librovich. Combustion Flame, 1970, 15, 143.
5. D. B. Spalding. Fuel, 1954, 33, 255.
6. D. B. Spalding, V. K. Jain. Combustion Flame, 1962, 6, 265.
7. L. L. Kirkby, R. A. Schmitz. Combustion Flame, 1966, 10, 205.
8. F. E. Fendell. J. Fluid Mechanic, 1965, 21, 281.
9. W. B. Buch, F. E. Fendell. J. Fluid Mechanic, 1974, 64, 701.
10. О. А. Цуханова.— В сб.: Кинетика распространения пламени. Под ред. Л. Н. Хигрипа. М., Изд-во АН СССР, 1959.
11. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М., ГЭИ, 1956.
12. W. P. Karbow, A. D. Margolin. J. SAE, 1974, 74, 1165, 1.
13. А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин. ФГВ, 1978, 14, 2, 56.
14. F. J. Martin. Combustion Flame, 1968, 12, 2, 125.
15. C. P. Fenimore, G. W. Jones. J. Appl. Polym. Sci., 1969, 13, 2, 285.
16. В. Л. Ефремов, В. Я. Колесников и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.

РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СТЕКЛОПЛАСТИКОВОЙ ТРУБЫ С УЧЕТОМ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ

А. М. Гришин, А. С. Якимов, В. Л. Миков

(Томск)

В последнее время в промышленности и в быту все более широкое распространение получают полимерные материалы. В частности, в качестве конструкционного материала для вентиляционных труб довольно часто применяют стеклопластики. При пожарах в шахтах и на промышленных предприятиях может иметь место ситуация, когда стенки этих труб прогреваются, а затем реагируют с поступающим потоком воздуха.

Рассматриваемая задача включает в себя сложные аэротермохимические явления: перенос массы, энергии и импульса, пиролиз связи стеклопластикового материала и окисление газообразных продуктов пиролиза в потоке окислителя. Поскольку полное физическое подобие аэротермохимических явлений имеет место только при совпадении всех свойств природы и модели [1], то имеет смысл исследовать кинетику пиролиза и некоторые аспекты явления на модельных экспериментах, а полное моделирование явления осуществлять на ЭВМ с использованием математической модели.

В данной работе предлагается математическая модель воспламенения предварительно нагретой стеклопластиковой трубы в потоке воздуха. В результате расчетов на ЭВМ получены поля температур и концентраций компонентов в различные моменты времени с учетом смешанной конвекции и сопряженного тепломассообмена между потоком газа в