

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Goldstein. J. Chem. Phys., 1964, 40, 2973.
2. Ю. А. Дунаев, Г. К. Тумакаев, А. М. Шухтин. ЖТФ, 1961, 31, 1119.
3. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская. ЖТФ, 1964, 34, 1879.
4. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская. Сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений». М., «Наука», 1967.
5. С. А. Лосев, Н. А. Генералов и др. Вест. МГУ, 1965, 6, 29.
6. В. Д. Косынкин, Н. А. Генералов. ФГВ, 1966, 4, 62.
7. R. M. Hill, B. Carr. Nature, 1965, 288, 5006, 176.
8. А. А. Суслов, К. И. Серяков, Л. В. Гурвич. Тезисы докл. на 11 научной конференции НИИВТ, 1966.
9. Х. Майрелс. Сб. «Ударные трубы». Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова. ИЛ, 1962.
10. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных трубах. М., «Наука», 1965.
11. Д. Лихтман, А. Геблинг. Сб. «Современная вакуумная техника», ИЛ, 1963.
12. J. Lozano. Anales Real Soc. Espanola Fis. Quim., 1965, 61a, 91.
13. W. Meier. Ann. Phys. 1910, 31, 1017.
14. Г. В. Розенберг, Оптика тонкослойных покрытий. М., Физматгиз, 1958.

УДК 536.46+662.61

О ВЛИЯНИИ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПЛАСТИНЫ ТОПЛИВА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОКИСЛИТЕЛЯ

Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин

(Москва)

В большей части теоретических работ, посвященных горению пластины топлива в потоке окислителя [1—4], предполагается, что скорость химической реакции бесконечно велика. Однако если горение в пограничном слое рассматривать, основываясь на представлениях Я. Б. Зельдовича [5] о диффузионном горении, то становится ясным, что химическая кинетика может оказывать заметное влияние на свойства изучаемого процесса. Действительно, если скорость химической реакции считать конечной, то по длине пластины можно выделить три области, отличающиеся взаимоотношением между кинетическими и диффузионными факторами.

1. $0 < x < x_m$ (рис. 1). В этой области горения нет, а развивается только динамический пограничный слой. Вблизи края пластины градиенты концентраций и, следовательно, потоки реагентов в зону горения весьма велики, поэтому химическая реакция, имеющая конечную скорость, не успевает перерабатывать реагирующие вещества, вследствие чего наступает срыв горения.

Горение начинается при $x = x_m$, где градиенты концентраций и диффузионные потоки равны предельным.

2. $x_m < x < x'_m$. В этой области на скорость горения пластины оказывают влияние как диффузионные, так и кинетические факторы.

3. При $x > x'_m$, где пограничный слой имеет достаточно большую толщину, градиенты концентраций и диффузионные потоки становятся сравнительно малыми, поэтому химическая реакция без труда перерабатывает вещество, поступающее в зону горения.

В области $x > x_m$ определяющим процессом является диффузия, а скорость химической реакции можно считать бесконечно большой.

Представляет определенный интерес оценить размеры области $0 < x < x_m$, где нет горения, а также области $x_m < x < x_m'$, в которой на скорость горения оказывают влияние кинетические факторы.

Следует отметить, что в работах, посвященных выяснению влияния химической кинетики при горении в пограничном слое [6, 7, 16], таких оценок не проводилось.

Идеализированная схема горения в турбулентном пограничном слое плоской пластины, положенная в основу рассмотрения, изображена на рис. 1. Топливо в результате испарения пластины поступает в пограничный слой, где и реагирует с окислителем, поступающим из основного потока.

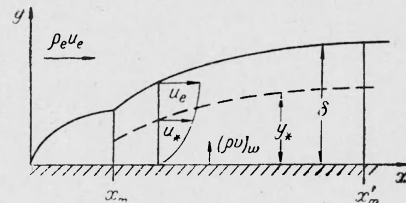


Рис. 1. Модель горения в пограничном слое.

Уравнения сохранения массы, движения, диффузии и энергии (без учета излучения) для турбулентного пограничного слоя имеют вид [1, 8, 9]:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_t \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + W_i; \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_t \frac{\partial h}{\partial y} \right). \quad (4)$$

В уравнениях (1) — (4) все величины осреднены по времени. Обозначения: ρ — плотность; u и v — составляющие скорости по оси x и y соответственно; $C_i = \rho_i / \rho$ и W_i — концентрация и интенсивность источника i -го вещества; $h = c_p T + \sum C_i h_i^0$ — энтальпия; c_p — теплоемкость; T — температура; h_i^0 — энтальпия i -го вещества при $T = 0^\circ \text{K}$; μ_t — коэффициент турбулентной вязкости; D_t — коэффициент турбулентной диффузии.

Граничные условия:

$$y = 0, \quad u = 0, \quad v = v_w, \quad T = T_w, \quad C_i = C_{iw}, \quad h = h_w,$$

$$y = \delta, \quad u = u_e, \quad T = T_e, \quad C_i = C_{ie}, \quad h = h_e.$$

Уравнение баланса вещества при $y=0$:

$$(\rho v)_w = (\rho v)_w C_{fw} - (\rho D)_w \left(\frac{\partial C_f}{\partial y} \right)_w; \\ 0 = (\rho v)_w C_{iw} - (\rho D)_w \left(\frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w; \quad i \neq f. \quad (5)$$

Уравнение теплового баланса при $y=0$:

$$q_s + (\rho v)_w h_s = (\rho v)_w h_w - (\rho D)_w \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_w. \quad (6)$$

Обозначения: $(\rho v)_w$ — плотность потока испаряющегося вещества; δ — толщина пограничного слоя; h_s — энтальпия конденсированного

вещества; q_s — тепловой поток, идущий на нагревание вещества пластины от начальной температуры T_n до температуры поверхности пластины T_w .

Индексы обозначают: f — топливо; o — окислитель; c — продукты горения; e — основной поток; w — поверхность пластины. Кроме того, для определения температуры поверхности T_w должна быть известна зависимость давления насыщенного пара топлива от температуры, если происходит испарение, или кинетика разложения конденсированного топлива.

Как показано [2, 8, 9], из граничных условий (5) — (6) можно получить важные и интересные результаты, не решая уравнений (1) — (4).

Если определить параметр вдува как

$$B = \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_e C_n}$$

(C_n — число Стантона), то из уравнений баланса тепла и вещества (5) — (6) следует

$$B = \frac{h_e - h_w}{h_w - h_s - q_s/(\rho v)_w} = \frac{C_w - C_e}{1 - C_w}, \quad (7)$$

где $C = C_f - \frac{1}{\kappa} C_o$ — обобщенная концентрация; κ — стехиометрический коэффициент. Если учесть, что $h_s = h_{fw} - L'$ и $-q_s = (\rho v)_w c_{ps} (T_w - T_n)$, где L' и c_{ps} — теплота испарения и теплоемкость вещества пластины в ж-фазе, то параметр B можно выразить в таком виде:

$$B = \frac{(c_p T)_e - (c_p T)_w + (C_{oe} - C_{ow}) q_o}{L + C_{ow} q_o}, \quad (8)$$

где

$L = L' + c_{ps} (T_w - T_n)$; $q_o = \frac{1}{\kappa} [h_f^0 + \kappa h_o^0 - (\kappa + 1) h_c^0]$ — тепловой эффект химической реакции, приходящийся на единицу массы окислителя.

При выводе соотношения (8) предполагалось, что $c_{pw} = c_{r fw}$. Заметим, что (8) справедливо независимо от того, с какой скоростью и в каком месте пограничного слоя происходит химическая реакция.

Скорость горения пластины r можно выразить через B следующим образом:

$$\dot{r} = \frac{(\rho u)_e B C_n^0}{\rho_s C_n^0} \cdot \frac{C_n}{C_n^0},$$

где ρ_s — плотность вещества пластины; $C_n^0 = \frac{0,036}{Re_x^{0,2}}$ — число Стантона

при отсутствии потока вещества от поверхности пластины; $Re_x = \frac{\rho_e u_e x}{\mu}$.

Как показано Максменом [4], с хорошей точностью можно принять, что отношение $\frac{C_n}{C_n^0}$ зависит в основном от B^1 .

$$\frac{C_n}{C_n^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}.$$

¹ Лиз указывает [8], что зависимость $\frac{C_n}{C_n^0}$ от профиля температуры в турбулент-

ном пограничном слое весьма слабая. Этот факт подтверждается хорошим совпадением расчета скорости горения пластины без учета температурного профиля и экспериментальных данных (см. рис. 6).

Поэтому

$$r = \frac{0,036 \mu^{0,2} \ln(1+B) (\rho u)_e^{0,8}}{\rho_s x^{0,2}}. \quad (9)$$

Соотношение (9) получено Максеном и Джильбертом [2].

Таким образом, для определения скорости горения r необходимо знать величину B , но для этого, в свою очередь, должны быть известны C_{ow} и T_w из уравнения (8). Ради простоты T_w будем считать известной, причем будем предполагать, что $C_{oe} q_o \gg (c_p T)_w$.

Для углеводородных топлив обычно $q_o \gg L$, поэтому, как видно из (8), присутствие даже незначительной доли окислителя у поверхности пластины сильно влияет на величину B . Зависимость r от C_{ow} (9) слабая, но все же заметная.

Если скорость химической реакции велика, такая что практически весь окислитель успевает прореагировать в зоне горения ($C_{ow} \ll L/q_o$) то $B \approx \text{const}$ и скорость горения пластины в данной точке x зависит только от плотности потока окислителя $(\rho u)_e$ в степени 0,8 [2]. Если химическая реакция не успевает перерабатывать весь окислитель, поступающий в зону горения, то он проникает к поверхности пластины, что приводит к падению B и r .

Объяснение зависимости скорости горения от химической кинетики через наличие окислителя у поверхности конденсированной фазы было дано впервые Вильямсом [10].

Для того чтобы определить C_{ow} , должна быть известна скорость расхода окислителя при турбулентном диффузионном горении. К сожалению, в настоящее время вид зависимости этой скорости от кинетических параметров и пульсаций скорости, температуры и концентрации еще не установлен. Однако в иллюстративных целях для качественной оценки влияния химической кинетики можно воспользоваться обычным выражением для скорости химической реакции

$$W_o = k_1 p^{\nu} C_o^{\nu_o} C_f^{\nu_f} \exp(-E/RT), \quad (10)$$

где k_1 — предэкспоненциальный множитель; p — давление; $\nu_o = \nu_o + \theta_f$ — порядок химической реакции; E — энергия активации; R — газовая постоянная.

Из (10) можно оценить ширину зоны химической реакции Δy_* :

$$\frac{\Delta T_*}{\Delta y_*} = \frac{R T_*^2}{E \Delta y_*},$$

где $\Delta T_* = \frac{R T_*^2}{E}$ — интервал температуры, определяющий ширину зоны химической реакции [5]; T_* — температура во фронте горения.

Если считать $T_* \gg T_w$ и $T_* \gg T_e$, то

$$\frac{\Delta T_*}{\Delta y_*} \sim \frac{T_*}{\delta}.$$

Поэтому $\frac{\Delta y_*}{\delta} \sim \frac{RT_*}{E}$.

Обычно $\frac{RT_*}{E} \ll 1$, поэтому ширина зоны химической реакции намного меньше толщины пограничного слоя. Это обстоятельство позволяет считать приближенно ширину зоны химической реакции бесконечно малой, поэтому в поле концентраций и температуры зону реакции можно рассматривать как слабый разрыв (рис. 2). Если к тому же пренебречь

градиентом концентрации вдоль оси x по сравнению с градиентом вдоль оси y , то из уравнения баланса вещества в зоне химической реакции получим

$$(\rho D_T)_* \left[\left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{+0}^* - \left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{-0}^* \right] \simeq \int_0^{\delta} W_o dy. \quad (11)$$

Это приближенное соотношение было предложено в работе [1].

Поскольку химическая реакция происходит в узкой зоне, то при распространении интегрирования в (11) на всю ширину пограничного слоя не совершается большой ошибки.

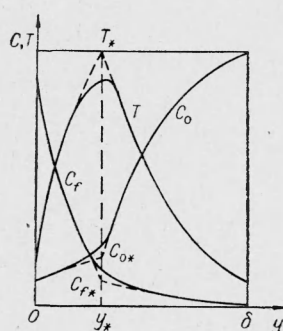


Рис. 2. Поля концентрации и температуры в пограничном слое.

Сплошные кривые — реальные поля, штриховые — соответствуют бесконечно тонкой зоне химической реакции.

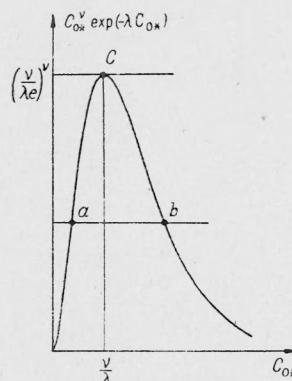


Рис. 3. График зависимости правой части уравнения (24) от концентрации окислителя в зоне химической реакции.

В области вне узкой зоны химической реакции $W_o \simeq 0$, поэтому в этой области уравнения (2) — (4) совпадают. Если пренебречь слабой зависимостью h_w , C_{ow} и C_{fw} от x , то безразмерные поля скорости, энтальпии и концентрации будут подобны; из этого подобия можно найти производную $\left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{\pm 0}^*$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{+0}^* &= \frac{C_{oe} - C_{o*}}{u_e - u_*} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_*, \\ \left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{-0}^* &= \frac{C_{o*} - C_{ow}}{u_*} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_*. \end{aligned} \quad (12)$$

В результате асимптотического интегрирования [11] правой части уравнения (11) путем разложения E/RT в ряд в окрестности T_* получим

$$\int_0^{\delta} W_o dy \simeq k_1^* p^* C_{o*}^* C_{f*}^* \exp \left(-\frac{E}{RT_*} \right) \frac{R T_*^2}{E} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_* \left[\frac{u_*}{T_* - T_w} + \frac{u_e - u_*}{T_* - T_e} \right]. \quad (13)$$

Величины, помеченные звездочкой, относятся к зоне горения.

При вычислении производной $\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\pm 0}^*$ использовалось подобие полей скорости и температуры в области $0 < y < y_*$ и $y_* < y < \delta$.

Из уравнений (11) — (13) следует

$$(\rho D_T)_* \left[\frac{C_{oe} C_{o*}}{u_e - u_*} - \frac{C_{o*} - C_{ow}}{u_*} \right] \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_* \simeq k_1^* p^* C_{o*}^* C_{f*}^* \times \\ \times \exp \left(-\frac{E}{R T_*} \right) \cdot \frac{R T_*^2}{E} \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial u} \right)_* \left[\frac{u_*}{T_* - T_w} + \frac{u_e - u_*}{T_* - T_e} \right]. \quad (14)$$

Найдем теперь связь между C_{o*} , C_{f*} , T_* и C_{ow} .

Будем считать, что $C_{o*} \ll 1$ и $C_{ow} \ll 1$ (справедливость этих соотношений показана ниже). Если к тому же $C_{oe} \sim 1$, то из (14) следует

$$\left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_*^* \left(\frac{\partial C_o}{\partial y} \right)_{-0}^*.$$

Это означает, что поток окислителя в зону химической реакции намного превосходит его поток из этой зоны. Поэтому, если учесть, что потоки окислителя и топлива во фронте горения находятся в стехиометрическом отношении, можно принять приближенно, что и концентрации во фронте также находятся в том же отношении:

$$C_{f*} \simeq \frac{C_{o*}}{\alpha} \text{ или } C_* = 0. \quad (15)$$

В области $0 < y < y_*$ поле концентрации окислителя подобно полю обобщенной концентрации. Коэффициенты подобия можно найти из граничных условий на поверхности пластины

$$\frac{C_o}{C_{ow}} = \frac{1 - C}{1 - C_w},$$

откуда

$$\frac{C_{o*}}{C_{ow}} = \frac{1}{1 - C_w} = \frac{B + 1}{1 + \frac{C_{oe}}{\alpha}}. \quad (16)$$

Исключив C_{ow} из (8) и (16), получим

$$B = \frac{(c_p T)_e - (c_p T)_w + \left[C_{oe} - \left(1 + \frac{C_{oe}}{\alpha} \right) C_{o*} \right] q_o}{L}. \quad (17)$$

Из соотношений (7), (15), (16) и условия подобия полей скорости, обобщенной концентрации $C = C_f - \frac{1}{\alpha} C_o$ и энтальпии

$$\frac{u}{u_e} = \frac{h - h_n}{h_e - h_w} = \frac{C - C_w}{C_e - C_w} \quad (18)$$

можно найти u_* и T_*

$$\frac{u_*}{u_e} = \frac{\alpha B - C_{oe}}{(\alpha + C_{oe}) B}. \quad (19)$$

При $T_* \gg T_e$, $T_* \gg T_w$, $q_o \gg L$ и $B \gg 1$

$$T_* \simeq \frac{\alpha C_{oe}}{\alpha + C_{oe}} \frac{q_o}{c_p} \left(1 - \frac{\alpha + C_{oe}}{\alpha C_{oe}} C_{o*} \right). \quad (20)$$

Чтобы определить u_* и $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_*$, воспользуемся выражением для профиля скорости в турбулентном пограничном слое при подводе вещества с поверхности пластины, которое получено Максеном [4]. Следует отметить, что этот профиль хорошо совпадает с экспериментальным, измеренным Вулдриджем и Мази [12],

$$\frac{u}{u_e} = \frac{\eta^n + \frac{B}{2} \eta^{2n}}{1 + \frac{B}{2}}, \quad (21)$$

где $\eta = \frac{y}{\delta}$.

Показатель n зависит от числа Рейнольдса (Re). При $10^3 \leq Re \leq 10^5$, $n=7$. Таким образом, из соотношений (15), (17), (18), (19) имеем

$$\eta_*^n = \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{(B+2)(\alpha B - C_{0e})}{\alpha + C_{0e}}}}{B}, \quad (22)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_* = \frac{nu_e}{\delta \eta_*} \cdot \frac{\eta_*^n + B \eta_*^{2n}}{1 + B/2}. \quad (23)$$

Воспользовавшись соотношениями (15) — (23), уравнение (14) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{K(\rho u)_e}{\delta \rho^y} = C_{0*}^y \exp(-\lambda C_{0*}), \quad (24)$$

где

$$K = \frac{4 \cdot 10^{-2} \alpha^y C_{0e} n^2 \left[\frac{\alpha B + C_{0e}}{(\alpha + C_{0e})B} + \frac{B}{B+2} \eta_*^{2n} \right]^2}{K_1^* \eta_*} \times \\ \times \frac{u_*}{u_e - u_*} \cdot \frac{E}{RT_*} \frac{(RT)_e}{(RT)_*} \exp \left[\frac{(\alpha + C_{0e}) c_p E}{\alpha C_{0e} R q_0} \right]; \\ \lambda = \frac{(\alpha + C_{0e})^2 c_p E}{(\alpha C_{0e})^2 R q_0}.$$

При выводе (24) считали приближенно [13]

$$D_{т*} = (l'u')_* = 0,04 u_* u_*,$$

где u' — пульсация скорости; l' — масштаб турбулентности.

Следует отметить, что коэффициент K является весьма слабой функцией B , поэтому зависимость K от B в первом приближении можно пренебречь и считать $K = K(BC_{0w} = 0)$. Итак, для определения скорости горения пластины $\dot{r}$ получена система уравнений (9), (17) и (24).

Проанализируем эти уравнения. Вид зависимости правой части уравнения (24) от C_{0*} показан на рис. 3. Левую часть уравнения (24) можно считать постоянной, так как ее зависимость от C_{0*} существенно слабее зависимости правой части.

В таком случае решение уравнения (24) представляет собой пересечение кривой $f_1 C_{0*} = C_{0*}^y \exp(-\lambda C_{0*})$ и прямой $f_2(C_{0*}) = \frac{K(\rho u)_e}{\delta \rho^y}$.

Так как $f_1(C_{0*})$ имеет максимум $f_{1m} = \left(\frac{y}{\lambda l}\right)^y$ при $C_{0*} = \frac{y}{\lambda}$, то при

$\frac{K(\rho u)_e}{\delta p^\nu} > \left(\frac{\nu}{\lambda l}\right)^\nu$ уравнение (24) решения не имеет.

Если $\frac{K(\rho u)_e}{\delta p^\nu} < \left(\frac{\nu}{\lambda l}\right)^\nu$, то существуют два решения (см. рис. 3, точки a и b). Однако решение, соответствующее большему корню (точка b), неустойчиво.

В самом деле, стоит скорости горения $\dot{r}$ в результате флуктуации увеличиться, как увеличится левая часть уравнения (24), которая пропорциональна $\dot{r}$. Поэтому C_{o*} , соответствующее возросшей скорости $\dot{r}$, уменьшится (см. рис. 3), что приведет к дальнейшему увеличению скорости горения $\dot{r}$, которое будет происходить до тех пор, пока $\dot{r}$ не достигнет величины, соответствующей устойчивому режиму (точка a , рис. 3).

При $\frac{K(\rho u)_e}{\delta p^\nu} = \left(\frac{\nu}{\lambda l}\right)^\nu$ есть только одно предельное решение уравнения (24) $C_{*m} = \frac{\nu}{\lambda}$. Таким образом, C_{o*} не может превосходить величины $\frac{\nu}{\lambda}$. Обычно $\frac{\nu}{\lambda} \ll 1$, поэтому $C_{o*} \ll 1$.

Поскольку C_{o*} имеет предельное максимальное значение, то B и $\dot{r}$ имеют предельные минимальные значения. Как следует из (9) и (17)

$$B_m = \frac{(c_p T)_e - (c_p T)_w + \left[C_{oe} - \left(1 + \frac{C_{oe}}{\kappa}\right) \frac{\nu}{\lambda} \right] q_0}{L};$$

$$\dot{r}_m = \frac{0,036 \mu^{0,2}}{\rho_s x_m^{0,2}} (\rho u)_{em}^{0,8} \ln(1 + B_m); \quad (25)$$

$$\dot{r}_m = \frac{0,036 \mu^{0,2}}{\rho_s x_m^{0,2}} \left[\frac{\delta_m}{K} \left(\frac{\nu}{\lambda l}\right)^{\nu 0,8} \ln(1 + B_m) \right] p_m^{0,8 \nu}. \quad (26)$$

При $q_0/L = 9,0$; $\nu = 2$; $\lambda = 9$; $C_{oe} = 1$; $\kappa = 2$;

$$\frac{\dot{r}_{\min}}{\dot{r}_{\max}} = \frac{\ln(1 + B_m)}{\ln(1 + B C_{ow=0})} \simeq 0,84.$$

Рассмотрим теперь как изменяется скорость горения $\dot{r}$ в зависимости от координаты x .

Как уже отмечалось, горение начинается при координате $x = x_m$ (см. рис. 1), когда толщина динамического пограничного слоя равна предельному значению толщины при заданном расходе и давлении:

$$\delta_m = \frac{K(\rho u)_e}{p^\nu \left(\frac{\nu}{\lambda l}\right)^\nu}. \quad (27)$$

Если при $x \leq x_m$ $(\rho v)_w = 0$, то координата x_m находится из хорошо известного уравнения зависимости толщины турбулентного пограничного слоя от расстояния до края пластины:

$$\frac{\delta_m}{x_m} = \frac{0,37}{\text{Re } x_m^{0,2}}. \quad (28)$$

При $x_m < x < x'_m$ скорость горения пластины $\dot{r}$ заметно отличается от величины $\dot{r}$, рассчитанной в предположении, что скорость химической реакции бесконечно велика (рис. 4).

При $x > x'_m$, когда толщина пограничного слоя становится столь большой, что $C_{ow} \ll L/q_0$, химическая кинетика практически не влияет на скорость горения.

Приведем численные оценки величин x_m и x'_m/x_m для горения пластины бутилкаучука в потоке кислорода. При $\nu=2$, $q_0/L=9,0$, $\lambda=9$, $K=3,6 \cdot 10^{-3}$, $(\rho u)_e = 0,1 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$, $p=1 \text{ атм}$, имеем $x_m \simeq 0,5 \text{ см}$; $x'_m/x_m \simeq 20$.

На рис. 4 представлена также зависимость температуры в зоне горения T_* от координаты x . Эта зависимость довольно сильная и может быть вполне зарегистрирована при экспериментальных исследованиях.

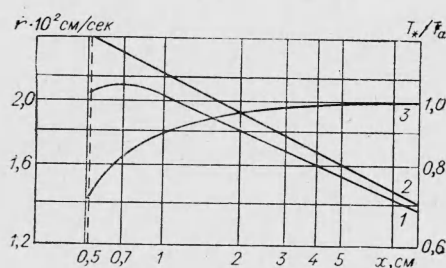


Рис. 4. График зависимости скорости горения пластины $\dot{r}$ от расстояния до передней кромки пластины x при постоянных плотности потока окислителя $(\rho u)_e = 0,1 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ и давлении $p=1 \text{ атм}$ и при бесконечно большой скорости химической реакции (2). Расчет проводился по формулам (9), (17) и (24). График зависимости температуры в зоне горения T_* от расстояния до края пластины x (3).

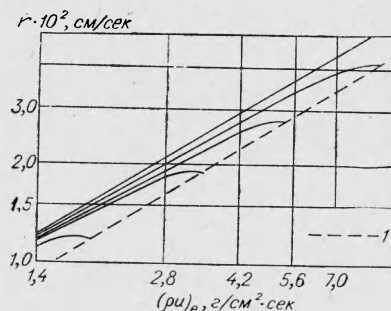


Рис. 5. Графики зависимости скорости горения пластины $\dot{r}$ от плотности потока окислителя $(\rho u)_e$ при разных давлениях и расстоянии до края пластины $x=7,5 \text{ см}$.

1 — предельные плотности потока $(\rho u)_{em}$, при которых наступает срыв горения (25).

Графики зависимости скорости горения $\dot{r}$ от плотности потока окислителя $(\rho u)_e$ при различных давлениях представлены на рис. 5. Видно, что зависимость $\dot{r}$ от $(\rho u)_e$ несколько более сложная, нежели полученная Максменом и Джильбертом [2] в предположении, что скорость химической реакции бесконечно велика (по Максмену и Джильберту $\dot{r} \sim (\rho u)_e^{0,8}$). Падение скорости горения из-за влияния химической кинетики, согласно нашей упрощенной модели турбулентного диффузионного горения хотя и заметно, но все же невелико, $\sim 20\%$. Характер зависимости скорости горения от плотности потока окислителя такой же, как и полученный в [14] (рис. 6). Отметим, что ρu_{em} , соответствующие срыву горения (см. рис. 5), в реальных системах могут быть значительно большими из-за стабилизации горения на передней кромке пластины топлива. Этим обстоятельством, возможно, объясняется довольно сильное отличие скорости горения при больших значениях $(\rho u)_e$, определенных в экспериментах Смута и Прайса, от расчетных, проведенных в предположении, что скорость химической реакции бесконечно велика.

Графики зависимости скорости горения пластины $\dot{r}$ от давления представлены на рис. 7. Характер этой зависимости также аналогичен экспериментальной, полученной в [14].

В заключение обратим внимание на следующее обстоятельство. Как было показано выше, выражение для скорости горения имеет вид:

$$\dot{r} = \frac{C_r C_n^0 (\rho u)_e}{\rho_s}, \quad (29)$$

где

$$C_r = B C_n / C_n^0.$$

Величина коэффициента C_r зависит от структуры пограничного слоя и зоны химической реакции. Из уравнения (24) следует, что комплекс $\Omega = \frac{(\rho u)_e}{\rho_s p^v}$, который является мерой взаимоотношения между диффузионными и кинетическими факторами, определяет влияние внешних параметров $(\rho u)_e$, p , x на структуру реагирующего пограничного слоя и, следовательно, через коэффициент C на скорость горения. Из соображений размерности следует, что такое утверждение справедливо не только для рассмотренной модели горения, но и в общем случае.

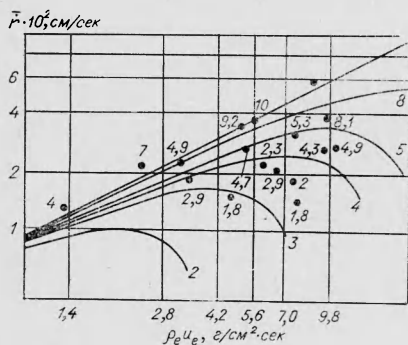


Рис. 6. Графики зависимости средней по длине пластины скорости горения $\dot{r}$ от плотности потока окислителя $(\rho u)_e$ при постоянных давлениях.

Точки — экспериментальные данные Смута и Прайса [14]. Цифры указывают давление в атмосферах. Топливо — бутылкаучук, окислитель — кислород.

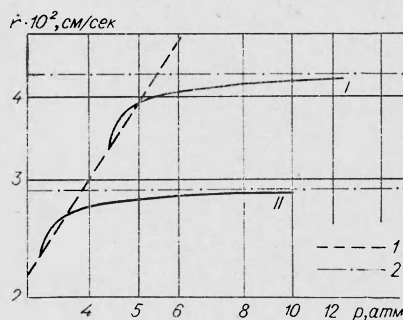


Рис. 7. График зависимости скорости горения пластины $\dot{r}$ от давления p при постоянных плотностях потока $(\rho u)_e$ и расстоянии до края пластины $x=7,5$ см; $(\rho u)_{e1}=7,0$ г/см²·сек; $(\rho u)_{e2}=4,2$ г/см²·сек: 1 — предельные давления, при которых наступает срыв горения (26); 2 — асимптотические значения $\dot{r}$ при $p \rightarrow \infty$.

Зависимость коэффициента C_r от комплекса Ω была получена путем обработки экспериментальных данных [14]. Оказалось, что все точки ложатся на одну кривую с точностью $\pm 10\%$. В области малых Ω , где имеет место диффузионный режим горения, коэффициент C_r практически не зависит от Ω , но по мере увеличения Ω коэффициент C_r начинает уменьшаться, что, по-видимому, соответствует переходу к диффузионно-кинетическому режиму горения.

При расчете комплекса Ω предполагалось, что порядок химической реакции $v=2$. Расчеты, проведенные при значениях $v \in [1, 2]$, показали, что вариации v не изменяют характер кривой $C_r(\Omega)$.

Полученные результаты позволяют утверждать, что при горении пластины топлива в потоке окислителя химическая кинетика в газовой фазе может оказывать существенное влияние на скорость горения пластины.

Поступила в редакцию
1/VIII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Cohen, R. Bromberg, R. P. Lipkis. Jet Propulsion, 1958, 28, 10, 659.
2. G. A. Marxman, M. Gilbert. Ninth Symposium (International) on Combustion, Academic Press, 1963.
3. G. A. Marxman, C. E. Wooldridge, R. I. Muzzy. Heterogeneous Combustion, AIAA Progress in Astronautics and Rocketry. V. 15, Academic Press, N. Y., 1964.
4. G. A. Marxman. Tenth Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1965.
5. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10, 1199.
6. Ф. А. Агафонова, М. А. Гуревич, И. И. Палеев. ЖТФ, 27, 8, 1818.
7. E. Miller. AIAA J., 1966, 4, 247.
8. Л. Лиз. Сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., ИЛ, 1962.
9. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
10. F. Williams. Combustion and Flame, 1961, 5, 2, 207—209.
11. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1958.
12. C. E. Wooldridge, R. I. Muzzy. Tenth Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1965.
13. C. E. Wooldridge, R. I. Muzzy. AIAA J., 1966, 11, 2009.
14. L. D. Smoot, G. F. Price. AIAA J., 1963, 3, 1408—1413.
15. Д. Б. Сполдинг. Основы теории горения. М., Госэнергоиздат, 1959.
16. F. I. Kosdon, F. A. Williams. AIAA J., 1967, 5, 4, 774.

УДК 536.46+662.215.3

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ АЛЮМИНОТЕРМИЧЕСКИХ СОСТАВОВ НА ИХ ГОРЕНИЕ¹

А. С. Дубровин, Л. В. Слепова, В. Л. Кузнецов
(Челябинск)

Плотность алюминотермических составов существенно влияет на скорость и полноту восстановительных реакций [1—4]. В работах [5, 6] указывается, что по характеру зависимости скорости горения от плотности составов можно выяснить роль процессов, протекающих в конденсированной или газовой фазах. Считается [5], что если в процессе горения газы не образуются или их образуется очень мало, то массовая скорость практически не зависит от плотности составов. Однако опыты показывают, что значительные изменения скорости в зависимости от плотности наблюдаются и для таких составов, при горении которых исключена возможность заметной газификации реагентов или продуктов реакции.

Согласно [7], влияние плотности конденсированных взрывчатых веществ на скорость горения связано с изменением условий распространения тепла в порошкообразной смеси реагентов. При этом условия переноса тепла меняются как в результате изменения теплопроводности порошка, так и в результате изменения его проницаемости для материальных носителей тепла — жидких (расплав вещества) или газообразных (продукты испарения и распада).

Представления, развитые для горения взрывчатых веществ, могут использоваться также для анализа металлотермических процессов. При этом необходимо учитывать свойства реагентов и продуктов реакции,

¹ В работе принимали участие В. И. Езиков и И. М. Иоффе.