

ний в топливе, который основан на приближенных представлениях. Они позволяют осуществить проверку основных теоретических представлений о влиянии напряжений на структуру материала и скорость его горения. К сожалению, в настоящее время такие эксперименты отсутствуют.

В соответствии с развитыми представлениями скорость горения твердого топлива, подвергнутого растяжению, различна в зависимости от направления горения. Горение с поверхности, параллельной растягивающей силе, происходит с большей скоростью, чем в ортогональном направлении. Повторные деформации образца могут приводить к накоплению дефектов и трещин и вызывать еще большее увеличение скорости горения в напряженном состоянии.

Поступила в редакцию 7/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Абриков, Г. Н. Марченко и др. ФГВ, 1976, 12, 1.
2. С. А. Христианович, Р. Л. Салганик. Внезапные выбросы угля (породы) и газа. Напряжения и деформации. Препринт ИПМ АН СССР, № 153, 1980.
3. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1967, 173, 1382.
4. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.

ГОРЕНИЕ СЛОЯ ТОПЛИВА ПРИ ОБДУВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОТОКОМ ОКИСЛИТЕЛЯ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

При решении задач механики и техники часто приходится сталкиваться с процессами горения различных материалов в потоке газообразного окислителя. Подобные задачи, например, возникают при исследовании горения топлива в гибридных ракетных двигателях [1—4] при изучении пределов воспламенения смазочных веществ в кислороде [5], при определении теплозащитных свойств покрытий при движении тел в атмосфере с большими скоростями [6], при рассмотрении самоподдерживающейся детонации в неперемешанных гетерогенных системах [7, 8]. Проведенные эксперименты [3, 5, 7, 9] показали, что во всех указанных процессах химическая реакция локализована в узкой зоне внутри пограничного слоя. Эту зону будем называть диффузионным пламенем, так как скорость реакции в этом случае определяется скоростью испарения (сублимации) топлива и перемешивания паров с окислителем в результате диффузии в пограничном слое.

Цель настоящей работы — изучение закономерностей горения топлив в ламинарном диффузионном пламени, нахождение поверхности диффузионного пламени и скорости выгорания слоя топлива, определение трения, потока тепла в слой топлива и других параметров пограничного слоя и исследование влияния скорости сублимации топлива на эти параметры.

В отличие от предыдущих теоретических исследований [2, 4] в работе ищется распределение скоростей, температур и концентраций при ламинарном диффузионном горении без учета химической кинетики, основанное на точном решении уравнений пограничного слоя и межфазного тепло- и массообмена.

Рассматривается задача об обдувании плоской поверхности жидкого или твердого топлива потоком окислителя. Выберем прямоугольную систему координат (x, y) , связанную с твердым телом так, чтобы ось x совпадала с поверхностью раздела и была ориентирована по направлению потока окислителя.

В этой системе координат уравнения пограничного слоя в газе стационарны и при условии, что реагенты при химических превращениях связаны соотношением

$$\sum_{i=1}^n v'_i m_i = \sum_{i=1}^N v''_i m_i, \quad (1)$$

а числа Прандтля и Шмидта равны единице, имеют следующий вид [10]:

$$\begin{aligned} \partial \rho u / \partial x + \partial \rho v / \partial y &= 0, \\ \rho u \cdot \partial u / \partial x + \rho v \cdot \partial u / \partial y &= \partial / \partial y \cdot \mu \cdot \partial u / \partial y, \\ \rho u \frac{\partial \beta_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \beta_i}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial \beta_i}{\partial y} \quad (i = 2, \dots, N), \\ \rho u \cdot \partial \xi / \partial x + \rho v \cdot \partial \xi / \partial y &= \partial / \partial y \cdot \mu \cdot \partial \xi / \partial y, \end{aligned} \quad (2)$$

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i},$$

где u, v — компоненты скорости по осям x и y соответственно; ρ — плотность; p — давление; T — температура; μ — коэффициент динамической вязкости; m_i, Y_i — молекулярная масса и концентрация i -го компонента; v'_i, v''_i — стехиометрические коэффициенты i -го компонента до и после

реакции; $\Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N m_i h_i^0 (v'_i - v''_i)}{m_N (v'_N - v''_N)}$ — удельная теплота сгорания топлива;

h_i^0 — удельная энтальпия образования i -го компонента;

$$\beta_i = \frac{Y_i}{m_i (v''_i - v'_i)} - \frac{Y_1}{m_1 (v''_1 - v'_1)}, \quad (3)$$

$$\xi = \frac{c_p T + u^2/2}{m_N (v'_N - v''_N) \Delta H} - \frac{Y_i}{m_1 (v'_1 - v''_1)}. \quad (4)$$

Уравнение энергии для конденсированной фазы при постоянной теплоемкости (c_L) и теплопроводности (λ_L), следуя [11], в предположении отсутствия тангенциальных перемещений приближенно запишем в одномерном случае

$$(\rho v)_L \cdot \partial T / \partial y = \lambda_L \cdot \partial^2 T / \partial y^2. \quad (5)$$

Система (2), (5) решается со следующими граничными условиями: на внешней границе пограничного слоя в газе ($y \rightarrow +\infty$)

$$Y_1 = Y_{1e}, u = u_e, T = T_e, Y_{Ne} = 0; \quad (6)$$

в жидкости (при $y \rightarrow -\infty$)

$$u = 0, Y_N = 1, T = T_0; \quad (7)$$

на границе раздела газ — жидкость (при $y = 0$)

$$u_w = 0, Y_{1w} = 0. \quad (8)$$

Кроме того, на поверхности раздела используются уравнение сохранения потоков массы i -го компонента

$$(\rho v)_w [Y_{iw} - (Y_{iw})_{y=0}] - (\rho D)_w (\partial Y_i / \partial y)_w = 0 \quad (9)$$

и следствие уравнения сохранения потока энергии [8]

$$q_s = -\lambda (\partial T / \partial y)_w - (\rho v)_w h_L, \quad (10)$$

где $q_s = -\lambda_L (\partial T / \partial y)_{L,w}$ — поток тепла от поверхности внутрь конденсированной фазы; λ — коэффициент теплопроводности; h_L — удельная теплота фазового перехода; индексы характеризуют: L — параметры конденса-

рованной фазы, e — параметры газообразной фазы на внешней границе пограничного слоя, $i = 1$ — параметры окислителя, $i = N$ — параметры топлива, $i = 2, \dots, N - 1$ — промежуточные и конечные продукты реакции и возможные инертные компоненты, W — параметры на поверхности раздела.

Система (2) допускает интегралы Крокко

$$\beta_i = (\beta_{ie} - \beta_{iW})/u_e \cdot u + \beta_{iW}, \quad (11)$$

$$\xi = (\xi_e - \xi_W)/u_e \cdot u + \xi_W, \quad (12)$$

откуда, учитывая граничные условия (6), (8) — (10), получим соотношения для определения концентраций и потока тепла у поверхности раздела

$$Y_{iW} = \frac{1}{1+B} (Y_{ie} - \Phi_i Y_{1e}), \quad i = 2, \dots, N - 1, \quad (13)$$

$$Y_{NW} = \frac{1}{1+B} (B + Y_{Ne} - \Phi_N Y_{1e}), \quad (14)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W = \frac{\tau_W}{u_e} \left[c_p (T_e - T_W) + \frac{u_e^2}{2} + (Y_{Ne} - Y_{NW}) \Delta H - B \Delta H (1 - Y_{NW}) \right]. \quad (15)$$

В соотношениях (13) — (15) использованы следующие обозначения:

$$\tau_W = \mu (\partial u / \partial y)_W, \quad B = (\rho v)_W u_e / \tau_W,$$

$$\Phi_i = \frac{m_i (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}, \quad i = 2, \dots, N.$$

Наличие первых интегралов (11) и (12) позволяет при решении системы (2) ограничиться решением двух первых уравнений. Для этого введем новые независимые

$$z = \int_0^y \rho dy, \quad \zeta = \int_0^x \rho \mu dx$$

и зависимую переменные

$$w = \frac{1}{\rho \mu} \left(\rho v + u \int_0^y \frac{\partial \rho}{\partial x} dy \right).$$

Следуя [10], предположим, что произведение $\rho \mu$ не зависит от y . Тогда первые уравнения системы (2) приводятся к виду

$$\partial u / \partial \zeta + \partial w / \partial z = 0, \quad (16)$$

$$u \cdot \partial u / \partial \zeta + w \cdot \partial u / \partial z = \partial^2 u / \partial z^2. \quad (17)$$

Введем функцию тока $\Psi(\zeta, z)$: $u = \partial \Psi / \partial z$, $w = -\partial \Psi / \partial \zeta$. Тогда уравнение (16) удовлетворяется автоматически, а (17) после перехода к переменным Дородницына $\eta = z \sqrt{u_e} / 2 \zeta$, $\Psi = \sqrt{2 u_e} \zeta f(\eta)$ сводится к уравнению Блазиуса

$$f'''(\eta) + f(\eta) f''(\eta) = 0 \quad (18)$$

с граничными условиями

$$f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1, \quad f(0) = -B f''(0). \quad (19)$$

Граничные условия (19) содержат неизвестную величину B — параметр массообмена, для определения которого найдем из решения (5) поток тепла q_s , идущий на прогрев конденсированной фазы

$$q_s = -\lambda_L (\partial T / \partial y)_{L,W} = (\rho v)_W c_L (T_W - T_0). \quad (20)$$

Подставляя выражения для потоков тепла (20) и (15) в уравнение на

границе раздела (10) и определяя Y_{NW} по (14), получим соотношение

$$-c_p(T_w - T_e) + u^2/2 + Y_{1e}\Phi_N\Delta H - B[h_L + c_L(T_w - T_0)] = 0, \quad (21)$$

которое задает связь параметра массообмена B с температурой поверхности раздела фаз T_w . Предполагая, что газ вблизи поверхности находится в локальном термодинамическом равновесии, определим T_w как равновесную температуру фазового перехода при давлении p_{NW} , равном парциальному давлению паров сублимирующего топлива

$$p_{NW} = \bar{I}_{NW} \cdot m/m_N \cdot p_e, \quad (22)$$

где $m = \left(\sum_{i=1}^N \frac{Y_{iW}}{m_i} \right)^{-1}$ — средняя молекулярная масса смеси.

Для определения связи температуры фазового перехода с давлением используем условие Клайперона — Клаузиуса

$$dp/dT = h_L/T(1/\rho - 1/\rho_L). \quad (23)$$

Учитывая температурную зависимость удельной теплоты фазового перехода $dh_L = \Delta c_p dT$ ($-\Delta c_p = c_{pN} - c_L$) и пренебрегая удельным объемом жидкой фазы $1/\rho_L$ по сравнению с объемом газообразной $1/\rho$, приведем условие (23) к виду

$$\frac{p_e}{p_{NW}} = \left(\frac{T_{he}}{T_w} \right)^{\frac{\Delta c_p m_N}{R}} \exp \left[\frac{\Delta c_p m_N T_{кр}}{R} \left(\frac{1}{T_{he}} - \frac{1}{T_w} \right) \right], \quad (24)$$

где T_{he} — температура фазового перехода при давлении p_e ; $T_{кр}$ — критическая температура. Подставляя (24) и (13), (14) в уравнение (22), получим

$$B = Y_{1e}\Phi_N - Y_{Ne} + \frac{\sum_{i=2}^{N-1} \frac{m_N}{m_i} (Y_{ie} - Y_{1e}\Phi_i)}{\left(\frac{T_{he}}{T_w} \right)^{\frac{\Delta c_p m_N}{R}} \exp \left[\frac{\Delta c_p m_N T_{кр}}{R} \left(\frac{1}{T_{he}} - \frac{1}{T_w} \right) \right]} - 1. \quad (25)$$

Соотношения (25) и (21) составляют систему двух трансцендентных уравнений для определения неизвестных величин B и T_w . При известном значении параметра массообмена B уравнение (18) с граничными условиями (19) и первые интегралы (11), (12) системы (2) позволяют определить распределение скоростей и других параметров внутри пограничного слоя в газе и значения интересующих параметров на поверхности раздела. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета изменения указанных параметров для различных значений B . Видно, что функции f , f' , f'' и f''' зависят от η и B .

Результаты приведенных расчетов, в частности, позволяют определить напряжение трения на границе раздела и тем самым выяснить влияние массоподачи на напряжение трения в ламинарном пограничном слое. Напряжение трения с учетом введенных обозначений определяется по формуле

$$\tau_w = \rho_w \mu_w u_e f''(0, B) \sqrt{u_e/2\xi},$$

которую приближенно можно записать

$$\tau_w = u_e f''(0, B) \sqrt{\rho \mu u_e/2x}. \quad (26)$$

Тогда связь τ_w с напряжением τ_w^0 при отсутствии массоподачи ($B=0$) задается соотношением

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{f''(0, B)}{f''(0, 0)} = F(B).$$

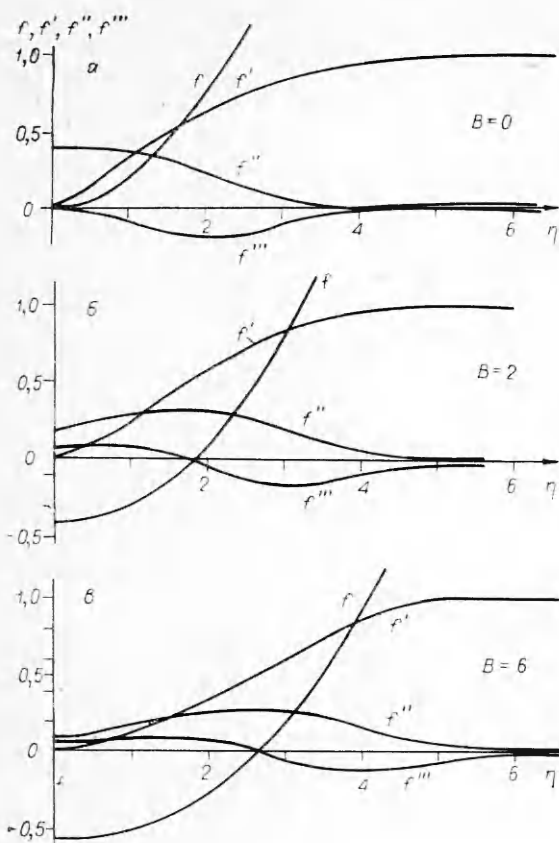


Рис. 1. Решения уравнения Блазиуса при наличии и отсутствии вдува вещества с поверхности в пограничный слой.

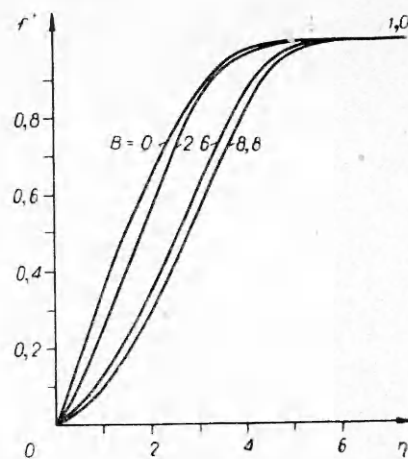


Рис. 2. Изменение профиля скоростей в пограничном слое $f'(\eta) = u/u_e$ при различных значениях параметра массообмена B .

Значения функции $F(B)$ приведены на рис. 3 (сплошная кривая). В работе [3] предлагается для малых значений B учитывать влияние массоподачи по формуле

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{n(1+B)}{B}, \quad (27)$$

которая выводится из двух первых уравнений системы

(2) в предположении, что $|\partial/\partial x| \ll |\partial/\partial y|$. Для сравнения на рис. 3 штриховой кривой приведена зависимость τ_w/τ_w^0 от B задаваемая формулой (27). Как видно из графика, для значений $B \in [0, B^*]$ ($B^* \approx 3,5$) кривые очень близки (различие не превышает 10%), и, следовательно, формула (27) в данном диапазоне изменения B является хорошей аппроксимацией зависимости напряжения трения от массообмена на поверхности. Для $B > B^*$ необходимо в каждом конкретном случае решать уравнение Блазиуса либо пользоваться зависимостью, задаваемой функцией $F(B)$ (см. рис. 3).

Результаты расчетов параметра B (см. рис. 4, горючее — n -декан ($C_{10}H_{22}$), окислитель — $N_2 + O_2$) показывают, что B возрастает с увеличением скорости набегающего потока и начальной температуры T_0 и убывает при уменьшении концентрации кислорода в окислителе Y_{1e} . Зная B из (26), определим скорость выгорания пластины длиной l и шириной b :

$$\dot{m} = b \int_0^l (\rho v)_w - dx = B f''(0, B) b \sqrt{2\rho\mu_e l}.$$

Для нахождения точного распределения концентраций и температуры и положения зоны реакции без помощи численного интегрирования используем приближение поверхности пламени. Иными словами, следуя экспериментальным данным работ [1, 5, 7, 9], предположим, что химическая реакция протекает в узкой зоне, которую можно считать поверхностной. Это предположение основано на том, что скорость химической реакции велика по сравнению со скоростью диффузии, поэтому реагенты

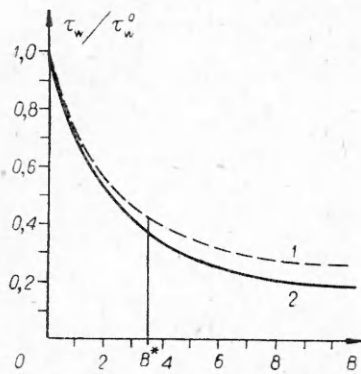


Рис. 3. Влияние массообмена на напряжение трения на поверхности. 1 — приближенная формула Дорренса; 2 — теоретический расчет.

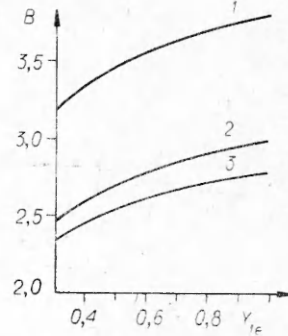


Рис. 4. Результаты расчетов параметра массообмена при горении *n*-декана в потоке азота с кислородом в зависимости от концентрации кислорода Y_{1e} и скорости потока u_e ; $T_e = 300$ K, $T_0 = 300$ K.

u_e , м/с: 1 — 1000, 2 — 500, 3 — 10.

не в состоянии проникать в значительной концентрации сквозь пламя на большие расстояния, не вступив при этом в реакцию. Это предположение, как отмечается в [4], справедливо, начиная с некоторого расстояния от края пластины ($x > x_m$). Срывом диффузионного пламени ввиду больших градиентов в носике пограничного слоя пренебрежем.

Ввиду того, что реакция протекает только на поверхности пламени, эта поверхность разделяет пограничный слой на две области. В области над поверхностью пламени (индекс +) отсутствуют пары топлива, а имеются окислитель и продукты реакции. В области между поверхностью пламени и границей раздела фаз (индекс -) присутствуют пары топлива и продукты реакции и отсутствует окислитель. Тогда из формулы (3), определяющей функцию β_N , получаем

$$\beta_N^+ = - \frac{Y_1}{m_1(v_1'' - v_1')} ; \quad \beta_N^- = \frac{Y_N}{m_N(v_N'' - v_N')}.$$

Так как массовые концентрации Y_1 , Y_N неотрицательны, а разности $(v_1'' - v_1')$ и $(v_N'' - v_N')$ имеют одинаковый знак, то функция β_N при переходе через поверхность пламени меняет знак. Доопределяя функции β_N , Y_1 , Y_N по непрерывности, на поверхности пламени получим условие

$$\beta_N = 0. \quad (28)$$

Используя формулы (6) (8), (11), (14), получим из условия (28) соотношение на поверхности пламени

$$\frac{u^*}{u_e} = f'_*(\eta_*) = \frac{-\beta_{NW}}{\beta_{Ne} - \beta_{NW}} = \frac{Y_{NW}}{Y_{NW} + Y_{1e}\Phi_N} = \frac{B - Y_{1e}\Phi_N}{B(1 + Y_{1e}\Phi_N)}. \quad (29)$$

Определив значение $f'_*(\eta_*)$ на поверхности пламени по (29), из решения уравнения Блазиуса с граничными условиями (19) найдем соответствующее значение η_* , которое позволяет определить форму поверхности пламени

$$z = \eta_* \sqrt{2\xi/u_e}$$

или приближенно

$$y = \eta_*/\rho_m \sqrt{2\rho_m x/u_e},$$

где ρ_m — среднее по Эккерту значение плотности. Тогда распределение концентраций горючего и окислителя выше и ниже поверхности пламени определится из соотношений

$$Y_N^+ = 0, \quad Y_N^- = Y_{NW} [1 - f'(\eta, B)] - Y_{1e}\Phi_N f'(\eta, B),$$

$$Y_1^+ = Y_{1e} f'(\eta, B) - [1 - f'(\eta, B)] Y_{NW} \Phi_N^{-1}, \quad Y_1^- = 0,$$

где Y_{NW} определяется по формуле (14). Для распределения концентрации инертного компонента во всем пограничном слое из (11) и (13) получим формулу

$$Y_A = Y_{Ae} \cdot [1 + B f'(\eta, B)] / (1 + B).$$

Обозначая через Y_p концентрацию всех продуктов реакции, получим соотношения

$$Y_p^+ = [1 - f'(\eta, B)] (1 + Y_{NW} \Phi_N^{-1} - Y_{AW}),$$

$$Y_p^- = [1 - f'(\eta, B)] (1 - Y_{NW} - Y_{AW}) + f'(\eta, B) Y_{1e} (1 - \Phi_N),$$

которые, учитывая условия (6), (13) и (14), приведем к виду

$$Y_p^+ = [1 - f'(\eta, B)] \frac{B(1 + \Phi_N^{-1})}{1 + B},$$

$$Y_p^- = [1 + B f'(\eta, B)] \frac{Y_{1e}(1 + \Phi_N)}{1 + B}.$$

Изменение температуры внутри пограничного слоя задается соотношениями

$$T^+ - T_w = f'(\eta, B) (T_e - T_w) + \frac{u_e^2}{2c_p} [f'(\eta, B) - f'^2(\eta, B)] + [1 - f'(\eta, B)] Y_{NW} \frac{\Delta H}{c_p},$$

$$T^- - T_w = f'(\eta, B) (T_e - T_w) + \frac{u_e^2}{2c_p} [f'(\eta, B) - f'^2(\eta, B)] + f'(\eta, B) Y_{1e} \Phi_N \frac{\Delta H}{c_p}.$$

Для сравнения с экспериментом в качестве примера определены параметр массообмена, форма поверхности пламени и распределение параметров внутри пограничного слоя при горении метанола, обдуваемого потоком чистого кислорода со скоростями 60—180 см/с. Значения определяющих параметров задачи соответствовали данным работы [9]. Результаты расчетов показали, что температура поверхности T и параметр B практически не зависят от изменения скорости потока окислителя в исследуемом диапазоне и при нормальных условиях: $T_w = 349$ К, $B = 8,8$. Расчетное изменение формы поверхности пламени с увеличением скорости набегающего потока (см. рис. 5, сплошные кривые) хорошо согласуется

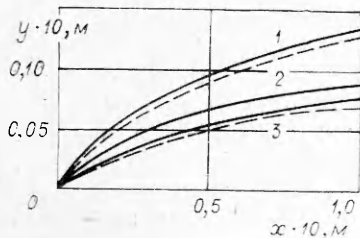


Рис. 5. Изменение формы поверхности пламени с увеличением скорости набегающего потока при горении метанола в потоке кислорода.

— теоретический расчет;
- - - эксперимент [9]. u_e , м/с:
1 — 0,6, 2 — 1,2, 3 — 1,8.

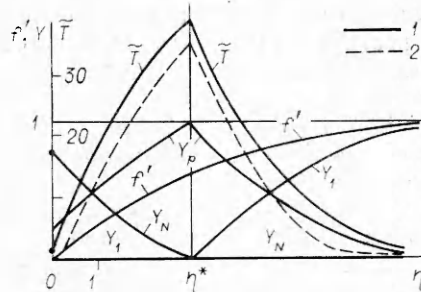


Рис. 6. Распределение скорости $f' = u/u_e$, температуры $\bar{T} = (T - T_e)/(T_w - T_e)$, концентраций горючего Y_N , окислителя Y_1 и продуктов реакции Y_p внутри пограничного слоя при горении метанола в потоке кислорода.

1 — теоретический расчет; 2 — эксперимент [9].

ся с экспериментальными данными работы [9] (штриховые кривые на рис. 5). Распределение скорости, температуры и концентраций внутри пограничного слоя изображено на рис. 6. Для сравнения штриховой кривой в соответствующих безразмерных переменных изображен профиль температур по экспериментальным данным [9].

Таким образом, в работе предложен метод исследования горения материалов в ламинарном диффузионном пламени, определено влияние массообмена на распределение скоростей, температур, напряжений трения и других параметров пограничного слоя, найдена зависимость скорости выгорания материала от длины зоны горения, определено влияние внешних параметров задачи на форму диффузионного пламени и распределение параметров в пограничном слое.

Поступила в редакцию 13/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Грин.— В сб.: Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967.
2. Г. Максен, К. Вулдридж, Р. Маззи.— В сб.: Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967.
3. Р. Маззи. РТК. 1963. 9.
4. Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин. ФГВ. 1970. 6. 1.
5. В. Ф. Плешаков, И. А. Щепатьев, Б. А. Иванов. ФГВ, 1976, 12, 1.
6. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
7. К. W. Ragland. AIAA J., 1970, 7, 3.
8. Н. И. Зверев, И. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Мат. мех., 1981, 3.
9. Toshisuke Hirano, Mitsuo Kinoshita. 15-th Symp. (Intern.) on Combust. Tokyo, 1974.
10. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1965.
11. Л. Лиз.— В сб.: Газодинамика и теплообмен. М.: ИЛ, 1962.

О РЕЖИМАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В АЭРОВЗВЕСЯХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

*В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко, В. В. Смирнов
(Одесса)*

Сжигание газовзвесей частиц твердых горючих может быть реализовано либо в процессе объемного горения, когда взвесь воспламеняется и сгорает одновременно во всем объеме (тепловой взрыв), либо в процессе волнового горения, подразумевающего существование сформировавшегося фронта пламени, распространяющегося с определенной скоростью от локального источника зажигания. Теоретические основы процесса объемного реагирования газовзвесей частиц с различными законами окисления, а также обширные экспериментальные исследования изложены в работах [1—8].

В то же время вопросы волнового горения, несмотря на многообразие возможных режимов и их практическую значимость, освещены недостаточно. Теоретические [9—13] и экспериментальные [14—15] исследования посвящены в основном ламинарному режиму распространения пламени и выявляют ведущий механизм передачи тепла во взвеси.

Аналогично газовым горючим смесям, по степени воздействия продуктов сгорания режимы распространения пламени в газовзвесах могут быть разделены на два класса: а) режимы, возникающие при свободном оттоке продуктов сгорания (ламинарный [14, 16] и вибрационный [14]), имеющие место при распространении пламени в полуоткрытых трубах при поджигании взвеси у открытого конца трубы; б) режимы, реализующиеся в случае газодинамического влияния продуктов сгорания на фронт пламени. Исходя из общих соображений, ко второму классу можно отнести режим распространения пламени по движущейся перед фронтом