

тепла из газовой фазы при стационарном горении на начальном уровне давления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 14.
2. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3, 92.
3. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1976, 12, 4, 548.
4. Б. В. Лидский, Б. В. Новожилов, А. Г. Попов. ФГВ, 1983, 19, 4, 20.
5. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 3, 625.
6. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова. ПММ, 1980, 44, 1, 89.
7. Р. С. Буркина, В. Н. Вилюнов. Хим. физика, 1983, 1, 3, 412.
8. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1970.
9. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
10. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1968, 4, 4, 513.
11. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1, 3.
12. Р. И. Thomas. Comb. Flame, 1965, 2, 4, 43.
13. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2, 246.
14. В. И. Земских, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1981, 260, 3, 595.
15. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 1, 3.
16. В. Е. Зарко, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 2, 158.
17. В. Е. Зарко. Канд. дис. ИХКиГ. Новосибирск, 1971.
18. А. А. Зенин. Докл. АН СССР, 1973, 213, 6, 1357.

Поступила в редакцию 5/VII 1985,  
после доработки — 17/II 1986

### УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СКОРОСТИ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

*С. И. Волков, А. В. Федоров, В. М. Фомин*  
(Новосибирск)

В настоящее время вызывает интерес проблема создания действенных алгоритмов многокритериальной оптимизации течений в каналах рядов камер сгорания двигателей. Сложность пространственно-временного описания таких течений и, как следствие, большие массивы перерабатываемой информации определяют значительные затраты времени при расчетах на ЭВМ. Сокращение этих затрат — актуальная задача. Она решается совершенствованием методов оптимизации, например упрощением алгоритмов расчетов участвующих в оптимизации критериев и их функциональных аргументов. К последним относится скорость горения твердого топлива. Для высокоэнергетических двигателей существенное значение имеет эрозионное горение. Его эффект выражается в увеличении скорости горения при высоких скоростях обдува поверхности топлива газообразными продуктами горения.

Проблема эрозионного горения исследовалась разными методами [1—3]. Наиболее реалистичен подход, учитывающий взаимодействие между структурой зоны пламени и полем течения высокотемпературных газов, обдувающих поверхность горения. Отметим здесь методы расчета, основанные на аэротермохимическом анализе в приближении турбулентного пограничного слоя [4—7]. Однако, за исключением метода Ланжелле [4], все они сложны, требуют больших затрат времени на ЭВМ и, следовательно, ограничивают степень автоматизации процесса нахождения оптимальных характеристик камеры сгорания. Кроме того, в наиболее удачных из них [7] отсутствует переход от больших к малым скоростям продуктов сгорания. С другой стороны, точный учет обдува выходит за рамки грубо заданных исходных моделей горения.

Цель настоящей работы — разработка упрощенного метода расчета скорости эрозионного горения смесового твердого топлива на основе перхлората аммония (ПХА), который допускал бы непрерывный переход от больших к малым скоростям продуктов сгорания и содержал бы небольшое количество эмпирических констант, доставляющих согласие с экспериментом в области давлений, типичных для современных РДТТ.

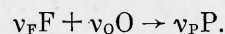
**Физическая модель эрозионного горения твердого топлива. Уравнения сохранения.** Рассмотрим твердое топливо как смесь, состоящую из зерен ПХА, распределенных в матрице горюче-связующего. В случае нормального горения этого топлива толщина зоны пламени для широкой области давлений того же порядка, что и размер частиц ПХА [8]. Такой же вывод следует из принимаемого здесь предположения об однородности (в среднестатистическом) поверхности горения [9]. За диаметр осредненной частицы окислителя (ПХА) на поверхности берется в таком случае величина  $D_0 = (2/3)^{1/2} D_{ок}$  [9, 10] ( $D_{ок}$  — осредненный диаметр кристалла ПХА до его сжигания).

В канале заряда поверхность горения обдувается горячими газобразными продуктами горения. Вблизи поверхности при больших скоростях последних образуется турбулентный пограничный слой. В области больших давлений химические реакции в газовой фазе протекают с большой скоростью [11], поэтому продукты разложения ПХА — аммиак и радикалы хлорной кислоты [12] — предпочтительнее вступают в реакцию между собой прежде, чем продукты разложения связки успевают диффундировать в поток окислителя. Пламя подобного типа, называемое первичным (или однокомпонентным) пламенем ПХА, очень тонкое. Его толщина мала по сравнению с размерами частиц окислителя [13]. Оно полностью находится внутри вязкого подслоя. При больших давлениях его можно считать локализованным на поверхности абляции топлива. Количество тепла  $q_0$ , выделившегося на поверхности топлива в данном случае, складывается из тепла  $q_L$ , необходимого для диссоциативной сублимации ПХА, и величины  $c_p(T_a - T_0)$ , т. е.

$$q_0 = c_p(T_a - T_0) + q_L.$$

Здесь  $T_a$  — конечная температура первичного пламени ПХА;  $T_0$  — начальная температура топлива;  $c_p$  — средняя теплоемкость реагирующих газов.

Всю оставшуюся область зоны газофазного горения занимает диффузионное пламя. Его отличительная особенность состоит в том, что химические реакции в нем лимитируются только процессами смешения — молекулярной и турбулентной диффузией [7, 9]. Это происходит потому, что богатые кислородом продукты пламени ПХА, нагретые до  $T_a = 1400$  К, становятся химически очень активными. При больших давлениях они вступают в быстротекающие реакции с продуктами пиролиза связки. Следовательно, скорость потребления последних зависит только от скорости их транспорта к продуктам пламени ПХА. Химические процессы в диффузионном пламени удобно представить в форме обобщенной одностадийной необратимой химической реакции



Символами О, F, P обозначены газы окислителя, горючего и продуктов реакции, а  $\nu_k$  — число молей  $k$ -го компонента смеси.

При больших давлениях пограничный слой потока газов приближен к поверхности горения. Следовательно, диффузионное пламя может находиться в области, где существенно влияние турбулентности. Для больших камер сгорания течение в каналах заряда характеризуется умеренными продольными градиентами газодинамических параметров и скорости. Пограничный слой в таких течениях можно считать одномерным и квазистационарным. Уравнения сохранения массы, импульса, энергии, дополненные термическим и калорическим уравнениями состояния, име-

ют в области пограничного слоя рассматриваемого типа следующий вид [7, 14]:

$$\frac{dm}{dy} = 0, \quad m = \langle \rho u_y \rangle, \quad (1)$$

$$m \frac{d \langle u_x \rangle}{dy} = \frac{d}{dy} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{d \langle u_x \rangle}{dy} \right], \quad (2)$$

$$m \frac{d \langle Y_k \rangle}{dy} = \frac{d}{dy} \left[ \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{d \langle Y_k \rangle}{dy} \right] + \langle \dot{\omega}_k \rangle, \quad (3)$$

$$m \frac{dH}{dy} = \frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{dH}{dy} + \frac{1}{2} \left[ \mu \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right) + \mu_t \left( 1 - \frac{1}{Pr_t} \right) \right] \frac{d \langle u_x \rangle^2}{dy} \right\}, \quad (4)$$

$$H = \sum_k \langle Y_k \rangle \langle H_k \rangle + \frac{1}{2} \langle u_x \rangle^2, \quad (5)$$

$$\langle p \rangle = R_u \langle \rho \rangle \langle T \rangle / W.$$

Здесь  $x, y$  — координаты, отсчитываемые вдоль и поперек поверхности топлива;  $\rho, p, T, H, u_x, u_y$  — плотность, давление, температура, энтальпия торможения, компоненты скорости газа продуктов разложения и горения;  $Y_k$  — массовая доля  $k$ -го компонента смеси газов;  $W$  — средняя молекулярная масса смеси газов;  $\mu, \mu_t$  — молекулярная и турбулентная вязкости;  $Sc, Sc_t, Pr, Pr_t$  — обычные и турбулентные числа Шмидта и Прандтля;  $H_k = \int c_p k dT + h_k$  — энтальпия  $k$ -го компонента смеси;  $h_k, \dot{\omega}_k$  — теплота и скорость образования  $k$ -компонента смеси газов; угловые скобки, заключающие какой-либо символ, означают усреднение по ансамблю реализаций значений случайной величины. При выводе уравнений (1) — (5) предполагалось, что числа Льюиса равны единице.

Распределение температуры в твердом топливе в данном сечении определяется обычным уравнением теплопроводности

$$\lambda_p \frac{d^2 T_p}{dy^2} - \rho_p c_s V_p \frac{dT_p}{dy}, \quad -\infty < y \leq 0, \quad (6)$$

где индекс  $p$  характеризует твердое топливо;  $c_s, V_p$  — теплоемкость и линейная скорость горения топлива. Уравнение (6) записано в предположении, что частицы достаточно мелкие (меньше толщины прогретого слоя).

**Уравнение скорости горения.** Предположим, что в течение длительного времени при горении сохраняется постоянным отношение расхода окислителя к горючему. Предположим далее, что оно равно массовому соотношению окислителя и горючего в топливе. Тогда для определения массового расхода с единицы поверхности топлива  $m_p = \rho_p V_p$  имеем следующую систему уравнений [9]:

$$\alpha m_p = \rho_{ок} V_{ок} S_{ок} / S_p, \quad (7)$$

$$\frac{S_{ок}}{S_p} = \frac{\zeta_{ок} [6k_p^2 + 1]}{6\zeta_{ок} k_p^2 + 1}, \quad (8)$$

$$k_p = \frac{1}{2} \left( i \pm \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \left( i - \frac{v_{cv}}{v_f} \right) + v_{ок} \frac{t_{ign}}{D_0}, \quad (9)$$

$$v_k = A k \exp(-E_k / R_u T_w). \quad (10)$$

Здесь  $k_p$  — взятая в долях  $D_0$  высота части кристалла ПХА, на которую он выступает над поверхностью горения (или опущен ниже ее);  $\zeta_{ок}$  — объемная доля окислителя в топливе;  $\alpha$  — его массовая доля; индексы  $ок$  и  $f$  характеризуют ПХА и связку;  $t_{ign}$  — время задержки воспламенения окислителя;  $T_w$  — температура на поверхности горения;  $v_k, A_k, E_k$  — скорость горения, частотный множитель в законе Аррениуса и

энергия активации процесса разложения  $k$ -го компонента в твердом топливе соответственно.

Выражения (7) — (10) дают необходимую зависимость массовой скорости горения от температуры и геометрии поверхности горения, а также от смешанного состава топлива.

**Граничные условия** на поверхности горения ( $w$ ) складываются из условия неразрывности, баланса массы, участвующих в реакциях веществ, баланса энергии, равенства температур в твердой и газовой фазах. Соответствующие выражения имеют (на единице осредненной по неоднородностям поверхности) следующий вид:

$$m_{w+} = \langle m_p \rangle = m_T, \quad (11)$$

$$\left[ m \langle Y_O \rangle - \langle \rho \rangle D \frac{d \langle Y_O \rangle}{dy} \right]_{w+} - \alpha \langle m_p \rangle = 0, \quad (12)$$

$$\left[ m \langle Y_F \rangle - \langle \rho \rangle D \frac{d \langle Y_F \rangle}{dy} \right]_{w+} - (1 - \alpha) \langle m_p \rangle = 0 \quad (13)$$

$$\left( \lambda_p \frac{d \langle T_p \rangle}{dy} \right)_w = \left( \lambda \frac{d \langle T \rangle}{dy} + \langle \rho \rangle D \sum_k H_k \frac{d \langle Y_k \rangle}{dy} \right)_{w+} + m_T (h_{w-} - h_{w+}); \quad (14)$$

$$h_{w-} = c_s \langle T_{s-} \rangle - \alpha q_o + (1 - \alpha) q_f,$$

$$h_{w+} = c_p \langle T_p \rangle_{w+} + \sum_k \langle Y_k \rangle_{w+} h_k - c_p T_{00}, \quad (15)$$

$$T_{w-} = T_{w+}.$$

В выражениях (11) — (15) индексы  $-$  и  $+$  отвечают соответственно твердой и газовой сторонам поверхности раздела;  $q_f$  — теплота пиролиза связки;  $T_{00} = 298,15$  К;  $q_o$  — тепло, выделившееся на поверхности топлива.

В глубине топлива задана температура и отсутствует поток тепла:

$$T_p(y = -\infty) = T_0, \quad \left( \lambda_p \frac{dT_p}{dy} \right) \Big|_{y \rightarrow -\infty} = 0. \quad (16)$$

На внешней границе зоны пламени ( $y = \delta$ ) имеют место следующие условия (в случае, когда окислитель и связка взяты в стехиометрическом отношении):

$$T_{\delta-} = T_{\delta+}, \quad \left( \lambda \frac{dT}{dy} \right)_{\delta-} = \left( \lambda \frac{dT}{dy} \right)_{\delta+}, \quad (17)$$

$$\langle Y_O \rangle_{\delta} = \langle Y_F \rangle_{\delta} = 0. \quad (18)$$

На поверхности топлива и на границе  $y = \delta_u$  пограничного слоя известны значения продольной компоненты скорости газа

$$\langle u_x \rangle_w = 0, \quad \langle u_x \rangle_{\delta_u} = u_{\infty}. \quad (19)$$

Кроме того, предполагается постоянство давления по толщине пограничного слоя

$$dp/dy = 0 \quad (p = P = \text{const}). \quad (20)$$

**Интегральная скорость газозафазных реакций.** Предложенная система уравнений и граничных условий может быть использована для решения конкретных задач при задании вида функций источников  $\langle \omega_k \rangle$ . В работах [7, 13] при тех или иных предположениях относительно процессов, характеризующих эрозионное горение, даются некоторые представления для функции  $\langle \omega_F \rangle$ . В основном эти предположения сводятся к тому, что при высоких давлениях процессами, лимитирующими горение, являются молекулярная диффузия и турбулентное перемешивание продуктов абляции топлива, покидающих поверхность горения в виде карманов (вихрей) несгоревших газов горючего и окислителя [6, 7].

На основе этих представлений и некоторых формул оценочного характера, связывающих характерные времена  $\tau_b$  и масштабы диффузии  $d$

соответственно, толщину зоны пламени  $\delta$ , а также первый интеграл задачи (6), (15), (16), получена такая функциональная форма для скорости потребления газообразного горючего:

$$\langle \dot{\omega}_F \rangle = m_T \gamma \frac{d \langle Y_F \rangle}{dy},$$

$$\gamma = \gamma_0 \left[ \frac{\langle T_w \rangle - T_{wA}}{\langle T_\delta \rangle - \langle T_w \rangle + \frac{\text{Pr}}{c_p} \frac{\delta}{\mu_w} \tau_w} \right]^{1/2},$$

$$c_p T_{wA} = c_s T_0 - \alpha (h_0 + q_0) + (1 - \alpha) (h_F - q_f) + c_p T_{00}.$$

В эти выражения входит напряжение трения на стенке  $\tau_w$ . Согласно [15] для шероховатой пластинки  $\tau_w$  связана с толщиной потери импульса  $\delta^{**}$ :

$$\tau_w = 0,0031 (\langle \rho \rangle \langle u_x \rangle^2)_{\delta u} \left( \frac{k_p D_0}{\delta^{**}} \right)^{1/6},$$

$$1 \leq \lg (\delta^{**} / (k_p D_0)) \leq 6.$$

При больших давлениях и температурах предполагается, что потребление газообразного эквивалентного горючего лимитируется процессами диффузионного и турбулентного перемешиваний. Если предположить, что газы покидают поверхность топлива в виде несгоревших карманов (пузырей, вихрей) эквивалентных газообразного горючего и окислителя, то скорость  $\langle \dot{\omega}_F \rangle$  потребления газа, согласно закону Фика, имеет в одномерном приближении оценку  $\langle \dot{\omega}_F \rangle \approx \rho \frac{D_e}{d} \frac{d \langle Y_F \rangle}{dy}$ ,  $D_e = D + D_t$  ( $d$  — характерный размер диффузионного обмена,  $D_e$  — коэффициент диффузии с турбулентной добавкой). Для отхода пламени справедливо  $\delta \sim m_T d^2 / \rho D_e$ . Тогда  $\langle \dot{\omega}_F \rangle = m_T \frac{d}{\delta} \frac{d \langle Y_F \rangle}{dy}$ . Оценку отношения  $d/\delta$  можно получить из приближенного равенства  $T_\delta \sim T_w + \delta T_{y,w} + \frac{\delta^2}{2} T_{yy,w}$  путем замены соответствующих производных по соотношениям, вытекающим из закона сохранения энергии (4) и (3) — (15). В результате простых преобразований получаем

$$\delta^2 \approx d^2 c_p \frac{T_\delta - T_w + (\text{Pr}/c_p) (\delta/\mu_w) \tau_w}{T}$$

и далее

$$\langle \dot{\omega}_F \rangle \sim m_T \gamma \frac{d \langle Y_F \rangle}{dy}, \quad \gamma = \gamma_0 \left[ \frac{T_w - T_{wA}}{T_\delta - T_w + \text{Pr} \delta \tau_w / c_p \mu_w} \right]^{1/2}.$$

Таким образом, величина  $\gamma_0$  характеризует отклонение приближенного значения  $\delta/d$  и полученного из квадратичной зависимости в  $T_\delta$  от истинного, а также неточность диффузионного приближения.

**Решение задачи об эрозионном горении.** На основании изложенного указанная задача сводится к следующей: требуется найти функции  $\langle \rho \rangle$ ,  $\langle Y_k \rangle$ , ...,  $\langle T_p \rangle$  и параметры  $\langle T_w \rangle$ ,  $\delta$ , определенные в области  $D$  ( $-\infty < y \leq \max(\delta, \delta_u)$ ), причем искомые функции удовлетворяют в  $D(y)$ -системе (1) — (5), (6) условиям склейки (11) — (15) и краевым условиям (16) — (19).

Метод решения заключался в следующем. Оказалось возможным выписать некоторые интегралы в изучаемой задаче. Удовлетворяя граничным условиям, удалось получить систему двух трансцендентных уравнений относительно  $\langle T_w \rangle$ ,  $\delta$  (система (A)), которая решена численно.

Остановимся на некоторых деталях получения системы (A). Подставим в (4) выражение (5). После простых преобразований с использованием уравнений (2), (3) и условий  $\text{Sc} = \text{Pr}$ ,  $\text{Sc}_i = \text{Pr}_i$  получим уравнение, определяющее распределение температуры в химически реагирую-

щем пограничном слое:

$$m_T c_p \frac{d\langle T \rangle}{dy} = c_p \frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{d\langle T \rangle}{dy} \right\} + (\mu + \mu_t) \left( \frac{d\langle u_x \rangle}{dy} \right)^2 - \beta \langle \dot{\omega}_F \rangle,$$

$$\beta = h_F - h_P + (h_O - h_P) \frac{W_{O^{\nu O}}}{W_F^{\nu F}}.$$

Здесь  $W_k$  — молекулярная масса  $k$ -го компонента смеси.

Интегрируя это выражение с учетом (2) и граничных условий (15), (17), найдем первое из уравнений системы (A)

$$c_p T_\infty - c_s T_0 - \alpha (h_O + q_O) + (1 - \alpha) (h_F - q_f) -$$

$$- \frac{1}{2} u_\infty^2 - \frac{1}{m} \tau_\infty u_\infty = \beta \gamma \langle Y_F \rangle_w + c_p T_{00}, \quad (21)$$

$$\langle Y_F \rangle_w = \frac{1 - \alpha}{\gamma - \Psi(\delta)} [1 - \Psi(\delta)],$$

$$\Psi(y) = \exp \left\{ m_T (1 - \gamma) \int_0^y dy \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right)^{-1} \right\}.$$

Второе уравнение для определения  $\langle T_w \rangle$ ,  $\delta$  получаем в виде

$$c_p \langle T_w \rangle = c_s T_0 - (h_O - h_P) \langle Y_O \rangle_w - (h_F - h_P) \langle Y_F \rangle_w + h_P - \alpha q_0 +$$

$$+ (1 - \alpha) q_f + (H\delta - c_s T_0 + \alpha q_0 - (1 - \alpha) q_f) \varphi^{-1}(\delta) + c_p T_{00}, \quad (22)$$

$$H_\delta = \left[ H_{\delta_u} (1 - \varphi^{-1}(\delta)) - H_w (\varphi(\delta, \delta_u) - 1) \right] \frac{\varphi(\delta)}{(\varphi(\delta) \varphi(\delta, \delta_u) - 1)},$$

$$H_{\delta_u} = c_p T_\infty + h_P + \frac{1}{2} u_\infty^2 - c_p T_{00},$$

$$H_w = c_p \langle T_w \rangle + h_P + (h_O - h_P) \langle Y_O \rangle_w + (h_F - h_P) \langle Y_F \rangle_w - c_p T_{00},$$

$$\varphi(\delta, \delta_u) = \begin{cases} L (L - Pr (H_{\delta_u} + H_w))^{-1}, & \delta < \delta_u, \\ 1, & \delta > \delta_u, \end{cases}$$

$$L = u_\infty^2 + \frac{\tau_w u_\infty}{m_T}, \quad \varphi(y) = (\Psi(y))^{1-\gamma}.$$

При этом концентрация окислителя на поверхности горения  $\langle Y_O \rangle_w$  находится по решению (3) ( $k=0$ ) с учетом условий (12), (18):

$$\langle Y_O \rangle_w = \frac{W_{O^{\nu O}}}{W_F^{\nu F}} \langle Y_F \rangle_w + \left[ \alpha + (1 - \alpha) \frac{W_{O^{\nu O}}}{W_F^{\nu F}} (1 - \varphi^{-1}(\delta)) \right].$$

Уравнения (21), (22) имеют удобную для расчетов структуру, если пе-

рейти от искомым  $\langle T_w \rangle$ ,  $\delta$  к величинам  $\langle T_w \rangle$ ,  $Z = \int_0^{\delta} dy m \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right)$ .

**Результаты расчетов. Сопоставление с экспериментом.** Численное решение получено для смешанного топлива, состоящего из ПХА — окислитель и полусульфид — горючее. Основные физические характеристики такого топлива взяты из [7, 9]:  $E_{ок} = 92,1$  кДж/моль,  $E_f = 62,8$  кДж/моль,  $c_s = 1,56$  кДж/(кг · К),  $c_p = 1,25$  кДж/(кг · К), энтальпии  $h_F$ ,  $h_O$ ,  $h_P$  находились из общего термодинамического расчета. Например, при  $\alpha = 0,65$   $h_F = -1,76$  кДж/кг,  $h_O = -3919$  кДж/кг,  $h_P = 5483$  кДж/кг,  $q_0 = 3336$  кДж/кг,  $q_f = 414$  кДж/кг,  $W_F = 30$  кг/кмоль,  $W_O = 27,949$  кг/кмоль,  $W_P = 25,69$  кг/кмоль,  $\nu_F = 1$  кмоль,  $\nu_O = 1,9935$  кмоль,  $\nu_P = 3,3366$  кмоль,  $\rho_{ок} = 1950$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_f = 1270$  кг/м<sup>3</sup>,  $Pr = 0,7078$ ,  $Pr_t = 0,9$ . Величина  $D_0$  менялась в пределах 20—200 мкм, а для  $\alpha$  принимались значения 0,65; 0,7.

Уравнение (21) после подстановки в него выражения  $Z$  легко решается относительно  $Z$ . Таким образом, основной формулой, требующей применения ЭВМ, остается лишь трансцендентное уравнение для



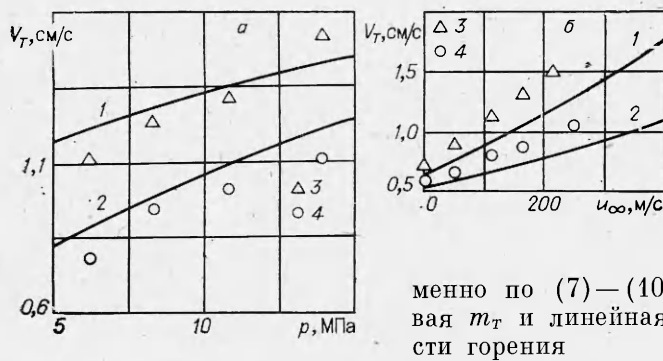


Рис. 1.

средней температуры на поверхности горения  $\langle T_w \rangle$ . Оно решалось методом половинного деления в промежутке  $[T_{wA}, T_w < T_\infty]$ . Одновременно по (7)–(10) вычислялись массовая  $m_T$  и линейная (нормальная) скорости горения

$$V_T = \langle V_P \rangle = \frac{m_T (\alpha \rho_{OK} + (1 - \alpha) \rho_f)}{\rho_{OK} \rho_f}$$

При расчетах принималось, что время задержки воспламенения окислителя связано с давлением формулой [10]

$$t_{ign} = K D_0^{1,8} p^{-0,75},$$

$$K = 2 \cdot 10^{7,25} (\text{Па})^{0,75} \text{ м}^{-1,8}.$$

Согласование с экспериментальными данными достигалось подбором эмпирического коэффициента  $\gamma_0 = A p^\sigma$  при  $u_\infty = 0$ . Предполагалось, что  $\gamma_0$  не зависит от концентрации окислителя в топливе и размеров его частиц и что в пределах типичных для современных двигателей давлений его можно считать универсальным для топлива одного химического состава. На рис. 1, 2 проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными в случае, когда  $A = 4,617 (\text{Па})^{|\sigma|}$ ,  $\sigma = -0,04$ . На рис. 1, а приведены расчетные и экспериментальные зависимости скорости горения от давления для двух типов топлива с разными осредненными размерами частиц ПХА на поверхности горения, но с одним значением  $\alpha = 0,7$  (1, 2 — расчет, 3, 4 — эксперимент [17];  $D_0$ , мкм: 1, 3 — 20, 2, 4 — 200). На рис. 1, б даны зависимости  $V_T$  от скорости свободного потока  $u_\infty$  при  $\alpha = 0,65$ ,  $D_0 = 20$  мкм,  $\delta^{**} = 2 \cdot 10^3$  мкм (1, 2 — расчет; 3, 4 — эксперимент [18];  $p$ , МПа: 1, 3 — 10, 2, 4 — 5). Как видно из рис. 1, расчетные и экспериментальные зависимости для топлив с  $\alpha = 0,65$  и  $0,7$  и  $D_0 = 20$  и  $200$  мкм находятся при данном выборе коэффициентов  $A$  и  $\sigma$  в удовлетворительном количественном согласии между собой в случае, когда  $u_\infty = 0$ , и качественном согласии, когда  $u_\infty \neq 0$ .

На рис. 2 даны расчетные зависимости  $V_T(p)$  в широкой области изменения давления при  $u_\infty = 0$  для топлив с разными значениями  $\alpha$  и  $D_0$  (1, 2 —  $\alpha = 0,7$ ,  $D_0 = 20$  и  $200$  мкм; 3, 4 —  $\alpha = 0,65$ ,  $D_0 = 20$  и  $200$  мкм). Видно, что влияние  $D_0$  на скорость горения уменьшается с ростом  $p$ . Что касается влияния доли окислителя в топливе, то с его увеличением скорость горения возрастает. Оба эти обстоятельства подтверждаются опытами [17].

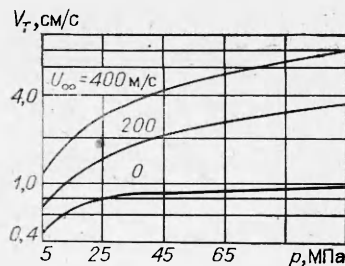
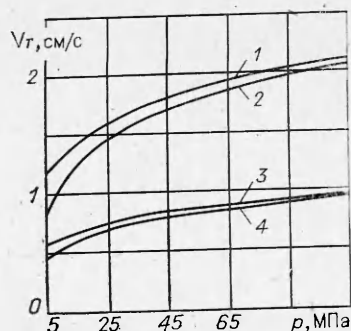


Рис. 3.

Рис. 2.

На рис. 3 приведены кривые, характеризующие эрозионный эффект, т. е. повышение  $V_T$  с увеличением скорости потока продуктов горения, обдувающего поверхность топлива ( $\alpha = 0,65$ ,  $D_0 = 200$  мкм). Рис. 1, б и 3 показывают, что скорость горения возрастает с увеличением  $p$  и  $u_\infty$ . При этом прирост скорости горения вследствие эрозионного эффекта увеличивается с давлением, что подтверждается экспериментальными данными [18].

Таким образом, в данной работе предложены упрощенная математическая модель процесса эрозионного горения топлива, новый вид функции источников  $\langle \omega_k \rangle$  в уравнениях кинетики горения. Определенные из сравнения с экспериментом параметры функции источников позволили удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные в диапазоне  $u_\infty = 0 \div 400$  м/с,  $p = 5 \div 105$  МПа. Отметим здесь, что опубликованные экспериментальные данные имеют значительный разброс, и для определения  $\langle \omega_k \rangle$  необходимо проведение серии экспериментов по заданной программе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Kuo, М. К. Razdan. 12-th JANNAF Combustion Meeting. CPIA Publication, 1975, 273, 2, 323.
2. М. К. King. JANNAF Workshop on Erosive Burning/Velocity Coupling. 1977.
3. Д. Сполдинг. РТК, 1979, 17, 2.
4. Ланжелле. РТК, 1975, 13, 3.
5. Р. Беддини. РТК, 1978, 16, 9.
6. S. Omori. Combust. Sci Techn., 1973, 7, 6, 229.
7. М. Раздан, К. Куо. РТК, 1979, 17, 11.
8. Р. Дерр, Д. Осборн. РТК, 1970, 8, 8.
9. М. Бекстед, Р. Дерр, С. Прайс. РТК, 1970, 8, 12.
10. С. Германс. РТК, 1966, 4, 9.
11. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.
12. J. V. Levy. J. Phys. Chem., 1962, 66, 1092.
13. J. A. Steinz, P. L. Stang, M. Summerfield. AIAA Paper, 1968, N 68—658.
14. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
15. В. Ф. Дробленков. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 8, 17.
16. С. В. Патанкар, Д. Б. Сполдинг. Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1971.
17. E. K. Bastress. Princeton Univ., Ph. D. thesis, Aeronautical Engineering Rept., 1961, 536.
18. T. Marklund, A. Lake. ARS J., 1960, 3, 173.

Поступила в редакцию 23/VI 1983,  
после доработки — 8/IV 1986

### К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА АГЛОМЕРАЦИИ ПОРОШКООБРАЗНОГО АЛЮМИНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ СМЕСЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

О. Б. Ковалев, А. П. Петров, А. В. Фольц  
(Новосибирск)

Горение металлизированных смесевых составов сопровождается агломерацией порошкообразного алюминия на поверхности горения. К основным факторам, оказывающим влияние на агломерацию металлических частиц, относятся:

- природа горючего и окислителя;
- состав смесевых систем (концентрации и размеры вводимых компонентов);