

реакций окисления, а не в поликонденсации связующего. Использование полученных данных о кинетике начальной стадии окислительных реакций в рамках стационарной теории теплового взрыва дает возможность оценивать безопасные условия хранения минераловатных изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окорков А. М., Жуков Д. В. Пром-сть строит. материалов. Экспресс-информация, 1984, 6, 5, 4.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 20/II 1987,
после доработки — 14/IX 1987

ТУРБУЛЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ СТТ

В. Я. Зырянов, В. М. Болваненко, О. Г. Глогов, Ю. М. Гуренко
(Новосибирск)

Моделирование процессов горения смесевых твердых топлив (СТТ) имеет большое значение в связи с необходимостью обеспечения требуемых баллистических свойств разрабатываемых систем. Одна из основных задач — расчет скорости горения СТТ в зависимости от состава (химического и гранулометрического) и условий горения (начальной температуры и давления). В отсутствие детальной информации о высокотемпературной кинетике и теплофизике типичных компонентов СТТ и продуктах их распада неоправданно ожидать от математических моделей точности, удовлетворяющей баллистиков. Такие данные, по-видимому, еще длительное время будут добываться из эксперимента. С другой стороны, требуется достаточно универсальная модель горения, позволяющая априори оценивать скорости горения неких гипотетических СТТ и количественно рассчитывать изменение скорости горения реальных топлив при небольших вариациях состава и условий горения. В последнем случае в модели допустимо наличие одного или нескольких коэффициентов согласования для конкретного топлива.

Обширный экспериментальный материал для топлив различного состава позволяет выявить некоторые общие закономерности горения, которые делают возможным формулировку достаточно универсальной модели горения СТТ. В настоящей работе делается попытка конструирования такой модели.

Взаимосвязь между линейной скоростью горения связующего и массовой скоростью горения топлива

В большинстве современных моделей горения принято [1, 2], что горение СТТ определяется в основном скоростью выгорания окислителя. Связке при этом отводится второстепенная роль. По-видимому, единственным основанием к этому служит типично высокое содержание окислителя в топливе. Но и при предельно высоком содержании с тезисом об определяющей роли выгорания окислителя можно согласиться с некоторыми оговорками лишь в случае, если речь идет об интенсивности газификации, а не о скорости горения топлива. Действительно, скорость горения СТТ определяется движением границы раздела между непрерывной конденсированной и газовой (дымогазовой) фазами. Интенсивность этого движения может зависеть не столько от скорости газифика-

ции окислителя, сколько от других процессов. Например, от распространения горения по границам раздела связка — кристаллы окислителя. Можно назвать еще несколько ситуаций, для которых существование корреляции между скоростями горения СТТ и кристаллов окислителя весьма проблематично:

— связующее способно к самостоятельному горению со скоростью, большей, чем у окислителя;

— окислитель горит значительно быстрее связующего;

— окислитель диспергирует с поверхности топлива, практически не разложившись (например, плохая адгезия к связке и (или) наличие «отрывающих» массовых сил);

— СТТ с малым объемным содержанием порошка окислителя.

В дальнейшем не предполагается, что горение СТТ определяется интенсивностью выгорания какого-либо из компонентов. Естественно, что все процессы в волне горения взаимосвязаны. В то же время, с учетом сказанного выше и исходя из результатов экспериментальных наблюдений за структурой и динамикой горячей поверхности, полагаем, что скорость горения топлива совпадает со средней скоростью горения непрерывной матрицы СТТ — связующего. Это позволяет в достаточно общей форме сформулировать закон сохранения массы, не оперируя конкретными значениями скорости выгорания окислителя:

$$(1 - \alpha_v)\rho_f u_f + \alpha_v \rho_{ox} u_f = m. \quad (1)$$

Здесь u_f , ρ_f — линейная скорость горения связующего и его плотность; α_v — объемная доля окислителя; m — массовая скорость горения топлива.

В уравнение (1), записанное для единицы планарной поверхности топлива, не входит скорость горения окислителя. Это, конечно, не означает, что процесс полностью определяется закономерностями горения связующего, как такового. Подчеркнем, что u_f — это скорость горения связующего в присутствии окислителя и теплового потока из газовой фазы, в том числе и от диффузионного пламени продуктов газификации связующего и окислителя.

Тепловой баланс на поверхности топлива

Рассмотрим безметалльное СТТ, содержащее в общем случае k сортов полидисперсных окислителей. Весь окислитель условно разобьем на l размерных фракций так, что внутри каждой фракции порошок можно считать монодисперсным. Тогда в предположении, что тепловой поток из газовой фазы q_s распределяется между компонентами топлива пропорционально их массовым долям, и в пренебрежении межкомпонентным теплообменом уравнение баланса тепла имеет вид

$$(1 - \alpha) c_f (T_f - T_0) + \sum_{i=0}^k \sum_{j=1}^l c_i (T_i - T_0) \alpha_{ij} \eta_{ij} \sum_{i=0}^k \sum_{j=1}^l (1 - \eta_{ij}) c_i \alpha_{ij} \times \\ \times (\bar{T}_{ij} - T_0) - (1 - \alpha) L_f - \sum_{i=0}^k \sum_{j=1}^l L_i \alpha_{ij} \eta_{ij} = q_s / m. \quad (2)$$

Здесь индексы f , i и j относятся к связующему, сорту и фракции окислителя соответственно, а также к значениям соответствующих величин на поверхности СТТ; $\alpha = \sum_i \sum_j \alpha_{ij}$ — массовая доля окислителя; η_{ij} — соответствующие глубины превращений окислителя (степени газификации) на поверхности топлива; T_{ij} — средние температуры диспергированных зерен окислителя; c — теплоемкость; T — температура; L — теплота газификации.

В левой части (2) отражены затраты тепла на разогрев компонентов от начальной температуры T_0 до соответствующих температур газификации — в общем случае различных для связки и каждого сорта окислителя. Члены, содержащие L , означают либо затраты тепла на

газификацию компонентов (в случае $L < 0$), либо тепловыделение при экзотермической реакции газификации ($L > 0$).

Глубина разложения взаимосвязана с диспергированием:

$$\eta_{ij} = 1 - W_{ij}/W_{ij}^0,$$

где W_{ij}^0 и W_{ij} — соответственно объемы исходной частицы и диспергированной; W_{ij} определяется по модели диспергирования [1]. Средняя температура диспергированного зерна

$$\bar{T}_{ij} = \frac{1}{W_{ij}} \int_{W_{ij}} T_{ij} dw$$

или в допущении михельсоновского распределения температуры по зерну и одномерном приближении

$$\bar{T}_{ij} \simeq \frac{1}{h_{ij}} \int_0^{h_{ij}} T_{ij}(x) dx \simeq T_0 + \frac{T_i - T_0}{h_i} \frac{\kappa_i}{u_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{u_i}{\kappa_i} h_i\right) \right]. \quad (3)$$

Здесь h_{ij} — толщина зерна в нормальном к поверхности СТТ направлении к моменту его диспергирования; κ_i , u_i — температуропроводность и скорость горения зерна окислителя. Закономерности горения индивидуальных компонентов считаются известными из опыта либо из независимых моделей горения:

$$F_f(T_f, u_f, \dots) = 0, \quad (4)$$

$$F_i(T_i, u_i, \dots) = 0. \quad (5)$$

Процессы в газовой фазе

Тепловыделение в газофазных реакциях над поверхностью СТТ играет решающую роль в формировании закономерностей горения. Поэтому процессам моделирования газофазных пламен уделяется значительное внимание. При этом наиболее существенным моментом идеализации процессов в газе являются представления о характере смешивания струй разнородных газов, оттекающих от поверхностей связи и окислителя.

Смешивание газов над поверхностью. Основное количество тепла в газофазных реакциях выделяется в диффузионном пламени, тепловой поток от которого на поверхность топлива зависит от его протяженности. Если продукты газификации окислителя и связующего смешиваются по механизму молекулярной диффузии, высота пламени [3]

$$x_* \sim mD_0^2/\rho_g D_d \sim mD_0^2. \quad (6)$$

Здесь ρ_g — плотность газа; D_0 — характерный размер кристаллов окислителя; D_d — коэффициент молекулярной диффузии. Таким образом, высота пламени пропорциональна массовой скорости горения и размерам кристалла.

В работе [4], по-видимому, впервые обращено внимание на возможность турбулентного смешения газов над поверхностью смесового топлива. В качественных опытах показано, что высота факела, а точнее, расстояние до зоны с максимальной температурой, не только не возрастает с увеличением размера частиц, но даже несколько убывает (использовалась смесь битум/КСО₄ с размером частиц 10, 180 и 1700 мкм, $p = 1$ атм). Нами проведены измерения x_* при $p = 1 \div 60$ атм с помощью проходящих термпар для модельных топлив, содержащих порошок перхлората аммония (ПХА) различных размеров (рис. 1). С точностью до разброса экспериментальных данных x_* практически не зависит от давления, хотя массовая скорость в этом диапазоне давлений изменяется в 5 раз. Во столько же раз в соответствии с (6)

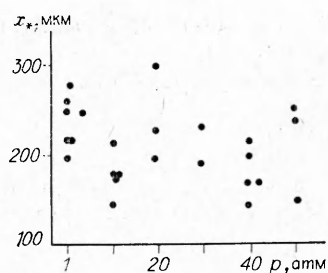


Рис. 1. Расстояние от поверхности горения СТТ до зоны с температурой, равной 0,9 от максимальной (адиабатической); $D_0 = 200 \div 250$ мкм.

должна была измениться x_* , если бы смешение определялось чисто молекулярной диффузией. Аналогичные результаты получены и для топлив с порошками более мелких размеров. Хотя нужно отметить, что для топлив с мелким ПХА интерпретация результатов не столь однозначна, поскольку размер использованных термпар был сопоставим с D_0 (применялись вольфрам-ренийевые термпары из проволоки диаметром 30 мкм; более тонкие термпары сгорали в пламени, не прописывая полного профиля).

Эти результаты противоречат представлениям об определяющей роли молекулярного характера смешения компонентов в газовой фазе. В то же время хорошо известно, что такая ситуация наблюдается при турбулентном горении [5—10].

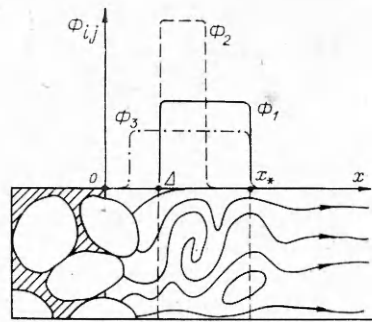
В подтверждение возможности преимущественно турбулентного смешения газообразных продуктов газификации компонентов топлива можно привести также ряд качественных соображений. Во-первых, поверхность топлива неоднородна. Каждое зерно окислителя находится некоторое время на поверхности топлива, не воспламеняясь. Это приводит к завихрению газового потока в окрестности таких зерен и к появлению периодических аксиальных колебательных составляющих скорости газового потока. Во-вторых, геометрическая неровность поверхности приводит к образованию колебательных поперечных составляющих скорости газа. Таким образом, вблизи поверхности горения СТТ течение формально обладает основными признаками турбулентности: постоянной нормальной составляющей скорости потока — в силу непрерывности горения в целом и колебательными (пульсационными) составляющими — в силу временной и пространственной неоднородностей поверхности газификации. Сама поверхность горения, таким образом, служит источником турбулентности.

По-видимому, наиболее близко течение газов у поверхности СТТ моделируется с помощью искусственных турбулизаторов (лопаток, решеток), помещенных в ламинарный поток. Течения такого рода характеризуются выраженной анизотропностью и изучены недостаточно [10]. Можно лишь утверждать, что характерным масштабом длины при развитой турбулентности должен быть масштаб неоднородности на поверхности горения СТТ, который, в свою очередь, должен коррелировать с масштабом гетерогенности самого топлива, т. е. с концентрацией и размером частиц окислителя.

Дискуссия о ламинарном или турбулентном характере горения СТТ во многом умозрительна и лишена широкой экспериментальной основы. Очевидно, в то же время, что возражения против турбулентного характера течения вблизи поверхности СТТ, основанные только на оценке числа Рейнольдса Re , рассчитанного по средней скорости газа и диаметру кристалла окислителя и сопоставленного затем с критической величиной Re для традиционных течений, не обоснованы. Имеющиеся экспериментальные результаты (в основном, косвенные) не противоречат представлениям о турбулентном характере смешения газов при горении СТТ. В этой связи интересно отметить, что в работе [11] экспериментально показано, что даже у одиночных кристаллов ПХА при $p = 70$ атм горение «сильно турбулентное» уже у самой поверхности.

Рис. 2. Структура газовой зоны.

$O - x_*$ — область турбулентного смешения; $\Delta - x_*$ — турбулентное пламя; Δ — кинетический отход пламени; $x > x_*$ — зона вырождения турбулентности. В области $O - \Delta$ возможно перемешивание по молекулярно-диффузионному механизму (ламинарный подслей). $\Phi_{i,j}$ — функции тепловыделения в диффузионном пламени; $\Phi_1 \rightarrow \Phi_2$ и $\Phi_1 \rightarrow \Phi_3$ — трансформации функции тепловыделения при уменьшении размера частиц окислителя и при увеличении давления соответственно.



Первая и, по-видимому, единственная попытка не только признать существование макромасштабного, турбулентного перемешивания над поверхностью СТТ, но и использовать его в модели сделана в [12]. По мнению автора работы [13], полученное в [12] хорошее согласие с экспериментом дает уверенность в справедливости такого подхода и указывает на важность признания макромасштабного переноса.

Реакции в газовой фазе. Примем следующую схему для зоны газофазных реакций.

Продукты газификации окислителя и связки смешиваются в зоне $0 < x \leq x_*$ (рис. 2), причем химическая реакция между этими компонентами идет, начиная лишь с некоторого расстояния от поверхности Δ — так называемого кинетического отхода пламени.

В соответствии с приближением [14, 15] можно записать выражение

$$\Delta = u_g \tau = u_g / \rho_g^{b-1} k_0 \exp(-E/RT) = Am/p^b. \quad (7)$$

Здесь A , $b = \text{const}$; τ — характерное время реакции; u_g — скорость газа; b — порядок реакции; p — давление. Величины A и b имеют смысл кинетических констант взаимодействия продуктов газификации окислителя и связующего. Кинетика этого взаимодействия, как правило, не известна, поэтому в большинстве случаев A и b рассматриваются как эмпирические.

Конец зоны смешения, а следовательно, и конец зоны газофазных реакций x_* (рассматриваются только диффузионные режимы горения) определяются взаимной диффузией газообразных продуктов пиролиза окислителя и горючего. Полагая, что течение турбулентно, заменим в (6) коэффициент молекулярной диффузии D_d на турбулентный $D_t \simeq ml_0/\rho_g$:

$$x_* \simeq \frac{mD_0^2}{\rho_g ml_0/\rho_g} = D_0^2/l_0 \quad (8)$$

(l_0 — характерный масштаб турбулентности) и, принимая для развитой турбулентности $l_0 \simeq D_0$, получим

$$x_* \sim D_0.$$

Это соотношение справедливо при возможности квазиодномерного рассмотрения горячей системы, когда линейный масштаб смешения определяется масштабом гетерогенного топлива.

При неограниченном росте диаметра кристаллов окислителя согласно (8) зона смешения и связанная с ней зона реакции будут неограниченно увеличиваться. Уширение пламени, в свою очередь, приведет к снижению объемной скорости тепловыделения и теплового потока в к-фазу. Если при этом тепловыделения в зоне химических реакций в к-фазе топлива окажется недостаточно для поддержания горения, произойдет погасание. Однако из экспериментов по горению слоевых систем следует, что этого не происходит при увеличении толщины слоев окислителя вплоть до нескольких миллиметров [16]. Теоретически

эта задача рассмотрена в [17]. Согласно [17], при неограниченном увеличении толщины слоев окислителя и горючего горение сосредоточивается в области линии контакта двух компонентов. Задача при этом становится существенно двумерной, а масштаб гетерогенности исходной системы выпадает из числа определяющих параметров. В то же время появляется возможность ввести некоторый новый линейный масштаб, который определим как длину l , на которую должен быть совершен транспорт газообразных компонентов для вступления в химическую реакцию горения. В [17] показано, что $m(l)$ носит предельный характер вследствие ограниченной скорости химических газофазных реакций. Увеличение l сверх некоторой критической величины l_* не влияет на m , поскольку тепловая обстановка вблизи лидирующей зоны горения определяется реагированием газа, пришедшего с расстояний $l \leq l_*$.

Вследствие того что критическая (максимальная) скорость диффузионного газофазного горения [5]

$$m_* \sim \rho_g D_a (RT/E)^3 \exp(-E/RT)$$

от давления практически не зависит ($\rho_g D_a \simeq \text{const}$, $T \simeq \text{const}$), а $l \sim 1/m_*$, величину l_* можно считать приближенно постоянной, по крайней мере для конкретной пары окислитель — связующее.

Таким образом, размер зоны реакции x_* для топлива будет определяться в области $D_0 < l_*$ величиной D_0 , а в области $D_0 > l_*$ — величиной l_* , т. е. меньшим из двух возможных масштабов:

$$x_* \simeq \begin{cases} D_0, & D_0 < l_*, \\ l_*, & D_0 > l_*, \quad l_* = \text{const}. \end{cases} \quad (9)$$

Выражение для x_* можно также записать в приближенном виде

$$x_* \simeq l_* D_0 / (l_* + D_0), \quad (10)$$

асимптотически совпадающем с (9) при $D_0 \ll l_*$ и $D_0 \gg l_*$.

Задача определения характерных масштабов при горении СТТ тесно связана с проблемой осреднения — одной из центральных в теории стационарного горения. Относительно определения толщины зоны x_* заметим следующее. Очевидно, что изменение протяженностей и отстояния различных зон волны горения сказывается на скорости горения через изменение тепловых потоков. Так, для достаточно узкой зоны тепловыделения можно записать, что тепловой поток в к-фазу

$$q = \lambda/(dT/dx) \sim 1/x_*$$

(x_* по-прежнему имеет смысл «отхода пламени»). Исходя из вида выражения для q , можно заключить, что для нахождения средней величины \bar{q} при наличии множества l величин x_{*j} следует осреднять не сами x_{*j} , а их обратные значения:

$$\bar{q} \sim (\overline{1/x_{*j}}) = (1/l) \sum_j (1/x_{*j}),$$

или при наличии (как в (9)) двух масштабов D_0 и l_*

$$(\overline{1/x_*}) = 1/2 (1/D_0 + 1/l_*),$$

откуда следует

$$x_* = 2l_* D_0 / (l_* + D_0),$$

с точностью до постоянного коэффициента совпадающее с (10).

Если (10) переписать в виде

$$x_* = \varphi(D_0) D_0, \quad (11)$$

где $\varphi(D_0) = l_*/(l_* + D_0)$, то $\varphi(D_0)$ можно рассматривать как безразмерную корректирующую функцию, учитывающую возрастание роли неоднородности горения с ростом размеров частиц окислителя.

Тепловой поток из газовой фазы. Запишем выражение для теплового потока q_s , входящего в правую часть уравнения (2):

$$q_s = \int_0^{\infty} \Phi_0' \exp\left(-\frac{cm'x}{\lambda}\right) dx + \sum_i \sum_j \int_{\Delta_i}^{x_j} \Phi_{ij} \exp\left(-\frac{cm'x}{\lambda}\right) dx. \quad (12)$$

Здесь Φ_0 — функция тепловыделения в реакции разложения продуктов газификации связующего как монотоплива; Φ_{ij} — функция тепловыделения в реакциях между продуктами пиролиза связки и j -й фракции i -го окислителя; c, λ — теплоемкость и теплопроводность газа; $x_j = x_{*ij}$ звездочка опущена для краткости, отсутствие индекса i отражает то обстоятельство, что размер зоны смешения зависит от размера фракции окислителя и не зависит от состава смешивающихся газов; Δ_i — кинетический отход пламени для реакций между продуктами пиролиза i -го окислителя и связующего; $m' = m \left(1 - \alpha - \sum_i \sum_j \alpha_i \eta_{ij}\right)$ — скорость массового оттока газов от поверхности СТТ. В отсутствие диспергирования $m' = m$.

Уравнение (12) обобщает представления авторов [15, 18] о вкладе различных зон тепловыделения в суммарный тепловой поток на поверхность топлива. Первый член в (12) отражает вклад в общий поток от реакций разложения продуктов пиролиза связующего. Наличие этого члена дает возможность описывать горение топлива даже без окислителя (активная связка). Функция тепловыделения в монопламени связующего

$$\Phi_0 = Q_{fg} (pM_f/RT_f)^{b_f} k_{ofg} \exp(-E_g/RT_f).$$

Здесь Q_{fg}, k_{ofg}, E_{fg} — тепловой эффект и кинетические константы для газофазных реакций в продуктах пиролиза связки; b_f — порядок реакции; M_f — молекулярная масса. По модели [15] принято, что константа скорости рассчитывается при T_f . Вследствие сильного падения подынтегральной функции с ростом x величина первого интеграла в (12) определяется в основном его значением на нижнем пределе $x = 0$, поэтому верхний предел условно принят за бесконечность.

Функция тепловыделения для реакций между продуктами пиролиза связующего и i -го окислителя зависит от размера фракции последнего j и массовой скорости поступления веществ в зону реакции

$$\Phi_{ij} = \alpha_{ij} Q_i(\alpha_{ij}) m/2 (x_j - \Delta_i).$$

Это соотношение справедливо для диффузионного режима горения, когда скорость реакции много больше скорости подвода компонентов. Поскольку в зоне реакции j -й фракции безразмерная концентрация уменьшается от α_{ij} до 0, для всей j -й зоны приближенно принято среднее значение концентрации $\alpha_{ij}/2$. Величина теплового эффекта газофазных реакций взаимодействия между окислителем и связующим зависит от их массовых долей $Q_i = Q_i(\alpha_{ij})$ и рассчитывается термодинамически.

Результаты расчетов

Задача решалась численно методом итераций. Одновременно рассчитывались m , чувствительность скорости горения к изменению начальной температуры $\beta = \partial \ln m / \partial T_0$ и барический показатель ν в аппроксимационной зависимости $m = \text{const} \cdot p^\nu$.

Ниже приведены результаты для неких гипотетических составов и для модельного топлива с массовым содержанием 74 % ПХА и 26 % полимерного горючего-связующего. В последнем случае в качестве закона горения на ПХА использовались эмпирическая формула [19]

$$T_i = \{835^{-1} - (R/30 \cdot 10^3) \ln(u_i/0,3)\}^{-1}, \text{ К,}$$

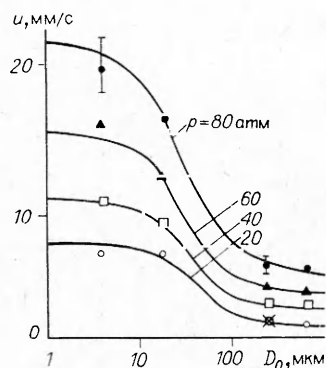


Рис. 3. Зависимость скорости горения модельного СТГ от диаметра частиц ПХА.

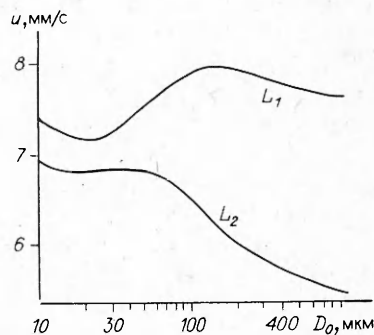


Рис. 4. Влияние теплового эффекта газификации окислителя L ($L_1 > L_2$) на зависимость $u(D_0)$.

и соотношение $u_i = 3,16 \cdot 10^{-2} p^{0,75}$, см/с, где p — в атм. Закономерности горения связующего аппроксимированы соотношением

$$u_f = 6,85 \cdot 10^2 \exp(-10\,000/pT), \text{ см/с.}$$

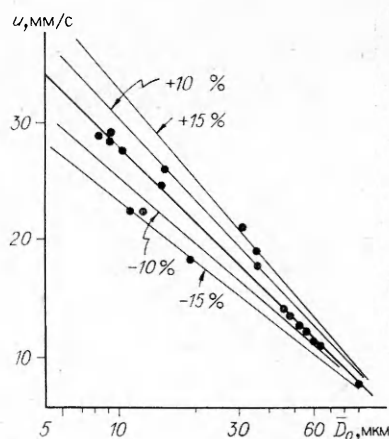
На рис. 3 представлены результаты расчетов линейных скоростей горения модельных топлив, содержащих монодисперсный порошок ПХА. Точками нанесены экспериментальные данные для топлив с порошками, имеющими среднечисленный диаметр частиц $D_0 = 4, 18, 225$ и 675 мкм. Каждая точка обозначает среднее из 5—10 опытных величин. Наибольший разброс данных (до 10 %) наблюдался для топлив, содержащих мелкий ПХА. По-видимому, это связано с плохой воспроизводимостью свойств образцов из-за трудностей в приготовлении СТГ. Расчетное значение скорости горения привязано к эксперименту для топлива, содержащего ПХА дисперсностью 225 мкм при $p = 20$ атм (точка \times).

Кривые зависимостей скорости горения от размеров исходных частиц ПХА имеют классический вид с запределиванием при $D_0 \rightarrow 0$ и $D_0 \rightarrow \infty$. В рамках модели это объясняется стабилизацией зон диффузионных реакций.

Выход на плато по мере уменьшения D_0 происходит тем ранее, чем ниже давление. Это следует как из анализа уравнений для теплового баланса и степени диспергирования, так и из физических соображений, заложенных в основу модели. Действительно, масштаб диспергирования кристаллов ПХА связан с крутизной температурного профиля в к-фазе — чем круче профиль, тем меньше диспергирование. Иными словами, при прочих равных условиях относительный размер (по сравнению с толщиной теплового слоя к-фазы) частицы одного и того же диаметра становится тем больше, чем выше давление. К примеру, если при $p = 20$ атм частицы диаметром 10 мкм (условно) диспергировали полностью и зависимость $m(D_0 \rightarrow 0)$ запределивалась, то при 100 атм эти же кристаллы будут диспергировать, скажем наполовину. При этом сохраняется возрастающий характер зависимости $m(D_0)$ при дальнейшем уменьшении вплоть до размера, когда диспергирование приближится к 100 %.

В целом эффект диспергирования, согласно развитым здесь представлениям, существенно сказывается на баллистических характеристиках топлива. Это обусловлено связью суммарного теплового эффекта в к-фазе с уносом тепла диспергирующимся окислителем. На рис. 4 приведен график зависимостей линейных скоростей горения для гипотетических топлив с различным тепловым эффектом к-фазного разложения окислителя L . Кривые $u(D_0)$ с ростом величины L все более отклоняются от обычного S-образного вида. При достаточно высоких L ($L_1 \approx \approx 100$ кал/г) на кривой существует даже участок с возрастающей (с ростом D_0) скоростью горения.

Рис. 5. Скорости горения безметалльных топлив серии Миллера [20] (от 2 до 4-х фракций ПХА с диаметром частиц от 0,7 до 450 мкм в различных комбинациях).



В литературе неоднократно обсуждался вопрос о существовании корреляции между скоростью горения и некоторыми средними геометрическими величинами, характеризующими полидисперсный порошок окислителя. Оказалось, что при вариации дисперсности окислителя в широких пределах единой корреляции m со средними размерами, определяемыми через моменты функции распределения, обнаружить не удается [20]. В то же время модель позволяет найти размер кристаллов окислителя, средний в смысле определяющего свойства — скорости горения, а именно, такой, что топлива с полидисперсным окислителем и с монодисперсным, имеющим этот средний размер, должны гореть с одинаковой скоростью.

На рис. 5 приведен график зависимости скорости горения топлив серии Миллера [20] с полифракционным ПХА от среднего размера кристаллов D_0 , найденного из упрощенного (без учета диспергирования) соотношения

$$\sum_j \frac{\alpha_{ij}}{D_j} \left(1 - e^{-\frac{cmD_j}{\lambda}} \right) = \frac{1}{D_0} \left(1 - e^{-\frac{cmD_0}{\lambda}} \right).$$

Эта формула отражает представление о том, что тепловой поток из газа в топливо, содержащее монодисперсный порошок ПХА с размером D_0 , должен быть (для обеспечения той же скорости горения) равен тепловому потоку в топливо, содержащее j фракций ПХА с соответствующими долями α_{ij} . Заметим, что в лучшем варианте сопоставления скорости горения со средними математической статистики отклонения достигали более 100% [20] против 10—15% на рис. 5.

Поведение скорости горения от давления с ростом последнего может иметь разнообразный вид в зависимости от термохимических свойств компонентов. Как правило, в диапазоне $p = 10 \div 100$ атм удастся выделить две области, в которых v приблизительно постоянны. Причем большим p соответствуют меньшие значения v . Для некоторых составов, преимущественно с крупным ПХА, существует сравнительно узкая область давлений, в которой v близка к нулю.

Выводы

1. Предложенная модель позволяет качественно удовлетворительно описать совокупность известных экспериментальных зависимостей скорости горения СТТ от состава и внешних условий. Это служит косвенным свидетельством в целом верной физической формулировки.

2. Анализ расчетных результатов показывает, что при надлежащем выборе кинетических констант и значений физических параметров модель позволяет проводить количественный расчет скорости горения для топлив с широким набором размеров частиц окислителей в некотором диапазоне внешних условий. Модель также предсказывает возможность построения топлив с аномальными зависимостями скорости горения от размера частиц окислителя и давления.

3. Предложенный подход, частично базирующийся на эмпирической информации, свидетельствует о необходимости получения подроб-

ных сведений о закономерностях горения и пиролиза индивидуальных компонентов СТТ.

Авторы благодарны В. Е. Зарко, В. П. Бобрышеву и В. Н. Вилконову за постоянный интерес к работе, полезные советы и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Зырянов В. Я. и др. Моделирование процессов горения твердых топлив.— Новосибирск: Наука, 1985.
2. Коэн Н. С. РТК, 1980, 4, 186.
3. Зельдович Я. Б., Варенблатт Г. Н., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
4. Бахман Н. Н. Докл. АН СССР, 1961, 137, 1141.
5. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 10, 1199.
6. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела.— Л.: Энергия, 1977.
7. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Турбулентное и гетерогенное горение.— М.: Изд-во Механического ин-та, 1937.
8. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
9. Кумаган С. Горение — М.: Химия, 1979.
10. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом.— М.: ИЛ, 1959.
11. Мэрфи, Нецер. РТК, 1974, 12, 1, 15.
12. Hermance C. E. ACRPG/AIAA 2-nd Solid Propulsion Conf., Anaheim, Calif., June 1967.
13. Ramohalli K. Fundamentals of Solid Propellant Combust., ed. by Kenneth K. Kuo and M. Summerfield. Progress in Astronautics and Aeronautics. V. 90, 1984.
14. Германс К. Е. РТК, 1966, 9, 160.
15. Miller M. S. Comb. Flame, 1982, 46, 1, 51.
16. Бахман Н. Н. Докл. АН СССР, 1959, 129, 5, 1079.
17. Либрович В. Б. ПМТФ, 1962, 4, 33.
18. Барсуков В. Д., Нелаев В. П. ИФЖ, 1975, 29, 6, 989.
19. Lengelle G. e. a. 16-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1976.
20. Miller R. R. AIAA Paper, 82—1096.

Поступила в редакцию 29/IV 1987

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. К. Булгаков, А. М. Липанов, А. Ш. Камалетдинов

(Ижевск)

В основе любой теории горения топлива при обдуве (эрозионного горения) лежат представления о механизме нормального горения, т. е. без обдува. Известные к настоящему времени методы расчета горения гомогенных и смесевых твердых топлив, например [1—4], основаны на классической теории горения Беляева — Зельдовича [5]. Применительно к смесевым топливам предполагается, что входящие в нее энергия активации E и тепловой эффект одной брутто-реакции разложения твердой фазы описывают пиролиз смесевого топлива. При этом, естественно, оказывается, что методики расчета эрозионного горения смесевых и гомогенного топлив ничем не отличаются, все различие только в исходных данных. Существование таких закономерностей горения, которые присущи только смесевым топливам, а также ряда специфических проблем приводит к постоянному развитию моделей горения. Достигнутый к началу 80-х годов уровень теории нормального горения смесевых топлив дан в обзоре [6], где отмечается, что основой существующих моделей горения является модель Германса.

В настоящей работе предлагается методика численного расчета эрозионного горения смесевых топлив, в основе которой лежит модель Германса.

В модели Германса разложение конденсированной фазы представлено следующими физико-химическими процессами. На поверхности S_f происходит разложение с массовой скоростью k_f топливной связки при