

## ЛИТЕРАТУРА

1. Vanguickenbrne L., van Tiggelen A. // *Combust. Flame.*— 1969.— 10, N 1.— P. 59.
2. Hall L., Horch K., Gunther R. // *J. Brennstoff — Wärme — Kraft.*— 1980.— 32, N 1.— P. 26.
3. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен.— М.: Машиностроение, 1985.
4. Аннушкин Ю. М., Свездлов Е. Д. Закономерности изменения длины диффузионных пламен газообразных топлив в спутном потоке воздуха // *ФГВ.*— 1984.— 20, № 3.— С. 46—52.
5. Kalghatgi G. T. // *Combust. Sci. Techn.*— 1981.— 26, N 5.— P. 233.
6. Баев В. К., Третьяков П. К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.*— 1969.— Вып. 1, № 3.
7. Баев В. К., Ясаков В. А. Устойчивость диффузионных пламен в затопленных и спутных струях // *ФГВ.*— 1975.— 11, № 2.— С. 164.
8. Баев В. К., Третьяков П. К. Характерные времена горения топливо-воздушных смесей // *ФГВ.*— 1968.— 4, № 3.— С. 367.
9. Andrews G. E., Bradley D B. // *Combust. Flame.*— 1975.— 24, N 3 — P. 285.
10. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Наука, 1984.
11. Правила 26—64.— М.: Изд-во стандартов, 1978.
12. Льюис Б., Эльбэ Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
13. Morgen G., Kane W. 4th Symp. (Int.) on Combustion (Combustion and Detonation Waves).— Baltimore, 1953.
14. Бретшнейдер С. Свойства газов и жидкостей.— М.; Л.: Химия, 1966.
15. Сомов В. П. Пожарная защита судов.— М.: ВНИИПО, 1979.
16. Аннушкин Ю. М. // *Тр. ЦИАМ.*— 1979.— № 857.— С. 1.

г. Балашиха

Поступила в редакцию 18/V 1989,  
после доработки — 8/I 1991

УДК 536.46

*Л. К. Гусаченко, И. Ф. Садыков*

### МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ СЛОЕВОЙ СИСТЕМЫ

Для системы из слоев окислителя и горючего, не способных к самостоятельному горению и реагирующих только в газовой фазе, проведена оценка характерных времен переходного процесса. В ограниченной сверху области частот получено простое выражение для нестационарной скорости газообразования. Использован феноменологический подход.

Для выяснения механизма горения некоторых типов смесевых твердых топлив могут быть полезны композиции из чередующихся слоев твердых окислителя и горючего [1, 2]. Математическое моделирование их горения затруднено сложностью процесса. Если, например, оба компонента системы по отдельности не способны к самостоятельному горению и реагируют между собой только в газовой фазе, то для вычисления скорости горения и формы выемки на границе слоев нужно решать задачу о вязком течении газовой смеси с учетом диффузии, теплопередачи и реакций. Кроме того, в определяющем скорость горения районе дна выемки картина процесса существенно двумерна (см. рисунок). Попытка приближенного ее описания сделана в [3].

В настоящее время более точное описание можно, по-видимому, получить приближенными методами, развитыми для родственных двумерных задач [4]. Наконец, можно просто решать задачу численно. К сожалению, во многих случаях эта работа в значительной мере лишена смысла из-за незнания физико-химических процессов в районе тройного контакта твердых горючего, окислителя и продуктов их газификации. Перечислим важнейшие усложняющие факторы, наличие или отсутствие которых трудно установить в эксперименте: а) экзотермическая реакция на прогретой части поверхности контакта твердых реагентов; б) гетерогенные реакции на свободных (контактирующих с газом) поверхностях твердых компонентов; в) появление жидкой фазы (плавление одного или обоих компонентов, образование эвтектики) и смачивание части свободной поверхности, возможно, реакции в жидкой фазе; г) появление

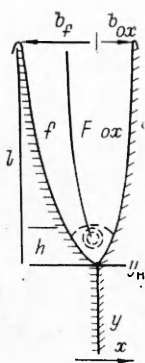


Схема выемки.

----- линии постоянной интенсивности тепловыделения.

«ступеньки» за счет существенного различия температур газификации твердых компонентов. Нестационарность, естественно, вносит дополнительное усложнение.

Однако можно при некоторых ограничениях обойти перечисленные трудности, используя экспериментальные данные о форме выемки в стационарном режиме и некоторые предположения о механизме изменения этой формы.

Исключим из рассмотрения трудную для анализа ситуацию, когда твердые окислитель и горючее выступают на существенно разные высоты над средней поверхностью слоевой системы (при далеком от стехиометрического соотношении компонентов исходной слоевой системы и даже при стехиометрическом соотношении, если один из компонентов способен к самостоятельному горению [1, 2] или если имеют место только гетерогенные реакции [5]). В опытах [6] горение в газовой прослойке между прижимаемыми пружиной образцами плексигласа и нитрата аммония дало отклонение от стехиометрии  $\alpha \approx 1,44$ , так что стехиометрическая слоевая система с такими компонентами должна дать выступы плексигласа.

Итак, рассматривается такая слоевая система из несамогорящих компонентов, в которой сечения более выступающего компонента плоскостью, проходящей через вершины выступов второго компонента, занимают лишь малую часть этой плоскости. Далее полагаем, что полная длина  $l$  выемки по меньшей мере в несколько раз превышает расстояние  $h$  отхода диффузионного пламени от дна выемки, так что основную часть газоприхода обеспечивают участки поверхностей горючего и окислителя, разделенные диффузионным пламенем. Для приложений важно знать именно массовый газоприход, а не линейную скорость  $u_n$  продвижения дна выемки (в нестационарном режиме пропорциональность между этими величинами нарушается).

Оценим характерные времена  $t$  процессов в выемке: перестройки поверхности всей выемки  $t_n \approx l/u_n$  и дна  $t_b \approx h/u_n$ ; установления гидродинамической картины  $t_r \approx l/u_r \approx t_n \rho_r / \rho_T$  и температурного (и концентрационного) распределения в газе  $t_{tr} \approx b^2/\kappa_r$  ( $b$  — толщина слоя компонента,  $\kappa_r = \lambda_r/c\rho_r$  — температуропроводность газа). Для оценки глубины  $l$  выемки используем баланс тепла  $\lambda_r(T_F - T_s)/x = \rho_T \Delta h_s (dx/dt)$ , так что  $x^2/2 = (\lambda_r/c\rho_r)t(\Delta h_{Fs}/\Delta h_s)$ . Здесь  $\Delta h_s = c(T_s - T_0 - Q/c)$ ;  $\Delta h_{Fs} = c(T_F - T_s)$ ;  $T_s, T_F$  — температуры поверхности и диффузионного пламени;  $Q$  — тепловой эффект газификации. При  $t = b/u_n$   $x = b$

$$t_n \approx \frac{b^2}{2\kappa_r} \frac{\lambda_T}{\lambda_r} \frac{\Delta h_s}{\Delta h_{Fs}}, \quad l \approx u_n \frac{b^2}{2} \frac{c\rho_T}{\lambda_T} \frac{\Delta h_s}{\Delta h_{Fs}}.$$

Таким образом,

$$\frac{t_{rT}}{t_r} \approx 2 \frac{\Delta h_{Fs}}{\Delta h_s}, \quad \frac{t_r}{t_n} \approx \frac{u_n}{u_r} \approx \frac{\rho_r}{\rho_T} \ll 1, \quad \frac{t_b}{t_n} \approx \frac{h}{l} \ll 1.$$

Наконец, оценим время перестройки наиболее толстого прогретого слоя к-фазы (при  $x = b$ )

$$t_h \approx \frac{\kappa_r}{(dx/dt)^2} \approx \kappa_r \left( \frac{b\rho_T \Delta h_s c}{\lambda_r \Delta h_{Fs}} \right)^2 \approx 2t_n \frac{\lambda_T}{\lambda_r} \frac{\Delta h_s}{\Delta h_{Fs}}.$$

Толщина прогретого слоя здесь  $\kappa_r/(dx/dt) \approx b(\Delta h_s/\Delta h_{Fs})$ . Величины  $\lambda_r$  и  $\lambda_T$  могут быть одного порядка (например, по данным [6], для пороха Н различаются не более чем на порядок) и перепады энтальпий тоже сравнимы. Это значит, что при изменении давления с характерным временем  $t_p \sim t_n$  следует рассчитывать перестройку формы поверхности и

прогретого слоя к-фазы в наиболее широкой части выемки (причем придется учитывать взаимодействие сходящихся прогретых слоев). Поскольку при этом  $t_b/t_p \ll 1$ ,  $t_r/t_p \ll 1$ ,  $t_{tr}/t_p \ll 1$ , можно считать квазистационарными процессы в газовой фазе (определяющие положение пламени относительно стенок) и на дне выемки (определяющие линейную скорость  $u_n$ , которую можно брать из стационарной эмпирической зависимости  $u_n(p)$ ).

Инерционность прогретого слоя следует учитывать, решая одномерное уравнение теплопроводности в к-фазе. Поскольку техника такого учета известна [5], ограничимся демонстрацией способа расчета нестационарной формы поверхности, полагая для этого  $\rho_t/\rho_r \gg \Delta h_{fs}/\Delta h_s \gg 1$ . Допустим теперь, что в стационарном режиме форма вытянутой части выемки известна из эксперимента и описывается зависимостями

$$x_{s,ox} = f_{ox}(y - y_n), \quad -x_{sf} = f_f(y - y_n). \quad (1)$$

Индексы  $ox$ ,  $f$  введены для учета возможной несимметричности выемки (смысл координат  $x$ ,  $y$  см. на рисунке).

Для прогноза нестационарного поведения требуется знать характер процессов, определяющих разгорание выемки. Если для вытянутой части (т. е. не для района дна) можно пренебречь конвективным теплообменом, то форма выемки определяется «поперечным» тепловым потоком (за счет теплопроводности по закону Фурье) и пропорциональным ему вдувом от стенки. Форма при этом близка к параболической (см. [3] или выше оценку глубины  $l$ ). В [1] со ссылкой на опыты [7] отмечено, что форма выемки «не слишком сильно отличается от параболической» (согласно измерениям [7] показатель  $d \ln y / d \ln x$  на длине выемки менялся от 2,16 до 1,49 при  $p = 10$  ат и от 1,41 до 2,43 при  $p = 30$  ат).

Итак, полагаем, что температурное распределение (и зависящее от него движение границы газификации) в плоскости  $y = \text{const}$  после прохождения через нее в момент  $t = \tau(y)$  дна выемки не зависит от ситуации в других параллельных плоскостях. В частности, на тепловую картину в рассматриваемом сечении  $y$  в таком приближении не влияет изменение числа  $Re$  (по продольной скорости) в этом сечении, вызванное, например, изменениями скорости распространения дна выемки при колебаниях давления. Для любого  $y$  выполняется один и тот же закон движения координат  $x_s$  границы раздела фаз

$$x_s = F(t - \tau(y)). \quad (2)$$

При  $t = \tau(y)$  должно быть  $x_s = F(0) = 0$ ,  $y = y_n(t)$  ( $y_n$  — функция, обратная  $\tau$ , при  $x_s = b$   $y = y_b = y_n(t) - l$ , см. рисунок). В стационарном режиме  $y_n = \text{const} - u_0 t$ , так что  $\tau(y) = (\text{const} - y)/u_0$  ( $\text{const} = y_n(0)$  — положение дна выемки в начальный момент),  $x_s = f(y - y_n) = F(t - (\text{const} - y)/u_0) = F((y - y_n)/u_0)$ ,

$$F(\xi) = f(u_0 \xi). \quad (3)$$

Здесь  $u_0$  — скорость распространения (дна выемки), при которой была найдена эмпирическая функция  $f$ .

Массовый газоприход от одной выемки

$$M^* = - \frac{d}{dt} (\rho_{ox} V_{ox} + \rho_f V_f), \quad (4)$$

где  $V_{ox}$ ,  $V_f$  — объемы твердых компонентов в данный момент времени:

$$V_{ox} = \text{const} + y_n(t) b_{ox} + \int_{y_n(t)}^{y_b(t)} (b_{ox} - x_{s,ox}(t, y)) dy, \\ y_n(t) = \text{const} - \int_0^t u_n dt, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 -\frac{dV_{\text{ox}}}{dt} &= \int_{y_{\text{H}}(t)}^{y_{\text{b}}(t)=y_{\text{H}}(t_b)} F'(t-\tau(y)) dy = \int_{t_b(t)}^t F'(t-\tau) u_{\text{H}}(\tau) d\tau = \\
 &= b_{\text{ox}} u_{\text{H}}(t_b) + \int_{t_b}^t F(t-\tau) u'_{\text{H}}(\tau) d\tau.
 \end{aligned}$$

Выражение для  $dV_j/dt$  аналогично. Можно ожидать, что несмотря на грубость сделанных предположений, (4), (5) хотя бы качественно учитывают время перестройки формы выемки при колебаниях давления.

Что касается влияния обдувающего слоевую систему потока, то в стационарном режиме оно должно быть мало ввиду защищенности углубленных лидирующих участков от наружных гидродинамических воздействий. Однако мгновенный газовый приток при колебаниях обдувающего потока может существенно меняться благодаря переменному воздействию потока на периферийные области («вершины») слоевой системы. По-видимому, наибольший эффект имеет место как раз в тех случаях, которые выше при рассмотрении колебаний давления специально были исключены: когда «вершины» слоев окислителя и горючего расположены на существенно разных уровнях и поэтому имеются обширные «периферийные» участки, газификация которых определяется тепловым потоком не из диффузионного пламени, а из обдувающего потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н. Н. Горение слоевых систем на основе перхлората аммония // Ракетные топлива.— М.: Мир, 1975.
2. Прайс Е. В., Хендли Дж. К., Паниам Р. Р. и др. Горение слоевых систем перхлорат аммония-полимер // РТК.— 1981.— № 4.
3. Либрович В. Б. О характерной скорости горения смесового пороха // ПМТФ.— 1962.— № 4.
4. Рыбанин С. С. Неоднородная теория горения макрогетерогенных систем: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Черногловка, 1988.
5. Рыбанин С. С., Струнин В. А. Теоретические исследования тепломассообмена между реагирующими компонентами, разделенными газовой прослойкой // Тепломассообмен.— V.— Минск: ИТМО АН БССР, 1976.— Т. 2.
6. Andersen W. H., Bills K. W., Mishuck E. et al. A model describing combustion of solid composite propellant containing ammonium nitrate // Combust. Flame.— 1959.— 3, N 3.
7. Бахман Н. П., Широков Б. Ф. Скорость выгорания пластины горючего, контактирующей со слоем твердого окислителя // ФГВ.— 1972.— 8, № 2.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 13/III 1990,  
после доработки — 13/XI 1990

УДК 536.46

К. Г. Шкадинский, А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов,  
Л. К. Демидова, С. В. Костин

#### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ МАЛОГАЗОВЫХ СОСТАВОВ

Рассмотрена одномерная модель горения пористых малогазовых составов, с помощью которой проанализирована зависимость характеристик горения от основных параметров, таких как массовое соотношение «безгазового» и «летучего» компонентов в исходном составе, начальной пористости, расположения источника газовой выделенности относительно фронта реакции «безгазового» компонента и степени герметизации образца при различных уровнях экзо- и эндотермичности протекающих химических процессов.