

ко-нибудь серьезной переделки алгоритма. Для получения устойчивого решения достаточно сделать нулевыми скорости в тех узлах, где расчеты обнаруживают появление отрицательных скоростей. Именно по этой причине на рис. 4, а коэффициент трения в отрывной зоне равняется нулю.

Сравнение результатов расчетов по распределению давления с горением и без него (см. рис. 3) позволяет сделать два основных вывода относительно влияния горения на газодинамику течения: 1) горение приводит к повышению давления в канале в 1,5—2 раза, 2) при горении резко увеличивается неоднородность поля статического давления. Как известно, определение полноты сгорания в экспериментальных исследованиях обычно основывается на предположении об одномерности потока, в первую очередь статического давления.

Настоящие расчеты свидетельствуют, что это предположение для сверхзвукового горения не всегда справедливо. Очень осторожно следует относиться и к попыткам решения тех или иных проблем сверхзвуковых камер сгорания путем холодных испытаний в аэродинамических трубах. Как свидетельствуют представленные выше расчеты, объемное тепловыделение в рассмотренных примерах сравнительно невелико. Например, при  $p_j/p_\infty = 2$  на длине 1,5 м сгорает примерно 30 % водорода ( $m_j/\rho_\infty u_\infty h = 0,43$ ). Тем не менее влияние горения на течение в канале значительно. Горение приводит к возникновению новых скачков уплотнения, усилению уже существующих, а их взаимодействие с пограничным слоем в свою очередь может привести к появлению отрывов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Головичев В. И. и др. Горение в сверхзвуковом потоке.— Новосибирск: Наука, 1984.
2. Spiegler E., Wolfstein M., Manheimer-Timnat R. A model of unmixedness for turbulent reacting flows // Acta Astronautica.— 1976.— 3, N 3—4.
3. Колесников О. М. Влияние пульсацйй концентраций на воспламенение пристенной струи водорода в сверхзвуковом потоке // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.
4. Vigneron Y. C., Rakich J. V., Tannehill J. C. Calculation of supersonic viscous flows over delta wings with sharp subsonic leading edges // AIAA Paper, 78—1137.
5. Barnett M., Power G. D. An efficient algorithm for strong viscous/Inviscid Interaction in Hypersonic Flows // Ibid, 88—0712.
6. Колесников О. М. Влияние горения водорода в сверхзвуковом пограничном слое на коэффициент трения // Уч. зап. ЦАГИ.— 1988.— 19, № 3.
7. Колесников О. М. Влияние инъекции водорода на взаимодействие неравновесного пограничного слоя с внешним гиперзвуковым потоком // Там же.— 1987.— 18, № 6.
8. Колесников О. М. Влияние нерасчетности на задержку воспламенения пристенной струи водорода в сверхзвуковом потоке // ФГВ.— 1990.— 26, № 5.

г. Жуковский

Поступила в редакцию 26/III 1992

УДК 536.46

С. А. Рашковский

### СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ

Разработана модель стационарного горения гетерогенных полидисперсных конденсированных смесей, основанная на идеях модели Бекстеда — Дерра — Прайса и ее обобщениях. Используемый подход позволил сформулировать краевую задачу для тепловых потоков и скоростей разложения псевдосвязующих различного уровня. Обобщена схема выгорания частиц окислителя.

Предложенная Бекстедом, Дерром и Прайсом модель (модель БДП) стационарного горения конденсированных смесей (КС) [1], основанная

© С. А. Рашковский, 1992.

2 Физика горения и взрыва № 6, 1992 г.

17

на нескольких типах пламени, легла в основу многих теоретических исследований процесса горения КС. Вместе с тем исходная модель имеет ряд недостатков, некоторые из которых отмечены в [2, 3]: 1) допущение о равенстве температур поверхностей горения связующего и окислителя, которое противоречит имеющимся экспериментальным данным; 2) замена спектра частиц окислителя, горящих на поверхности горения КС, некоторой среднестатистической частицей, разложение которой формально описывается законом Аррениуса; 3) отсутствие четко выраженного механизма прогрева связующего; 4) использование упрощенной модели горения монотоплива-окислителя, не учитывающей зависимость тепловыделения в пламени окислителя от давления.

Некоторые из указанных недостатков устранены в работах [4, 5]. Однако задача описания процесса горения КС, содержащей полидисперсный окислитель, в полном объеме не решена до настоящего времени. Существующие подходы, описанные в [2, 3], основаны на различных методах осреднения вклада горящих частиц окислителя в процесс горения всей КС.

При разработке полидисперсных моделей обычно не рассматривают структуру поверхности горения КС, а распределение горящих частиц окислителя по размеру отождествляют с распределением исходного порошка окислителя в КС. В действительности поверхность горения реальных КС обладает сложной гетерогенной структурой, определяемой не только полидисперсным составом исходного порошка окислителя, но и случайным расположением частиц окислителя по объему КС и неодновременностью их выхода на поверхность горения.

КС горит только благодаря хаотическому распределению частиц окислителя по ее объему. При этом в каждый момент времени на поверхности горения имеется большое количество горящих частиц окислителя, достаточное для поддержания горения и воспламенения следующих слоев смеси.

Таким образом, даже частицы окислителя первоначально одинакового размера в один и тот же момент времени будут иметь различные поверхности горения за счет одновременного выхода на поверхность КС. Это приводит к разному вкладу частиц в массовые и тепловые потоки. Легко видеть, что эта проблема существует даже для КС с монодисперсным окислителем.

Известные экспериментальные данные указывают на то, что частицы окислителя, имеющие разный размер, на поверхности горят с неодинаковой скоростью, вследствие чего некоторые частицы выступают над поверхностью связующего, а другие — углублены в нее. Кроме этого, из-за различия условий горения на поверхности КС частицы разных размеров будут иметь различную температуру поверхности горения.

По-видимому, до настоящего времени не существовало моделей стационарного горения КС, учитывающих влияние размера горящих частиц окислителя на скорость горения и температуру поверхности горения.

Сложная гетерогенная структура поверхности горения КС приводит к тому, что в основе любой сколько-нибудь полной модели горения должен лежать статистический подход, учитывающий полидисперсность частиц окислителя в топливе, неодновременность их выхода на поверхность горения и взаимодействие пламен, существующих над различными частицами окислителя. Такая модель предложена в настоящей статье и в некоторой степени перекликается с идеями работы [5], однако существенно отличается от последней методом выделения псевдотоплив, взаимодействия пламен, а также учетом различия температур поверхности и скорости горения частиц окислителя, имеющих разные размеры.

Рассмотрим мгновенную картину поверхности горения КС. По аналогии с моделью БДП поверхность связующего считается плоской. Поверхность горения частиц окислителя имеет диаметр основания  $D_c$ . Очевидно,  $D_c$  может рассматриваться как диаметр сечения частицы окислителя плоской поверхностью связующего.

В каждый момент времени статистическая структура поверхности горения КС может быть охарактеризована функцией распределения  $F_c(D_c)dD_c$ , равной доле частиц окислителя на поверхности КС, откуда диаметр собственной поверхности горения лежит в диапазоне  $[D_c, D_c + dD_c]$ . Введем понятия псевдосвязующего и псевдонаполнителя для каждого размера  $D_c$ .

Связующее вместе с частицами окислителя, имеющими на поверхности горения КС диаметры, меньшие или равные  $D_c$ , образует псевдосвязующее, а частицы окислителя с диаметрами сечений больше  $D_c$  — псевдонаполнитель. Очевидно, при  $D_c = 0$  псевдосвязующее совпадает со связующим, а при  $D_c = \infty$  — с самим топливом.

Таким образом, поверхность горения КС для любого  $D_c$  может быть представлена в виде суммы поверхностей псевдосвязующего и псевдонаполнителя. Даже при неактивном связующем, начиная с некоторого  $D_c$ , псевдосвязующее становится способным к самостоятельному горению, т. е. может рассматриваться как активное.

Иные понятия псевдосвязующего (псевдотоплива) введены в [3, 5, 6]. В отличие от них в настоящей работе частицы наполнителя «рассортированы» по псевдосвязующим не по исходным размерам, а по размерам своих мгновенных поверхностей горения. Такое определение, по-видимому, будет более последовательным, так как оно отражает механизм участия частиц наполнителя в процессе горения КС.

Массовая скорость горения псевдосвязующего  $m_p(D_c)$  определяется как массовый поток с единицы поверхности горения, а удельная поверхность горения  $S_p(D_c)$  — как доля плоского сечения КС, занятая псевдосвязующим. Таким образом,

$$S_p(D_c) = S_f + \frac{\pi}{4} N \int_0^{D_c} D_c^2 F_c(D_c) dD_c, \quad (1)$$

где  $N$  — число частиц окислителя, горящих на единице площади поверхности горения КС;  $S_f$  — удельная поверхность горения связующего.

Используя допущение о случайном статистически однородном распределении частиц окислителя по объему КС, можно записать

$$S_f = \rho/\rho_f \cdot (1 - \alpha_0),$$

где  $\rho, \rho_f$  — плотности КС и связующего;  $\alpha_0$  — массовая доля окислителя в КС. Соотношение (1) должно удовлетворять естественному условию  $S_p(\infty) = 1$ .

Рассмотрим псевдосвязующее  $D_c + dD_c$ , массовая скорость горения которого определяется из выражения

$$\begin{aligned} S_p(D_c + dD_c) m_p(D_c + dD_c) = \\ = S_p(D_c) m_p(D_c) + N m_{ox}(D_c) S_{ox}(D_c) \cdot F_c(D_c) dD_c, \end{aligned}$$

где  $S_{ox}(D_c)$  — средняя площадь поверхности горения частиц окислителя.

Уравнение для  $m_p(D_c)$  с учетом (1) принимает вид

$$\frac{d}{dD_c} [S_p(D_c) m_p(D_c)] = N m_{ox}(D_c) S_{ox}(D_c) F_c(D_c). \quad (2)$$

Заметим, что формула (2) получена из общих представлений о горении гетерогенных КС, поэтому она фундаментальна для любых полидисперсных моделей горения КС.

При  $D_c = \infty$

$$m_p(\infty) = m, \quad (3)$$

при  $D_c = 0$

$$m_p(0) = m_f, \quad (4)$$

где  $m$  — массовая скорость горения всей КС;  $m_f$  — массовая скорость разложения связующего.

Таким образом, соотношение (4) — это граничное условие для уравнения (2), а по (3), используя решение (2), можно найти скорость горения КС.

Рассмотрим модель разложения связующего и частиц окислителя, соответствующих разным  $D_c$ , для полидисперсной КС. Так как КС в целом всегда характеризуется отрицательным кислородным балансом, очевидно, любое псевдосвязующее также имеет недостаток окислителя. Поэтому естественным выглядит предположение о том, что после выгорания всего окислителя в продуктах разложения псевдосвязующего образуется однородная газовая смесь, содержащая неизрасходованные горючие компоненты в концентрации  $\alpha_j(D_c)$  и имеющая температуру  $T_{FF}(D_c)$ . Последняя определяется термодинамическим расчетом по составу псевдосвязующего, т. е. по заданной концентрации окислителя  $\alpha_{ox}(D_c)$  в продуктах разложения [5].

На следующей стадии конечные продукты разложения сгорают в конкурирующих пламенах около частиц окислителя, имеющих размеры сечения на поверхности горения КС в диапазоне  $[D_c, D_c + dD_c]$ . Конкурирующие пламена рассматриваются в соответствии с моделью БДП.

Для описания скоростей разложения связующего и частиц окислителя воспользуемся уравнениями Аррениуса, справедливыми для процессов пиролиза, когда разложение происходит в узком приповерхностном слое к-фазы:

$$m_f = A_f \exp\left(-\frac{E_f}{RT_{sf}}\right),$$

$$m_{ox}(D_c) = A_{ox} \exp\left[-\frac{E_{ox}}{RT_{s,ox}(D_c)}\right],$$
(5)

где  $A_f$ ,  $A_{ox}$ ,  $E_f$ ,  $E_{ox}$  — постоянные;  $T_{sf}$ ,  $T_{s,ox}(D_c)$  — температуры поверхностей горения связующего и частиц окислителя размером  $D_c$ .

Для описания процесса разложения к-фазы, в частности перхлората аммония, могут быть использованы более сложные модели, например, [7, 8]. Однако неопределенность большинства кинетических параметров разложения к-фазы, приводящая к необходимости их подбора при проведении расчетов, делает эти модели и (5) практически равноценными. Вместе с тем реализация модели (5) при расчете КС значительно проще.

Температуры  $T_{sf}$  и  $T_{s,ox}(D_c)$  определяются из уравнений баланса тепла на соответствующих поверхностях к-фазы [5]:

$$c_f(T_{sf} - T_0) + Q_f = \frac{q_p(0)}{m_f},$$
(6)

$$c_{ox}[T_{s,ox}(D_c) - T_0] + \Delta H_s + Q_L = \frac{q_{ox}(D_c)}{m_{ox}(D_c)},$$
(7)

где  $c_f$ ,  $c_{ox}$  — удельные теплоемкости связующего и окислителя;  $Q_f$  — теплота разложения связующего;  $Q_L$  — результирующий тепловой эффект реакций, протекающих на поверхности окислителя;  $\Delta H_s$  — теплота образования твердого окислителя;  $q_p(D_c)$  — тепловой поток, идущий из газовой фазы на прогрев единицы поверхности псевдосвязующего  $D_c$ ;  $q_{ox}(D_c)$  — тепловой поток, идущий из газовой фазы на прогрев единицы поверхности горения частицы окислителя, имеющей размер  $D_c$ . При выводе уравнений (6), (7) предполагалось, что прогретый слой в к-фазе соответствует стационарному горению. Очевидно, вклад в тепловой поток  $q_{ox}(D_c)$  вносят лишь диффузионные пламена при горении частиц окислителя с диаметром сечения, большим  $D_c$ .

Предполагается, что горение частиц окислителя с диаметром меньше  $D_c$  не влияет (или очень слабо влияет) на горение более крупных частиц, так как их пламя находится на более низком уровне. Пламя более мелких частиц влияет через осредненные параметры продуктов сгорания псевдосвязующего, включающего в себя эти частицы. Аналогично тепловой поток  $q_p(D_c)$  определяется вкладом только от диффузионных

пламен при горении продуктов разложения псевдосвязующего  $D_c$  и частиц окислителя с диаметром сечения больше  $D_c$ .

Основная задача моделирования процесса горения КС — определение и обоснование распределений тепловых потоков по поверхностям псевдосвязующих и псевдонаполнителей.

Найдем величины  $q_{ox}(D_c)$  и  $q_p(D_c)$ , оставаясь в рамках уточненной модели БДП [5]. Тепловой поток к поверхности частицы окислителя  $q_{ox}(D_c)$  складывается из теплового потока от газового пламени над этой частицей, состоящего из собственного кинетического пламени окислителя, первичного и конечного диффузионных пламен и теплового потока от внешнего для данной частицы пламени (т. е. пламени частиц с диаметром сечения, большим  $D_c$ ). Поток от внешнего пламени в общем случае зависит от расстояния рассматриваемой частицы до частиц с большим  $D_c$ .

При статистическом описании этого влияния необходимо пользоваться двухчастичной функцией распределения  $F_2(D_{c1}, D_{c2}, r)$ . Для реализации такого подхода в настоящее время недостаточно развиты представления о взаимодействии пламен, соответствующих разным частицам на поверхности горения КС. Поэтому ограничимся приближением осредненных потоков, используя следующие допущения: тепловой поток от диффузионных пламен при горении частицы окислителя, принадлежащей диапазону  $[D_c, D_c + dD_c]$ , распределяется между поверхностями этой частицы и псевдосвязующего  $D_c$  в пропорции  $\beta_{ox}:(1-\beta_{ox})$ ; тепловой поток от диффузионных пламен при горении частицы окислителя  $[D_c, D_c + dD_c]$ , идущий на прогрев псевдосвязующего  $D_c$ , распределяется равномерно по поверхности последнего; тепловые потоки для псевдосвязующих и псевдонаполнителей различных уровней считаются аддитивными.

Таким образом, учитывая, что частицы окислителя  $D_c$  входят в состав псевдосвязующего  $D_c$ , можно записать

$$q_{ox}(D_c) = \beta_{ox}\beta_F Q_{pF} m_p(D_c) \exp[-\xi_{pF}(D_c)] + \beta_{ox}(1-\beta_F) Q_{FF} m_p(D_c) \exp[-\xi_{FF}(D_c)] + (1-\beta_F) Q_{ox} m_p(D_c) \exp[-\xi_{ox}(D_c)] + q_p(D_c) \frac{\pi}{4} \frac{D_c^2}{S_{ox}(D_c)}, \quad (8)$$

где  $\beta_F$  — доля окислителя, сгоревшего в первичном диффузионном пламени;  $Q_{ox}$ ,  $Q_{pF}$ ,  $Q_{FF}$  — тепловые эффекты реакций в пламени монотоплива-окислителя, в первичном и конечном диффузионных пламенах;  $\xi_{pF} = \frac{c_p m_p}{\lambda} x_{pF}^*$ ,  $\xi_{FF} = \frac{c_p m_p}{\lambda} x_{FF}^*$ ,  $\xi_{ox} = \frac{c_p m_p}{\lambda} x_{ox}^*$  — безразмерные высоты соответствующих пламен;  $x_{pF}^*(D_c)$ ,  $x_{FF}^*(D_c)$ ,  $x_{ox}^*(D_c)$  — эффективные высоты соответствующих пламен. Последний член в правой части соотношения (8) описывает внешний для псевдосвязующего  $D_c$  тепловой поток, идущий на прогрев частицы окислителя.

Аналогично для теплового потока  $q_p(D_c)$  можно записать

$$S_p(D_c) q_p(D_c) = S_p(D_c) q_p(D_c + dD_c) + (1-\beta_{ox}) \{ \beta_F Q_{pF} m_p(D_c) \exp[-\xi_{pF}(D_c)] + (1-\beta_F) Q_{FF} m_p(D_c) \exp[-\xi_{FF}(D_c)] \} N F_c(D_c) S_{ox}(D_c) dD_c.$$

Переходя к пределу, имеем

$$S_p(D_c) \frac{dq_p}{dD_c} = -(1-\beta_{ox}) \{ \beta_F Q_{pF} \exp[-\xi_{pF}(D_c)] + (1-\beta_F) Q_{FF} \exp[-\xi_{FF}(D_c)] \} N m_p(D_c) F_c(D_c) S_{ox}(D_c). \quad (9)$$

При выводе уравнений (8), (9) в отличие от [5] учитывался тепловой поток в к-фазу от конечного диффузионного пламени, что соответствует первоначальному варианту модели БДП [4].

Граничное условие для (9) при  $D_c = \infty$ :

$$q_p(\infty) = q,$$

где  $q$  — внешний тепловой поток, подводимый к поверхности горения КС.

Тепловой поток  $q$  может быть лучистым потоком, поглощаемым узким поверхностным слоем КС, либо конвективным тепловым потоком, например, от внешнего обдува поверхности горения горячими газами, не искажающего реакционный слой газовой фазы. Если к поверхности горения КС не подводится энергия извне, следует положить  $q = 0$ .

Параметры, описывающие собственное пламя монотоплива-окислителя и диффузионные пламена над частицей окислителя  $D_c$ , находятся в соответствии с моделями [1, 3—5]. Термодинамические параметры диффузионных пламен определяются концентрацией горючих компонентов  $\alpha_f(D_c)$  и окислителя  $\alpha_{ox}(D_c)$  в продуктах сгорания псевдосвязующего более низкого уровня.

Масса горючего, поступающего с поверхности псевдосвязующего  $D_c$ , равна  $m_f S_f$ , а масса окислителя —  $N \int_0^{D_c} m_{ox} S_{ox} F_c dD_c$ . Обозначая че-

рез  $\nu$  массовое стехиометрическое соотношение окислителя к горючему, для массы горючего, сгоревшего в псевдосвязующем  $D_c$ , имеем

$\nu^{-1} N \int_0^{D_c} m_{ox} S_{ox} F_c dD_c$ , а для концентрации горючих компонентов

$$\alpha_f(D_c) = \frac{m_f S_f - \nu^{-1} N \int_0^{D_c} m_{ox}(D_c) S_{ox}(D_c) F_c(D_c) dD_c}{m_p(D_c) S_p(D_c)}.$$

Неопределенной остается величина  $\beta_{ox}$ , которая в общем случае, по-видимому, должна зависеть от  $D_c$ . В уточненной модели БДП [5] параметр  $\beta_{ox}$  определяется неявно через соотношение неразрывностей состава КС: полагая отношение массовых скоростей выгорания горючего к окислителю равным отношению их массовых долей в КС, находится  $\beta_{ox}$ , обеспечивающее это условие.

Прямое обобщение этого метода на полидисперсную модель возможно, если считать  $\beta_{ox}$  не зависящим от  $D_c$ . В этом случае для определения  $\beta_{ox}$  необходимо требовать выполнения равенства

$$\frac{N}{m_f S_f} \int_0^{\infty} m_{ox}(D_c) S_{ox}(D_c) F_c(D_c) dD_c = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}. \quad (10)$$

Задача решается методом итераций.

Очевидно, такой подход не может быть признан последовательным, так как параметр  $\beta_{ox}$  описывает вполне определенный физический процесс — распределение тепловых потоков от диффузионных пламен между частицей окислителя и поверхностью псевдосвязующего — и должен определяться, исходя из модели этого процесса.

Вопрос о распределении тепловых потоков между окислителем и связующим требует отдельного исследования. Однако результаты работы [5] показывают, что для широкого спектра частиц окислителя величина  $\beta_{ox}$  изменяется в относительно узком диапазоне, поэтому использование подхода (10) не ведет к грубой ошибке.

Найдем геометрические параметры горячей КС. Распределение частиц исходного порошка окислителя в КС по размерам задается плотностью распределения  $F(D)$ , где  $D$  — диаметр частицы окислителя, а их число в единице объема — величиной  $n$ , определяемой массовой долей окислителя в КС. Чтобы частица окислителя, имевшая первоначальный диаметр  $D$ , располагалась на поверхности горения, ее центр должен



находиться в слое, ограниченном координатами  $\pm D/2$  относительно поверхности связующего. Число таких частиц из диапазона  $[D, D + dD]$  на единице поверхности КС  $dN = DnF(D)dD$  и, следовательно,

$$N = n \int_0^{\infty} DF(D) dD.$$

Чтобы сечение частицы диаметра  $D$  на поверхности горения имело диаметр в диапазоне  $[D_c, D_c + dD_c]$ , ее центр должен находиться в слоях толщиной  $dz = \frac{D_c dD_c}{\sqrt{D^2 - D_c^2}}$ , расположенных относительно поверхности

связующего на расстояниях  $z = \pm \frac{1}{2} \sqrt{D^2 - D_c^2}$ . Общее число таких

частиц на единице поверхности горения КС равно  $2nD_c dD_c \int_{D_c}^{\infty} \frac{F(D) dD}{\sqrt{D^2 - D_c^2}}$ .

Таким образом, плотность распределения определяется соотношением

$$F_c(D_c) = \frac{2n}{N} D_c \int_{D_c}^{\infty} \frac{F(D) dD}{\sqrt{D^2 - D_c^2}}. \quad (11)$$

Для замыкания уравнений, описывающих горение КС, необходимо сформулировать модель выгорания частиц окислителя. Оставаясь в рамках модели БДП, поверхность горения частиц рассматривается как поверхность шарового сегмента с основанием  $D_c$ . Однако легко видеть, что при такой схеме выгорания частиц окислителя после прохождения поверхностью связующего расстояния  $D$  на поверхности горения образуются сферические частицы, имеющие  $D_c = 0$ . Для использования модели в расчетах необходимо сделать некоторые допущения о дальнейшей эволюции догорающих частиц окислителя.

Если допустить, что частицы окислителя догорают на поверхности горения и участвуют в тепловом балансе, то необходимо учесть, что характерный поперечный размер пламени вокруг таких частиц равен их мгновенному диаметру, и, следовательно, необходимо переопределить плотность распределения (11).

В таком подходе условие неразрывности состава (10) выполняется автоматически в силу стационарного характера процесса.

Другая возможность в рамках этой же схемы — предположение о том, что всесторонне горящие сферические частицы окислителя уносятся газообразными продуктами разложения КС и догорают на больших расстояниях от поверхности горения, не участвуя в тепловом балансе. В этом случае условие неразрывности состава (10) на поверхности горения КС не выполняется.

Если отказаться от схемы выгорания частиц окислителя, постулированной в модели БДП, и считать, что частица всегда имеет монотонную поверхность горения, максимальное сечение которой совпадает с сечением частицы поверхностью связующего, имеющим диаметр  $D_c$ , можно добиться одновременного выгорания частицы окислителя и соответствующего ей слоя связующего и, тем самым, тождественного выполнения условия неразрывности состава (10) на поверхности горения КС. Так, если принять, что поверхность горения частицы окислителя в каждый момент времени имеет форму параболоида, найти зависимость  $S_{ox}(D_c)$  не представляет труда.

Полученная система уравнений позволяет при заданной плотности распределения частиц окислителя в КС  $F(D)$  рассчитать все параметры стационарного процесса горения для полидисперсной конденсированной смеси. Переход к модели горения КС, содержащей одну или несколько узких фракций окислителя, осуществляется заменой функции  $F(D)$  взвешенной суммой соответствующих  $\delta$ -функций.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бекстед М. В., Дерр Р. Л., Прайс К. Ф. Модель горения смесевых твердых ракетных топлив, базирующаяся на нескольких типах пламен // РТК.— 1970.— № 12.— С. 107—117.
2. Коэн Н. С. Обзор моделей горения смесевых твердых ракетных топлив // Там же.— 1980.— № 4.— С. 186—209.
3. Моделирование процессов горения твердых топлив/Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, В. Я. Зырянов, В. П. Бобрышев.— Новосибирск: Наука, 1985.— 181 с.
4. Beckstead M. V. A model for solid propellant combustion // 18th Int. Combust. Symp., The Combust. Inst., Pittsburg, Pa., 1981.— P. 175—185.
5. Коэн Н. С., Стрэнд Л. Д. Уточненная модель горения смесевых твердых топлив на основе перхлората аммония // Аэрокосм. техника.— 1983.— № 7.— С. 100—112.
6. Glick R. L., Condon J. A. Statistical analysis of polydispersed heterogeneous propellant combustion: steady state // 13th JANNAF Combust Meet., CPIA 281.— 1976.— 11.— P. 313—345.
7. Kumar R. N. Condensed phase details in the time independent combustion of AP/composite propellants // Combust. Sci. Technol.— 1973.— 8.— P. 133—148.
8. Струнин В. А., Манелис Г. Б. Механизм горения смесевых твердых топлив // ФГВ.— 1979.— 15, № 5.— С. 24—33.

г. Москва

Поступила в редакцию 18/XII 1991,  
после доработки — 29/IV 1992

УДК 536.46

*С. А. Рашковский*

### К ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ БЕЗМЕТАЛЬНЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ

Предложена феноменологическая модель нестационарного горения безметалльных конденсированных смесей (КС), обобщающая теорию Зельдовича — Новожилова. Получены феноменологические соотношения для скоростей горения и температур поверхностей связующего и окислителя. Рассмотрено нестационарное взаимодействие компонентов КС через газовую и конденсированную фазы. Сформулированы краевые задачи, описывающие нестационарное горение КС. В линейном приближении исследовано нестационарное горение КС при гармоническом изменении внешнего давления.

Теория нестационарного горения [1, 2] справедлива для квазигомогенных конденсированных систем, у которых характерный размер дисперсных компонентов существенно меньше толщины прогреваемого слоя. В реальных конденсированных смесях (КС), содержащих дисперсный наполнитель (окислитель) и связующее (горючее), размер дисперсного компонента обычно превышает или соизмерим с толщиной прогреваемого слоя. Это приводит к тому, что собственная частота колебаний скорости горения обратно пропорциональна не времени релаксации прогреваемого слоя, а времени сгорания частиц наполнителя [3].

Проблема описания нестационарного горения КС — сложная многопараметрическая задача. Эта сложность усиливается случайной структурой КС и отсутствием надежной информации о кинетических параметрах химических реакций, происходящих при разложении и горении компонентов. Поэтому наряду с уточнением кинетики и разработкой точных, но трудоемких методов изучения нестационарного горения КС возникает необходимость построения приближенных, а в ряде случаев качественных моделей, позволяющих понять роль различных процессов при горении КС.

Первая попытка учесть влияние гетерогенности на нестационарное горение КС предпринята в работе [4], где получена зависимость для функции отклика поверхности горения компонентов на гармоническое изменение давления. Предложенная упрощенная модель [4] предпола-