

Ю. И. Димитриенко, И. Д. Димитриенко

**ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
МАТЕРИАЛОВ**

Предложена модель эрозионного горения энергетических материалов, учитывающая влияние механического разрушения (диспергирования) материала на общий процесс горения. Сравнение с экспериментами по горению наполненных полисилоксановых каучуков в высокоэнтальпийных потоках показало хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

E-mail: dimit@gmail.ru

Ключевые слова: эрозионное горение, твердое топливо, турбулентность, диспергирование, скорость горения.

Явление увеличения линейной скорости горения D с ростом скорости набегающего внешнего высокоэнтальпийного потока v_e [1, 2] называют эрозионным горением твердых топлив. Первые теоретические исследования этого явления базируются на гипотезе возникновения турбулентности в пограничном слое при критических числах Рейнольдса Re . Это приводит к увеличению теплового потока к поверхности топлива и, следовательно, к повышению скорости горения D , вследствие чего указанное явление часто называют турбулентным горением [2, 3].

Таким образом, объяснение наблюдаемого физического явления механического диспергирования частиц горячей поверхности топлива под действием набегающего потока обычно сводится к анализу теплового и газодинамического характера этого потока. Однако, как известно из теории аблирующих материалов (эти материалы отличаются от горючих материалов, главным образом, только экзотермическим характером физико-химических процессов на поверхности), даже для малых чисел Рейнольдса Re , при которых горячий поток обычно является ламинарным, увеличение скорости потока приводит к росту скорости абляции. В этом случае физический характер уноса поверхности материала соответствует эрозионному характеру деструкции, т. е. происходящему вследствие механической дисперсии частиц.

Теоретическое описание этого явления впервые представлено в работах [4, 5], где для описания скорости эрозии (или термомеханической абляции) была предложена модель связанной термохимической и механической деструкции материала. Влияние микрострукту-

ры материала на скорость высокотемпературных физико-химических превращений было исследовано для аблирующих материалов [5—7] и для твердых топлив [8].

Целями настоящей работы являются:

- разработка теоретической модели эрозионного горения твердых топлив, вызванного механической деструкцией поверхности материала (диспергированием);

- проведение экспериментальных исследований явления эрозионного горения горючих твердых материалов в зоне ламинарного течения горячих газов и оценка точности предложенной модели;

- применение разработанной модели для оценки влияния различных параметров микроструктуры твердого топлива (главным образом, содержания наполнителя-окислителя или инертного наполнителя) на скорость эрозионного горения.

Физическая модель эрозионного горения. Модель эрозионного горения разработана при следующих основных физических допущениях.

1. При эрозионном горении твердых топлив реализуются три независимых физических явления, а именно:

- свободное горение (газификация) поверхности материала без каких-либо внешних воздействий;

- внутреннее эрозионное горение (диспергирование), или фильтрационное горение, поверхности материала под действием только внутреннего порового давления газифицированной части материала;

- внешнее эрозионное горение (диспергирование) поверхности материала при воздействии только внешнего набегающего горячего газового потока.

Полная линейная скорость горения твердого топлива D равна сумме трех скоростей:

$$D = D_f + D_i + D_e. \quad (1)$$

Увеличение скорости горения D при воздействии внешнего горячего газового потока означает выполнение следующего условия:

$$\varepsilon = \frac{D}{D_f + D_i} \geq 1, \quad (2)$$

где ε — коэффициент эрозионного горения.

2. Скорости горения D_f , D_i и D_e зависят от параметров окружающей среды (возмущенной или спокойной). В качестве них можно выбрать три основных параметра, описывающих взаимодействие твердых материалов с газовыми потоками: p_0 — статическое давле-

ние невозмущенного газа; $p'_0 = \rho_e v_e^2$ — скоростной напор набегающего потока горячего газа; q_e — тепловой поток к горячей поверхности твердого топлива. Здесь ρ_e — плотность газа; v_e — компонента скорости потока, касательная к поверхности материала. С учетом этого

$$D_f = D_f(p_0, \theta_w); D_i = D_i(p_0, \theta_w); D_e = D_e(p'_0, \theta_w), \quad (3)$$

где θ_w — температура поверхности, являющаяся функцией теплового потока q_e и скорости D :

$$\theta_w = \theta_w(q_e, D). \quad (3a)$$

Подставив выражение (3a) в (3), получим зависимость скоростей D_f , D_i и D_e от p_0 , p'_0 и q_e .

3. Турбулентное горение также описывается этой моделью, поскольку появление турбулентности в набегающем потоке означает, что изменяются характеристики потока q_e и p'_0 .

Проверим допустимость предположения (1). Вообще говоря, все эти три процесса горения могут быть связанными. Однако при фиксированной температуре поверхности θ_w и давлении p_0 влияние фильтрационного и внешнего эрозионного горения на скорость свободного горения D_f не является существенным, поскольку D_f определяется только свойствами поверхности твердого топлива. В то же время обратное влияние D_f на D_i и D_e может быть более значительным даже при фиксированных θ_w и p_0 , поскольку чем выше скорость свободного горения, тем меньше нагрев внутренней зоны твердого топлива вследствие теплопроводности, а значит, тем ниже внутреннее поровое газовое давление p , выше прочность материала и, следовательно, меньше значения D_i и D_e .

Таким образом, предположение (1) сводится к условию, что скорость свободного горения D_f не должна превышать скорость распространения фронта нагрева $D_h = k/(\rho c l_0)$: $D_f \leq D_h$, где k , ρ , c — теплопроводность, плотность и теплоемкость твердого топлива; l_0 — характерный размер пор.

Если $D_f \gg D_h$, то прогретая зона перед фронтом свободного горения мала и скорости эрозионного и фильтрационного горения существенно зависят от D_f . В этом случае необходимо дополнительно проверить допустимость предположения (1). Реальные значения скоростей D_f и D_h приблизительно равны для рассмотренного здесь

класса материалов (для полисилоксановой резины $D_f = 0,2$ мм/с, $D_h \approx 4$ мм/с, т. е. $D_f \leq D_h$, и предположение (1) совершенно оправданно).

Скорость свободного горения D_f . Свободное горение представляет собой процесс газификации твердого топлива на его внешней поверхности (рис. 1). Эта схема описывает как горение смесевых, так и двухосновных твердых топлив. Скорость свободного горения определяется из термодинамических соотношений на межфазной поверхности твердой и газовой фаз и имеет вид

$$D_f = D_f^0 \frac{\exp\left(-\frac{E_a \mu}{R_a \theta_w}\right)}{(\theta_w / \theta_0)^{1/2}} \left(\frac{p_0}{p_a}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{p_0}{p_a} \exp\left(-\frac{2E_a \mu}{R_a \theta_w}\right)\right]^{1/2},$$

$$D_f^0 = \frac{p_a}{\rho \sqrt{R_a \theta_0 / \mu}}, \quad (4)$$

где E_a, μ, ρ — энергия активации, молекулярная масса и плотность твердого топлива; R_a, θ_0, p_a — газовая постоянная, начальная температура и стандартное давление невозмущенной газовой среды.

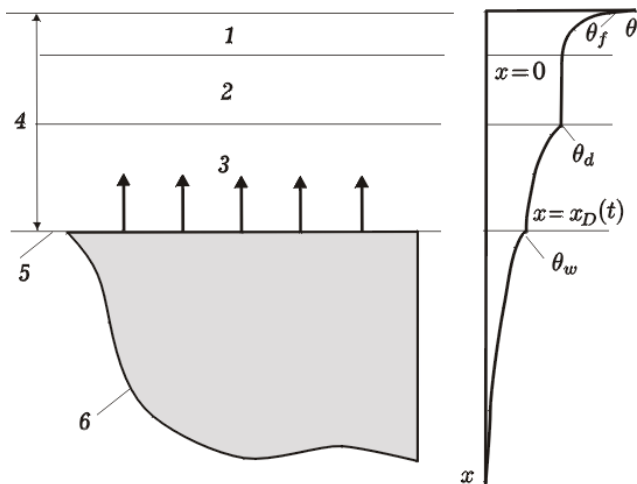


Рис. 1. Схема свободного горения твердого топлива:

1 — пламя; 2 — темная зона; 3 — зона газификации; 4 — газ; 5 — поверхность горения (газификации); 6 — твердое топливо

Условие $(p_0/p_a) \exp(-2E_a \mu / (R \theta_w)) \ll 1$ при горении твердых материалов обычно выполняется, поэтому формулу (4) можно записать следующим образом:

$$D_f = \frac{D_f^0}{(\theta_w/\theta_0)^{1/2}} \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a \mu}{R_a \theta_w} \right). \quad (5)$$

Из выражения (5) получим экспоненциальную зависимость скорости горения D_f от температуры поверхности θ_w и степенную зависимость от давления p_0 со степенью, равной 1/2. Такой же результат можно получить из хорошо известной зависимости типа Аррениуса [9], однако в формуле (5) предэкспоненциальный множитель D_f^0 определяется не из экспериментов, как обычно для формул типа Аррениуса, а с помощью расчетов по формуле (4). Это основная особенность предлагаемой модели.

Температура поверхности θ_w определяется из решения уравнения теплопроводности с граничными условиями

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{k}{\rho c} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}, \quad x \geq x_D; \quad (6)$$

$$-k \frac{\partial \theta}{\partial x} = q_e - \varepsilon \sigma_{\text{SB}} \theta_w^4 - D_f \rho \Delta e^*, \quad x = x_D, \quad (7)$$

где Δe^* — теплота газификации твердого топлива; σ_{SB} — константа Стефана—Больцмана; ε — степень черноты; $x = x_D$ — положение поверхности горения в координатах Ox ; t — время.

Из уравнений (6) и (7) найдем θ_w как функцию q_e , а также k , ρ , c , ε и Δe^* . Если нагрев твердого топлива является достаточно медленным, т. е. таким, что градиент температуры ($\partial \theta / \partial x$) относительно мал, то теплоперенос в глубь материала будет существенно меньшим, чем отток теплоты вследствие излучения: $|k(\partial \theta_w / \partial x)| \ll \varepsilon \sigma_{\text{SB}} \theta_w^4$. Тогда температуру поверхности θ_w можно определить приближенно из уравнения (7):

$$\theta_w(q_e) = \left(\frac{q_e - D_f \rho \Delta e^*}{\varepsilon \sigma_{\text{SB}}} \right)^{1/4}. \quad (8)$$

Подставив выражение (8) для θ_w в (5), получим скорость D_f в виде функции от p_0 и q_e (3).

Скорость внутреннего эрозионного горения D_i . Свободное горение — это идеализированная схема горения реальных материалов. Твердые топлива даже двухосновного типа являются гетеро-

генными: в ненагретом состоянии в них имеются кристаллические зоны с более высокой термоустойчивостью, чем устойчивость основной части материала, находящейся в аморфном состоянии. Поэтому при нагреве происходит объемная газификация — пиролиз, в результате появляются поры, заполненные газообразными продуктами пиролиза. Часть газа фильтруется к внешней поверхности, однако, поскольку этот процесс является кинетическим, при быстром нагреве газы не успевают выйти в окружающую среду и создают внутрипоровое давление p_g . Уровень порового давления может быть очень высоким [10] и достигать $p_g \approx 250 \cdot 10^5$ Па. Значение p_g достигает максимума вблизи поверхности топлива. Под действием порового газового давления частицы топлива на внешней поверхности разрушаются и уносятся в окружающую среду, где происходит догорание диспергированных частиц. Скоростью деструкции поверхностного слоя твердого топлива под действием порового давления является скорость горения D_i .

Выражение для скорости D_i определяется на основе совместного решения уравнений теплопроводности, фильтрации и кинетического уравнения, описывающего процесс пиролиза в квазистатическом приближении и имеет вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{x}} = \frac{J_0}{\rho D_i} \varphi \exp\left(-\frac{E_a}{R\theta}\right), \quad 0 \leq \bar{x} < +\infty,$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} + \frac{k}{\rho c D_i} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{x}^2} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_g (1 - \varphi)}{\partial \bar{x}} + \frac{K}{D_i} \frac{\partial^2 p_g}{\partial \bar{x}^2} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{x}} = 0, \quad (9)$$

$$p_g = p_0, \quad \theta = \theta_w, \quad \bar{x} = 0; \quad \theta = \theta_0, \quad \varphi = \varphi^0, \quad \bar{x} = +\infty;$$

$$\frac{\partial \rho_g (1 - \varphi)}{\partial \bar{x}} = 0, \quad \bar{x} = \bar{x}^*,$$

где θ_0 и $\varphi^0 = 1$ — температура и концентрация полимерной фазы холодного материала; \bar{x} — подвижная координата, связанная с поверхностью горения: $\bar{x} = x - x_D$ (рис. 2); ρ_g — плотность газовой фазы; J_0 — предэкспоненциальный множитель, связанный с D_0 соотношением

$$J_0 = \frac{6}{l_0} \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{1/2} \rho D_f^0; \quad (10)$$

K — коэффициент газопроницаемости твердого топлива.

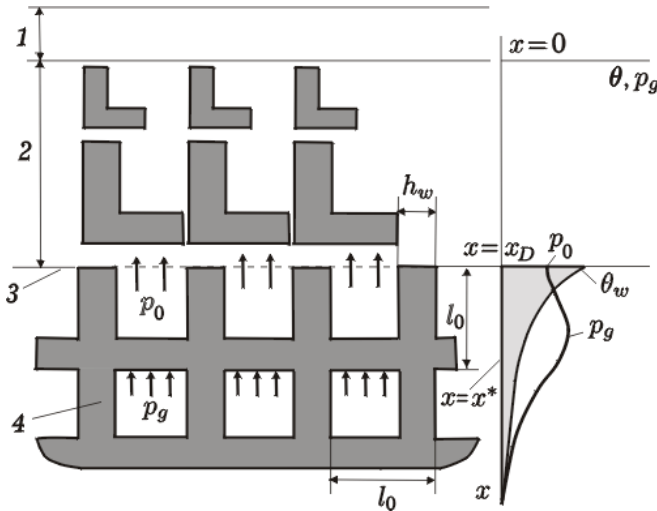


Рис. 2. Схема внутреннего эрозийного горения твердого топлива под действием внутрипорового давления p_g :

1 — окружающая газовая среда; 2 — дисперсные частицы матрицы; 3 — поверхность горения; 4 — твердый каркас матрицы

Типичный график зависимости порового газового давления p_g от координаты \bar{x} для твердого топлива имеет локальный максимум (см. рис. 2). Наличие этого максимума является характерной особенностью при нагреве материалов; здесь может происходить терморазложение, что было установлено непосредственным численным решением уравнений (9) внутреннего теплопереноса [7, 11]. При определении приближенного аналитического решения системы (9) граничное условие для уравнения фильтрации задачи (9) с использованием условия существования локального экстремума функции $p(\bar{x})$ в некоторой точке \bar{x}^* было записано в виде $\partial p / \partial \bar{x} = 0$ при $x = \bar{x}^*$. В той же точке \bar{x}^* процесс терморазложения только начинается, поэтому можно предположить, что $\varphi(\bar{x}^*) \approx 1$. Решение третьего уравнения системы (9) ищем в области $0 \leq \bar{x} \leq \bar{x}^*$.

Тогда решение системы (9) имеет вид

$$\frac{\partial p_g}{\partial \bar{x}} = \frac{D_i}{K} (1 - \varphi)(\rho - \rho_g), \quad 0 \leq \bar{x} \leq \bar{x}^*;$$

$$\varphi = \exp\left(-\frac{J_0}{\rho D_i} I(\bar{x})\right), \quad 0 \leq \bar{x} < +\infty; \quad (11)$$

$$\theta - \theta_0 = \theta_w \exp\left(-\frac{\rho c D_i}{k} \bar{x}\right),$$

$$I \equiv \int_{\bar{x}}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_a \mu}{R\theta(\bar{x}')}\right) d\bar{x}'. \quad (12)$$

При этом учтено, что для твердых топлив обычно $\rho_g \ll \rho$ и $1 - \varphi(\bar{x}^*) \ll 1$.

Для определения интеграла I была использована следующая аппроксимация:

$$\exp\left(\frac{\rho c D_i \bar{x}}{k}\right) \longrightarrow \left(1 + \frac{\rho c D_i \bar{x}}{k}\right).$$

В частности,

$$I(0) = \frac{kR\theta_w}{\mu E_a \rho c D_i} \exp\left(-\frac{E_a \mu}{R\theta_w}\right). \quad (13)$$

Если обозначить через $\varphi = \varphi_w$ концентрацию твердой фазы энергетического материала на поверхности горения $\bar{x} = 0$, то из уравнения (13) при $y = 0$ найдем выражение для скорости горения D_i :

$$D_i = -\frac{J_0 I(0)}{\rho \ln \varphi_w}. \quad (14)$$

Согласно предлагаемой модели, твердое топливо на его внешней поверхности горения имеет регулярную структуру в виде ячеек с толщиной стенки h_w и размером пор l_0 , которые связаны с φ_w соотношением

$$\left(1 + \frac{h_w}{l_0}\right)^{-3} = 1 - \varphi_w. \quad (15)$$

Процесс пиролиза вызывает уменьшение толщины стенки h_w . Однако значение $h_w = 0$ не может быть достигнуто, поскольку при некотором h_w происходит механическое разрушение стенок под действием изгибающих напряжений σ в стенке, вызванных поровым давлением пиролитических газов p_g .

Идеализированную схему напряженного состояния каждого выступа горячей поверхности можно представить как изгиб консольно-закрепленной балки равномерно распределенным давлением p'_0 . Когда изгибающее напряжение превышает предел прочности твердого топлива при растяжении, происходят отрыв частицы поверхности и ее унос газовым потоком, где эта частица полностью догорает.

В рассматриваемой идеализированной модели эрозионного горения предполагается, что при каждом элементарном разрушении форма диспергированной частицы и форма остаточной поверхности горения остаются подобными (рис. 3).

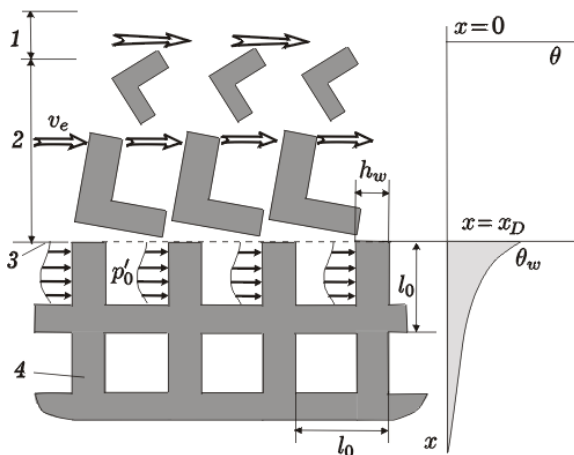


Рис. 3. Схема внешнего эрозионного горения твердого топлива при воздействии внешнего газодинамического потока:

1 — набегающий поток горячего газа; 2 — дисперсные частицы матрицы; 3 — поверхность горения; 4 — твердый каркас матрицы

Значение h_w , при котором происходит деструкция следующего слоя поверхности твердого топлива, определяется формулой для изгибающих напряжений:

$$\left(\frac{h_w}{l_0}\right)^2 = \frac{6(p_g - p_0)}{\sigma_0}, \quad (16)$$

где σ_0 — предельное напряжение при растяжении (прочность) твердого топлива при температуре θ_w .

Выражение для перепада давлений $p_g - p_0$ вблизи поверхности горения найдем с помощью линеаризованной формулы (11):

$$p_g - p_0 = \frac{D_i}{K} \rho(1 - \varphi_w)l_0, \quad (17)$$

где учтено, что на поверхности горения плотность газа в порах много меньше, чем плотность твердой фазы: $\rho_{gw} \ll \rho$.

Подставив формулу (17) в (16), а затем (16) в (15), получим уравнение для φ_w :

$$\varphi_w = 1 - \left\{ 1 + \left[\frac{6D_i \rho l_0}{K \sigma_0} (1 - \varphi_w) \right]^{1/2} \right\}^{-3}. \quad (18)$$

Как правило, $6D_i \rho l_0 / (K \sigma_0) \gg 1$, поэтому решение уравнения (18) можно представить в виде

$$1 - \varphi_w = \left(\frac{K \sigma_0}{6D_i \rho l_0} \right)^{3/5}. \quad (19)$$

Поскольку $\varphi_w < 1$, можно выполнить еще одну аппроксимацию:

$$\ln \varphi_w = \left(\frac{K \sigma_0}{6D_i \rho l_0} \right)^{3/5}. \quad (20)$$

После подстановки формул (13) и (20) в (14) найдем окончательное выражение для скорости эрозионного горения D_i :

$$D_i = D_i^0 \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{n/2} \left(\frac{R_a \theta_w}{\mu E_a} \right)^n \exp \left(- \frac{E_a \mu n}{R_a \theta_w} \right), \quad (21)$$

$$D_i^0 = \left(\frac{6kD_f^0}{\rho c l_0} \right)^n \left(\frac{6\rho l_0}{K \sigma_0} \right)^{2n-1}, \quad n = 5/7.$$

Температуру θ_w можно приближенно вычислить по формуле (7), для нахождения более точного ее значения следует решить уравнение теплопроводности (6).

Выражение (21) для скорости D_i описывает так называемое *фильтрационное* горение твердых топлив. Эта формула также дает экспоненциальную зависимость скорости D_i от температуры поверхности θ_w , подобный результат можно получить из других теорий фильтрационного горения [9]. Согласно формуле (21), зависимость D_i от давления является степенной со степенью, равной 0,36. Основное отличие формулы (21) состоит в том, что предэкспоненциальный

множитель D_i^0 определяется аналитически по формулам (21) и (4), а не в экспериментах, как это предполагается в других теориях фильтрационного горения. Кроме того, множитель D_i^0 зависит не только от теплофизической величины $k\rho c$, но и от коэффициента газопроницаемости K и прочности σ_0 , являющейся нехарактерным параметром для теории горения. Однако влияние механической прочности σ_0 на скорость D_i^0 очень велико, поскольку именно прочность σ_0 определяет условие диспергирования твердого топлива и тем самым режим горения. Точность определения скорости горения с помощью формулы (21) будет оценена далее.

Скорость внешнего эрозионного горения D_e . В отличие от внутреннего эрозионного горения, когда частицы материала поверхности разрушаются под действием внутренних сил (внутрипорового давления), деструкция частиц горячей поверхности (эрозия) при наличии внешнего высокоскоростного потока происходит под действием локального давления $p'_0 = \rho_e u_e^2$ на выступающей части поверхности горения (см. рис. 3).

Схема механической деструкции поверхности твердого топлива при воздействии внешнего потока аналогична схеме внутреннего эрозионного горения, поэтому формулы (9)—(16) также имеют место, но взамен перепада давлений $p_g - p_0$ следует рассматривать скоростной напор p'_0 :

$$(h_w/l_0)^2 = 6p'_0/\sigma_0. \quad (22)$$

Подставив формулу (22) в (16), а затем в (15), найдем выражение для функции φ_w :

$$f(p'_0) \equiv (-\ln \varphi_w)^{-1} = \left[-\ln \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{6p'_0}{\sigma_0} \right)^{1/2} \right]^{-3} \right\} \right]^{-1}. \quad (23)$$

Затем из уравнений (13), (14) и (23) получим выражение для D_e :

$$D_e = D_e^0 f(p'_0) \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{1/4} \left(\frac{R\theta_w}{\mu E_a} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{E_a \mu}{2R\theta_w} \right), \quad (24)$$

$$D_e^0 = \frac{1}{\rho} \left(\frac{6p_a k}{cl_0} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu}{R\theta_0} \right)^{1/4}.$$

Температуру θ_w также можно определить по формуле (7), если известен тепловой поток q_e к поверхности горения. При вычислении температуры θ_w в результате решения уравнений теплопроводности (6) следует учесть условие

$$x_D = \int_0^t (D_i + D_f + D_e) d\tau. \quad (25)$$

Формула (24) вместе с (7) учитывает зависимость скорости горения D_e от всех основных параметров: статического давления p_0 , скоростного напора p'_0 и теплового потока q_e . Последний, в свою очередь, зависит от условий обтекания поверхности внешним горячим потоком, а именно от числа Рейнольдса Re , скорости потока u_e , плотности газа ρ_e и др.

Выражение для теплового потока q_e имеет вид [12]

$$q_e = \frac{\alpha}{c_p} (I_e - c_w \theta_w). \quad (26)$$

Коэффициент теплопереноса α / c_p определяется по формулам из работы [13]:

$$\alpha / c_p = 0,425 \rho_e u_e / \sqrt{Re} \quad (27)$$

для ламинарного потока,

$$\alpha / c_p = 0,038 \rho_e u_e / (Re)^{0,2} \quad (28)$$

для турбулентного режима горячего течения.

Энтальпия набегающего потока на поверхности горения $I_e = c_e \theta_e + \frac{u_e^2}{2} + Q^0$ включает в себя энтальпию стагнации высокоскоростного потока $c_e \theta_e + u_e^2 / 2$ и величину Q^0 , являющуюся полной теплотой горения газообразных продуктов твердого топлива (θ_e — температура внешнего потока до момента зажигания; c_e — теплоемкость газовой фазы).

Экспериментальные исследования и сравнение с теоретическими результатами. Были проведены теоретические вычисления скорости горения D и ее составляющих D_e , D_i и D_0 . При этом бы-

ли выбраны следующие характеристики горючего материала на основе полисилоксановой резины: $\rho = 600 \text{ кг/м}^3$; $c = 0,8 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$; $k\lambda = 0,17 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$; $E_a/R_a = 8,5 \cdot 10^3 \text{ К}^{-1}$; $\sigma_0 = 0,1 \text{ МПа}$; $K = 10^2 \text{ с}$; $\Delta e^* = 2,8 \text{ МДж/кг}$; $\varepsilon = 0,5$; $p_a = 10^5 \text{ Па}$; $l_0 = 10^{-3} \text{ м}$.

Для этих значений предэкспоненциальный множитель J_0 в кинетическом уравнении пиролиза (9) был вычислен по формуле (10):

$$J_0 = 3,3 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \text{ — теоретическое значение;}$$

$$J_0 = 2,5 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \text{ — экспериментальное значение.}$$

Экспериментальное значение J_0 , определенное по термогравиметрической кривой полисилоксанового каучука, оказалось очень близким к расчетному (т. е. того же порядка, что является хорошим результатом, поскольку J_0 обычно изменяется в широком интервале нескольких порядков).

Таким образом, скорости D_f , D_i и D_e были рассчитаны по формулам (5), (21) и (24) для полисилоксанового каучука в виде зависимости скорости от температуры поверхности θ_w . Эти кривые представлены на рис. 4. Результаты получены для статического давления $p_0 = 10^5 \text{ Па}$ и скоростного напора $p'_0 = 10^5 \text{ Па}$. Как следует из рис. 4, скорость свободного горения D_f при этих условиях для полисилоксанового каучука выше скорости внутреннего эрозийного горения D_i , а скорость внешнего эрозийного горения D_e больше, чем D_f .

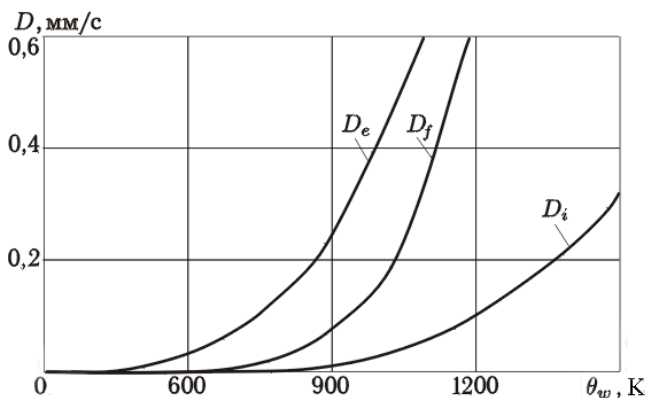


Рис. 4. Зависимости скоростей горения D_f , D_i и D_e от температуры поверхности горения θ_w для полисилоксанового каучука при фиксированном скоростном напоре $p'_0 = 10^5 \text{ Па}$

Однако соотношение $D_i < D_f < D_e$ зависит от условий горения (т. е. значений p_0 , p'_0), вида твердого топлива (т. е. коэффициента газопроницаемости K), прочности σ и др. Для полисилоксановой резины, которая имеет пористость порядка 20 %, газопроницаемость достигает значения $K = 100$ с, что дает низкий уровень порового давления пиролизических газов p_g и, следовательно, малую скорость внутреннего эрозионного горения D_i . Кроме того, как следует из рис. 4, производная $\partial D_f(\theta_w)/\partial \theta_w$ для высоких температур θ_w больше, чем $\partial D_e/\partial \theta_w$. Это свидетельствует о том, что при достаточно больших значениях температуры θ_w (и теплового потока q_e) свободное горение может превалировать над эрозионным.

На рис. 5 показаны расчетные зависимости скоростей горения D_i , D_f , D_e и D от скоростного напора p'_0 для фиксированного значения теплового потока $q_e = 0,75$ МВт/м². Скорости D_i и D_f не зависят от p'_0 , а D_e и D увеличиваются с ростом p'_0 .

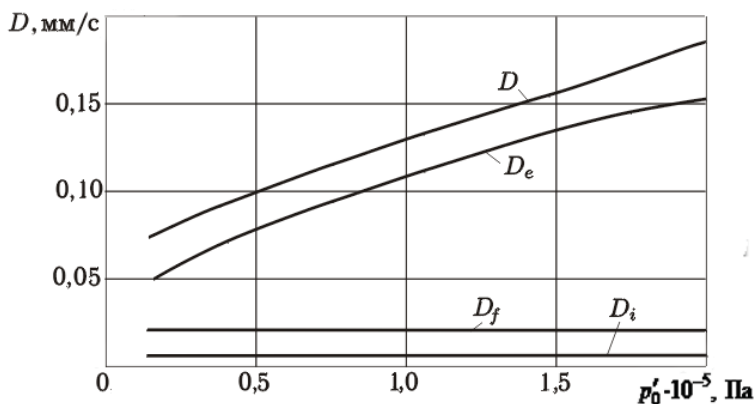


Рис. 5. Зависимости скоростей горения D_f , D_i и D_e от скоростного напора p'_0 для полисилоксанового каучука при $q_e = 0,75$ МВт/м²

На рис. 6 проведено сравнение теоретических значений скорости D и коэффициента эрозионного горения ε с экспериментальными данными (описание экспериментов см. далее). Расчетные результаты для D и ε показаны сплошными линиями. Как следует из этих графиков, согласование расчетных и экспериментальных данных является достаточно хорошим, если учесть довольно большой разброс экспериментальных точек, что характерно для таких газодинамических испытаний.

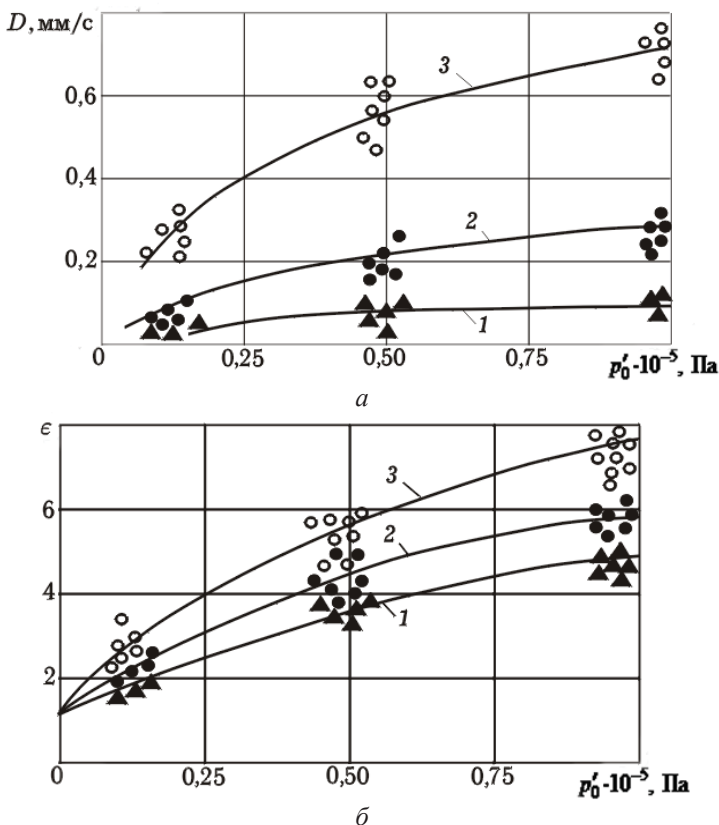


Рис. 6. Зависимости скорости эрозионного горения D (а) и коэффициента ε (б) от скоростного напора p'_0 при $q_e = 0,75$ (1), $1,0$ (2) и $1,5$ МВт/м² (3) для горючего материала на основе полисилоксанового каучука (сплошные линии — теоретические результаты, точки — экспериментальные данные)

Как следует из рис. 5 и 6, для больших значений скоростного напора $p'_0 \geq 0,2 \cdot 10^5$ Па и умеренного теплового потока $q_e \leq 1,0$ МВт/м² внешнее эрозионное горение вносит основной вклад в полную скорость горения D .

Описание экспериментов. Для проверки точности определения скорости эрозионного горения с помощью разработанной модели были использованы результаты экспериментов по горению твердых горючих материалов в высокоскоростном горячем потоке. Был выбран полисилоксановый каучук, содержащий инертный наполнитель в соотношении 1,5 : 1. При пиролизе этого материала кроме таких компонентов, как CO_2 , водяной пар H_2O , появились также горючие составляющие CH_4 , CO , H_2 и др. Их окислителем служит кислород, содержащийся во внешнем набегающем потоке, основную часть которого составляют продукты горения керосина.

Схема экспериментального оборудования дана на рис. 7. Экспериментальный образец материала был установлен на охлаждаемую металлическую плиту и подвергался воздействию высокоскоростного горячего газового потока с параметрами q_e , p'_0 , u_e . Чтобы получить зависимость скорости D от скоростного напора p'_0 и теплового потока q_e , были проведены три серии экспериментов для различных значений p'_0 , u_e , Re при одном и том же значении q_e при разном времени тестирования t .

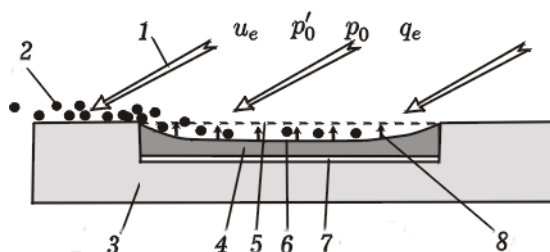


Рис. 7. Схема эрозионного горения образца горючего материала в высокоскоростном газовом потоке:

1 — газодинамический поток; 2 — охлаждаемая металлическая плита; 3 — образец горючего материала; 4, 5 — начальное и текущее положения поверхности горения; 6 — теплоизоляция; 7 — зона эрозионного разрушения материала; 8 — диспергированные частицы материала

- Серия 1: $p'_0 \approx (0,05...0,1) \cdot 10^5$ Па, $q_e \approx 0,1...1,5$ МВт/м², $u_e \approx 30...80$ м/с, $Re \approx 10^5$, $t \approx 100$ с.
- Серия 2: $p'_0 \approx (0,4...0,6) \cdot 10^5$ Па, $q_e \approx 0,5...1,5$ МВт/м², $u_e \approx 150...200$ м/с, $Re \approx 3 \cdot 10^5$, $t \approx 20$ с.
- Серия 3: $p'_0 \approx (0,8...1,0) \cdot 10^5$ Па, $q_e \approx 0,7...2,0$ МВт/м², $u_e \approx 200...290$ м/с, $Re \approx 7 \cdot 10^5$, $t \approx 10$ с.

Во всех трех сериях экспериментов набегающий поток был дозвуковым и ламинарным, поэтому влиянием турбулентности поверхностного слоя на скорость горения можно полностью пренебречь. Такой выбор режимов тестирования позволил оценить влияние скорости потока u_e и скоростного напора p'_0 на скорость эрозионного горения при фиксированных значениях тепловых потоков.

Результаты экспериментов. Результаты экспериментов, полученные в трех сериях, показаны на рис. 6, а для трех значений теплового потока: $q_e = 0,75, 1,0$ и $1,5$ МВт/м².

В испытаниях серии 1 тепловой поток возрастал до максимума ступенчатым образом. Возгорание материала происходило, когда па-

раметр q_e достигал определенного значения, затем горение продолжалось в течение всего эксперимента, а после испытаний фиксировался эрозионный унос поверхности образца материала.

В испытаниях серий 2 и 3 тепловой поток увеличивался до максимального значения в течение очень короткого времени и оставался на этом уровне 10...20 с. Возгорание продуктов пиролиза материала происходило практически сразу и продолжалось в течение всего времени эксперимента. После завершения испытаний наблюдался значительный эрозионный унос материала.

Как следует из рис. 6, а, скоростной напор набегающего потока p'_0 значительно влияет на скорость горения материала при всех трех значениях q_e . Этот эффект можно более наглядно проиллюстрировать в координатах $\varepsilon - p'_0$ (см. рис. 6, б). Скорость горения твердого топлива за счет эрозии поверхности материала под воздействием внешнего потока увеличивается в 5—8 раз при $p'_0 \approx 10^5$ Па. Максимальное значение $\varepsilon \approx 8$ соответствует, как ожидалось, максимальному тепловому потоку $q_e = 1,5$ МВт/м², а минимальное значение $\varepsilon \approx 5$ — минимальному $q_e = 0,75$ МВт/м².

Выводы. Разработана модель эрозионного горения твердых топлив, которая описывает влияние эрозионного разрушения поверхности на скорость горения материала в высокоскоростном потоке. Эта модель дополняет известные модели эрозионного горения, являющиеся схемами турбулентного горения. Сравнение предлагаемой модели с экспериментами по эрозионному горению горючего полисилоксанового каучука продемонстрировало хорошую точность. Показано, что для больших значений скоростного напора и умеренного теплового потока внешнее эрозионное горение вносит основной вклад в полную скорость горения твердого топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Muraour H. // Bull. Soc. Chim. – 1927. – P. 1451.
2. Green L. Erosion combustion of several solid explosive substances // Problems on Rocket Eng. – 1959. – N 2.
3. Вилюнов В. Н., Исаев Ю. М., Кузнецов А. Т. Исследование влияния структуры турбулентности при эрозионном горении конденсированных веществ // Физика горения и взрыва. – 1981. – № 3. – С. 133.
4. Dimitrienko Yu. I. Thermal Stresses and heat-mass-transfer in ablating composite materials // J. of Heat Mass Transfer. – 1995. – N 1. – P. 139–146.
5. Dimitrienko Yu. I., Medvedev Yu. V., Yarceva N. Thermal protective sprayable materials // Preprints of 19th Int. Symp. on Space Technology and Science. Yokohama, Japan. –1994-b-27.

6. Dimitrienko Yu. I., Efremov G. A., Chernyavsky S. A., Medvedev Yu. Theory and synthesis of advanced thermal-protective composite materials // *Applied Composite Materials*. – 1995. – N 6. – P. 367–384.
7. Dimitrienko Yu. I. Mathematical modelling of ceramic composite processing based on combustion // *J. of Mathematical and Computing Modelling*. – 1995. – N 8. – P. 69–83.
8. Dimitrienko Yu. I. Effect of microstructure on erosive combustion of energetic materials // *Proc. of 27th Int. Conf. of ICT «Energetic Materials – Technology, Manufacturing and Processing»*, Karlsruhe, Germany. – 1996. – P. 63.1–63.14.
9. Беляев А. Ф. О горении взрывчатых веществ // *Теория горения взрывчатых веществ*. – М., 1982.
10. Vandenberg J. Erosion combustion of colloidal solid propellants // *Problems on Rocket Eng.* – 1959. – N 3.
11. Dimitrienko Yu. I. Effect of finite deformations on internal heat-mass-transfer in elastomer ablating materials // *J. of Heat Mass Transfer*. – 1997. – N 1. – P. 699–709.
12. Краснов Н. Ф. *Аэродинамика*. – М.: Высш. шк., 1971.
13. Grinfeld M. *Thermodynamic methods in the theory of heterogeneous systems*. – Longman, 1991.

Статья представлена в редакцию 03.07.2012.