

О ВОСПЛАМЕНЕНИИ, НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ И СРЫВЕ ПЛАМЕНИ С ЧАСТИЦЫ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Ю. А. Гостинцев
(Москва)

Отметим основные положения используемой в данной работе модели нестационарного горения. Теория нестационарного горения порохов и ВВ в ее простейшем виде [1, 2] предполагает:

- а) квазистационарность процессов в газовой фазе,
- б) постоянство температуры T_* на поверхности горящего топлива,
- в) отсутствие объемного выделения энергии из-за экзотермических реакций в конденсированной фазе вещества.

В пределах такой математической модели горение (безразлично, стационарное или нестационарное) определяется только текущими значениями градиента температуры $\varphi = (\partial T / \partial x)_s$ на поверхности со стороны к-фазы и n внешних параметров z_i , влияющих на горение (давление, скорость обдувающего потока и т.п.). Так, для скорости горения и температуры пламени имеют место соотношения

$$u = u(z_1, z_2, \dots, z_n, \varphi), \quad T_F = T_F(z_1, z_2, z_3, \dots, z_n, \varphi),$$

причем их можно получить или из экспериментов по определению температурной чувствительности стационарных значений $u^0(z_i, T_0)$ и $T_F^0(z_i, T_0)$ у образца топлива с плоской горячей поверхностью с последующим использованием решения Михельсона $\varphi^0 = u^0(T_* - T_0/\kappa_s)$ для исключения начальной температуры T_0 (κ_s — коэффициент температуропроводности топлива) или после математической конкретизации механизма стационарного горения в газовой фазе.

Существенное значение для установления пределов горения конденсированных систем имеет исследование устойчивости стационарного горения при неизменных внешних параметрах z_i и известной начальной температуре, которое показывает, что в рассматриваемой модели такое горение возможно лишь при выполнении неравенства [1, 2]

$$\varepsilon = \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_0} \right)_z = (T_* - T_0) - 1 \leq 0.$$

Приведем производные $(\partial \varphi^0 / \partial T_0)_z$ и $(\partial \varphi^0 / \partial u^0)_z$. На основании (1) будет

$$\left(\frac{\partial \varphi^0}{\partial T_0} \right)_z = \frac{u^0}{\kappa_s} \varepsilon \leq 0, \quad \left(\frac{\partial \varphi^0}{\partial u^0} \right)_z = \frac{\varepsilon}{\kappa_s} \frac{T_* - T_0}{(\varepsilon + 1)} \leq 0.$$

Устойчивая ветвь кривой $u^0(z_i, \varphi^0)$ при условии $(\partial \ln u^0 / \partial T_0) > 0$ характеризуется отрицательным наклоном $(\partial \varphi^0 / \partial u^0)_z < 0$ и ограничена точкой перегиба $(\partial \varphi^0 / \partial u^0)_z = 0$. Из экспериментов хорошо известен факт невозможности стационарного горения конденсированных систем при очень низких начальных температурах T_0 . Так как $(\partial \varphi^0 / \partial T_0)_z \leq 0$, то в критической точке с $T_{0\min}$, где горение еще существует, наблюдается максимальное при горении значение градиента температуры φ_* на поверхности в к-фазе и минимальное значение скорости u_* . Ввиду универсальности кривой $u(z_i, \varphi)$ те же самые значения φ_* и u_* будут предельными и для нестационарного горения. Таким образом, любой нестационарный процесс с текущим значением градиента температуры в топливе, большим его предельной для данных значений параметров величины, не может быть процессом устойчивого пламенного горения при условии выполнения свойств (а—в).

В целях упрощения анализа в дальнейшем будем рассматривать зависимость стационарной скорости горения от температуры и давления в виде [3]

$$u^0 = u_1 p^\nu (1 + \beta T_0).$$

Тогда для функции $u(p, \varphi)$ и критического градиента φ_* получим

$$u = \frac{u_1 p^\nu (1 + \beta T_*)}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4\beta \kappa \varphi}{u_1 p^\nu (1 + \beta T_*^2)}} \right], \quad (2)$$

$$\varphi_* = \frac{(1 + \beta T_*)^2}{4\beta \kappa} u_1 p^\nu. \quad (3)$$

Перейдем теперь к задаче о воспламенении сферических элементов унитарного топлива.

Воспламенение частицы

Рассмотрим воспламенение сферической частицы ВВ с постоянной по радиусу начальной температурой T_0 при ее внезапном внесении в поток нагретого до температуры $T_g = \text{const}$ газа. Приток тепла из газовой в конденсированную фазу $q = \text{Nu} \lambda_g (T_g - T_s) d$ (Nu — критерий Нуссельта, в общем случае переменный и зависящий от числа Рейнольдса, но в данной статье принятый постоянным, что соответствует слабому проскальзыванию частицы относительно газа: T_s — переменная во время прогрева температура поверхности; d — диаметр частицы) приводит к постепенному прогреванию элемента. Такой режим прогрева будет протекать до тех пор, пока температура поверхности T_s не достигнет известной температуры T_* разложения к-фазы. Начиная с этого момента возможны два различных режима.

Режим вынужденной газификации наблюдается в том случае, если градиент температуры $\varphi = (\partial T / \partial r)_s$ в к-фазе у поверхности частицы при $T_s = T_*$ превышает критическую величину (3), соответствующую предельной для данных внешних условий возможности существования пламени. В таком случае газообразные полупродукты разложения (пары ВВ) могут частично реагировать над поверхностью в индукционном режиме, но тепловой поток в к-фазу, развивающийся при этом, мал по сравнению с потоком от воспламенителя и недостаточен для поддержания пламенного горения. Большая часть тепла, необходимого для эндотермического разложения топлива, поступает к поверхности от источника зажигания, газификация к-фазы прекращается, если этот источник убрать (например, если быстро охладить газ адиабатическим расширением).

Режим горения возможен, когда в конце периода прогрева или в процессе газификации градиент температуры станет меньше предельного значения (3). Тогда вблизи поверхности устанавливается высокотемпературная зона пламени, целиком обеспечивающая подвод тепла для разложения к-фазы, и реализуется режим пламенного горения, скорость которого уже не зависит от температуры воспламеняющего газа, а определяется собственно механизмом горения.

Поскольку в рассматриваемой модели состояние газовой фазы считается квазистационарным (для этого температура воспламенителя должна быть достаточно высокой), то моментом устойчивого воспламенения топлива можно считать момент достижения на его поверхности условий $T_s = T_*$ и $\varphi \leq \varphi_*$. В соответствии с изложенным сформулируем условия, определяющие предысторию воспламенения частицы [4]:

а) режим слабого теплоподвода, когда $Nu \lambda_g (T_g - T_*) < \lambda_s d \varphi_*$ (λ_g и λ_s — коэффициенты теплопроводности газа и топлива). Градиент температуры на поверхности всегда меньше критического, и воспламенение происходит сразу же, как только температура поверхности станет равна температуре газификации;

б) режим сильного теплоподвода $Nu \lambda_g (T_g - T_*) > \lambda_s d \varphi_*$. После достижения на поверхности температуры T_* начинается интенсивное разложение топлива, но горения еще нет, так как φ превышает предельно допустимое для возможности существования пламени значение φ_* . Однако по мере дальнейшего прогрева и уменьшения размеров частицы градиент температуры у поверхности будет уменьшаться и, когда его величина опустится до критической, произойдет воспламенение.

Воспламенение при слабом теплоподводе. Задача о прогреве частицы сферической формы под действием переменного теплового потока

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad 0 \leq r \leq R_0; \\ \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_0} = \frac{\lambda_g}{\lambda_s} \frac{Nu}{2R_0} (T_g - T_s) \text{ при } r = R_0, \\ \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0, \quad T = T_0 \text{ при } t = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

легко решается аналитически [5] и дает

$$\vartheta = \frac{T_g - T}{T_g - T_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left(- \frac{\mu_n^2 t}{t_*} \right) \frac{\sin \mu_n - \mu_n \cos \mu_n}{\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n} \frac{\Delta \sin \left(\mu_n \frac{\xi}{\Delta} \right)}{\mu_n \xi}. \quad (5)$$

Здесь μ_n — корни характеристического уравнения

$$\mu_n \operatorname{ctg} \mu_n + (\Delta - 1) = 0, \quad (6)$$

$t_* = \frac{R_0^2}{\kappa_s}$ — характерное время прогрева частицы; а $\xi = \frac{1}{2} \frac{\lambda_g}{\lambda_s} Nu \frac{r}{R_0} = \Delta \frac{r}{R_0}$ — безразмерная координата. Время t_1 достижения на поверхности сферы температуры разложения T_* определяется из соотношения

$$\vartheta_* = \frac{T_g - T_*}{T_g - T_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left(- \frac{\mu_n^2 t_1}{t_*} \right) \frac{\sin \mu_n - \mu_n \cos \mu_n}{\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n} \cdot \frac{\sin \mu_n}{\mu_n}. \quad (7)$$

На рис. 1 представлена зависимость t_1/t_* от ϑ_* для различных значений параметра $\Delta = \lambda_g Nu / (2\lambda_s)$, характеризующего интенсивность теплоотдачи. Отметим, что в конце периода прогрева безразмерный градиент температуры $(\partial \vartheta / \partial \xi)$ на поверхности ($\xi = \Delta$) равен взятому с обратным знаком значению самой температуры

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right)_{\Delta} = - \vartheta_*. \quad (8)$$

В таблице приведено несколько примеров расчета тепловых характеристик частицы в конце периода прогрева $t = t_1$. Для всех вариантов принято $\kappa_s = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$, $u_0 = a p^v (1 + \beta T_0) = 0,1 \text{ см/сек}$, $\beta = 10^{-3} (\text{°K})^{-1}$,

$R_0, \text{ см}$	$T_*, ^\circ\text{K}$	η	$\varphi_*, ^\circ\text{K/см}$	t_1/t_*	$t_1, \text{ сек}$	$\varphi_1, ^\circ\text{K/см}$	$T_{01}, ^\circ\text{K}$	$u_{\max}, \text{ см/сек}$
$\Delta=0,40; T_d=2000^\circ\text{K}$								
10^{-1}	900	1,368	$6,95 \cdot 10^4$	0,325	3,25	$0,44 \cdot 10^4$	674	0,146
$2 \cdot 10^{-2}$	900	1,368	$6,95 \cdot 10^4$	0,325	0,13	$2,2 \cdot 10^4$	674	0,146
10^{-1}	600	1,625	$4,95 \cdot 10^4$	0,100	1,00	$0,56 \cdot 10^4$	342	0,123
$2 \cdot 10^{-2}$	600	1,625	$4,95 \cdot 10^4$	0,100	$4 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^4$	342	0,123
$\Delta=0,50; T_d=1700^\circ\text{K}$								
10^{-2}	580	1,645	$4,80 \cdot 10^4$	0,100	10^{-2}	$5,6 \cdot 10^4$	350	0,121

$T_0=300^\circ\text{K}$. В первых четырех вариантах в момент достижения на поверхности температуры T_* градиент $\varphi_1 < \varphi_*$, и поэтому при $t=t_1$ имеет место воспламенение, в последнем варианте при $T_s = T_*$ $\varphi_1 > \varphi_*$ и с момента $t=t_1$ начинается вынужденная газификация частицы без пламенного горения.

На основании рис. 1 и таблицы можно сделать вывод о том, что чем больше исходный размер частицы, чем выше температура газификации T_* топлива и слабее интенсивность подогрева Δ , тем ближе в момент воспламенения температурное поле элемента к изотермическому.

Воспламенение при сильном теплоподводе. В этом случае после окончания прогрева частица топлива начинает газифицироваться при постоянной температуре поверхности T_* . Задача о вынужденной газификации сферы в размерных переменных описывается системой [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad 0 \leq r < R_1(t); \\ T = T_* \text{ при } r = R_1(t), \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0, \\ T = T_0(r) \text{ при } t = t_1; \\ \lambda_s \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_1} = (T_g - T_*) \frac{\text{Nu} \lambda_g}{2R_1} + (\rho_s H + l) \frac{dR_1}{dt}; \\ R_1 = R_0 \text{ при } t = t_1. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь последнее уравнение получено из баланса на термически разлагающейся поверхности, а начальное распределение температуры при $t=t_1$ берется из предыдущей задачи о прогреве. После перехода к принятым ранее безразмерным переменным (9) преобразуется в

$$\begin{aligned} L(\vartheta) \equiv \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} - \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right) = 0, \quad \left(0 \leq \xi \leq \delta(\tau) \right); \\ \vartheta = \vartheta_* \text{ при } \xi = \delta(\tau), \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = 0 \text{ при } \xi = 0, \\ \vartheta = \vartheta(\xi) \text{ при } \tau = \tau_1, \\ \frac{d\delta}{d\tau} = -\frac{1}{\gamma} \left[\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right)_\delta + \frac{\kappa_0 \vartheta_*}{\delta} \right], \quad \delta = \delta_0 = \Delta \text{ при } \tau = \tau_1. \end{aligned} \quad (10)$$

(Введены новые обозначения $\tau = t \Delta^2 / t_*$, $\delta = \Delta R_1 / R_0$, $\gamma = (\rho H + l) / \rho c (T_g - T_0)$). Для решения (10) можно воспользоваться методом приведения к обыкновенным дифференциальным уравнениям [6, 7]. Будем, например, искать приближенное решение среди полиномов четвертой степени,

$$\tilde{\vartheta} = \vartheta_* \left[1 + \varphi + \Psi - \varphi \left(\frac{\xi}{\delta} \right)^2 - \Psi \left(\frac{\xi}{\delta} \right)^4 \right], \quad (11)$$

удовлетворяющих двум первым граничным условиям в (10) (Ψ и φ — пока неопределенные функции времени). Потребуем, чтобы (11) в начальный момент времени совпало с точными значениями температуры в центре частицы ϑ_0 и градиента $(\partial\vartheta/\partial\xi)\delta$ на поверхности, имеющими место в конце периода прогрева τ_1 . Производя несложные преобразования, получим тогда с учетом (8) для начальных значений φ_1 и Ψ_1 при $\tau = \tau_1$ соотношения

$$\Phi_1 = 2 \frac{\vartheta_0}{\vartheta_*} - 2 - \frac{\delta_0}{2}, \quad \Psi = 1 - \frac{\vartheta_0}{\vartheta_*} + \frac{\delta_0}{2}, \quad (12)$$

где величина ϑ_0 берется из (5). Составим далее два первых моментных соотношения для нестационарного уравнения теплопроводности из (10)

$$\int_0^{\delta(\tau)} L(\tilde{\vartheta}) \xi^2 d\xi = 0, \quad \int_0^{\delta(\tau)} L(\tilde{\vartheta}) \xi d\xi = 0.$$

Подставляя сюда (11), будем иметь два обыкновенных дифференциальных уравнения для нахождения неизвестных функций $\varphi(\tau)$ и $\Psi(\tau)$.

$$\frac{d\Psi}{d\tau} = \frac{\vartheta_*}{\gamma} \frac{(\delta_0 + 2\varphi - 4\Psi)(14\Phi + 24\Psi)}{\delta^2} - \frac{42\varphi + 140\Psi}{\delta^2}, \quad (13)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = - \frac{\vartheta_*}{\gamma} \frac{(\delta_0 - 2\varphi - 4\Psi)(17\Phi + 30\Psi)}{\delta^2} + \frac{45\varphi + 170\Psi}{\delta^2}. \quad (14)$$

Последнее условие из (10) дает

$$\frac{d\delta}{d\tau} = - \frac{\vartheta_*}{\gamma \delta} (\delta_0 - 2\varphi - 4\Psi). \quad (15)$$

Таким образом, задача о вынужденной газификации топливной частицы сводится к системе трех уравнений (13)–(15) при начальных условиях (12). Для установления момента окончания газификации t_2 и начала воспламенения нужно сверять результаты расчета приведенной системы с условием (3). Например, такой расчет для последнего варианта из таблицы приводит к следующим выводам: время газификации частицы $t_2 = 4,16 \cdot 10^{-3}$ сек, скорость газификации в начале и в конце процесса соответственно $u_1 = 0,081 \Delta R_0 / t_*$ и $u_2 = 0,28 \Delta R_0 / t_*$. В момент окончания режима газификации, когда реализуются условия для существования пламенного горения, скорость разложения топлива изменяется скачком от величины u_2 до скорости горения в момент воспламенения $u_* = 0,608 u^0$. Так как u_* зависит от давления, то такой скачок может быть весьма существенным.

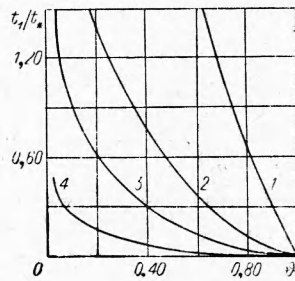


Рис. 1. Относительное время достижения безразмерной температуры разложения на поверхности частицы для параметра Δ , равного 0,10 (1), 0,40 (2), 1,0 (3) и 4,0 (4).

Нестационарное выгорание частицы после воспламенения

Сферическая частица пороха после воспламенения, строго говоря, не может гореть с постоянной скоростью, даже если внешние условия (давление и т. п.) не меняются. Это связано с тем, что, во-первых, в момент воспламенения тепловое состояние к-фазы не соответствует условиям стационарного горения, и, во-вторых, по мере выгорания элемента происходит прогревание его центральной части, которое приводит к постепенному уменьшению градиента температуры в к-фазе у поверхности и к увеличению скорости горения и температуры пламени. Ясно, что нестационарность горения частицы, связанная с разогревом ее центральной части, будет заметна лишь у относительно небольших элементов, размер которых в процессе горения стал сравнимым с характерной толщиной прогретого слоя топлива.

В новых безразмерных переменных

$$\Theta = \frac{T - T_0}{T_* - T_0}; \quad s = \frac{r u^0}{\kappa}, \quad y = t \frac{(u^0)^2}{\kappa}, \quad S = \frac{R_*(t) u^0}{\kappa},$$

$$\pi = \frac{p}{p_0}, \quad \eta = 2 \frac{1 + \beta T_0}{1 + \beta T_*}$$

(p_0 — начальное значение давления; u^0 — скорость стационарного горения плоского элемента полубесконечной толщины при этом давлении; R_* — радиус частицы, в момент воспламенения равный R_0 или R_2 в зависимости от режима) систему уравнений, определяющую нестационарное выгорание сферической частицы, можно записать в виде

$$\frac{\partial \Theta}{\partial y} - \frac{1}{s^2} \frac{\partial}{\partial s} \left(s^2 \frac{\partial \Theta}{\partial s} \right) = 0, \quad \left(0 \leq y \leq y_*, \quad 0 \leq z \leq S(y) \right);$$

$$\Theta = 1 \text{ при } s = S(y), \quad \frac{\partial \Theta}{\partial s} = 0 \text{ при } s = 0, \quad \Theta = \Theta_0(s) \text{ при } y = y_*; \quad (16)$$

$$-\frac{\partial S}{\partial y} = \omega = \frac{\pi^v}{\eta} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{2\eta - \eta^2}{\pi^v} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial s} \right)_s} \right];$$

$$\Theta_F - \Theta_F^0 = \frac{c_s}{c_p} \eta \frac{\omega - \pi^v}{\pi^v (2 - \eta)}.$$

Предпоследнее уравнение в (16) является безразмерной формой записи (2), а последнее выражение, описывающее изменение нестационарной температуры пламени в предположении о полноте выделения химической энергии топлива, получено, с использованием (2), из очевидных соотношений для энтальпий к-фазы и продуктов [1].

Форма записи функций ω и Θ_F в (16) показывает, что в конце выгорания сферической капли топлива ($\partial \Theta / \partial s \rightarrow 0$) нестационарная скорость ее горения возрастает до $2u^0 \pi^v / \eta$, а температура пламени достигает величины $T_F = T_F^0 + c_s (T_* - T_0) / c_p$, когда все тепло, запасенное ранее в прогретом слое к-фазы, полностью возвращается к газообразным продуктам.

Будем в соответствии с методом приведения к обыкновенным дифференциальным уравнениям искать приближенное решение (16) в виде

$$\tilde{\Theta} = 1 + \Phi \left(1 - \frac{s^2}{S^2} \right) + \Psi \left(1 - \frac{s^4}{S^4} \right). \quad (17)$$

Тогда, выполняя операции, аналогичные приведенным в предыдущем пункте, получим систему уравнений, определяющую нестационарное выгорание сферического элемента пороха или ВВ

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi}{dy} &= -\frac{\pi^v}{\eta S} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\eta - \eta^2}{\pi^v S} (2\Phi + 4\Psi)} \right) (17\Phi + 30\Psi) + \\ &\quad + \frac{45\Phi + 170\Psi}{S^2}; \\ \frac{d\Psi}{dy} &= \frac{\pi^v}{\eta S} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\eta - \eta^2}{\pi^v S} (2\Phi + 4\Psi)} \right) (14\Phi - 24\Psi) - \\ &\quad - \frac{42\Phi + 140\Psi}{S^2}; \\ \frac{dS}{dy} &= -\frac{\pi^v}{\eta} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\eta - \eta^2}{\pi^v S} (2\Phi + 4\Psi)} \right).\end{aligned}\quad (18)$$

Начальные значения функций Φ_* и Ψ_* выбираются из условия «стыковки» градиентов температуры на поверхности и температур в центре частицы в момент воспламенения (после окончания t_1 или газификации $t + t_2$).

$$\Phi_* = 2(\Theta_0 - 1) + \frac{S_* \dot{\Theta}_*}{2}, \quad \Psi_* = 1 - \Theta_0 - \frac{S_*}{2} \dot{\Theta}_*. \quad (19)$$

На рис. 2 представлен результат совместного решения (18), (19) для первых четырех примеров таблицы (принято $\pi = 1,0$).

После воспламенения крупных частиц имеет место временное снижение скорости горения (а значит, и температуры пламени). Это объясняется тем, что к моменту воспламенения большая частица оказывается

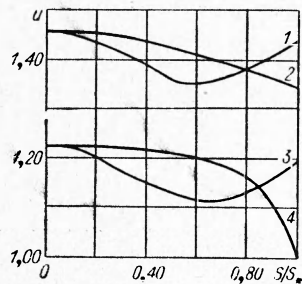


Рис. 2. Зависимость скорости горения от относительного размера выгорающей частицы (μ равно 1,368 (1, 2) и 1,625 (3, 4); S_* равно: 1 — 10; 2—1; 3—10; 4—2).

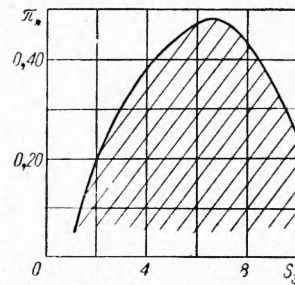


Рис. 3. Необходимая для гашения глубина ступенчатого сброса давления (заштрихованная область) в зависимости от текущего размера горящей частицы (вариант $S_* = 10$, $\eta = 1,625$).

перегретой и происходит быстрое выгорание ее поверхностного слоя, приводящее к увеличению градиента температуры $\partial\Theta/\partial s$ и уменьшению скорости горения. Напротив, малые частицы, хотя и имеющие в момент воспламенения резко неоднородное по радиусу поле температуры, быстро прогреваются и большую часть времени своего существования горят почти с постоянной скоростью в изотермическом режиме.

О гашении частицы

Частица после воспламенения горит нестационарно не только из-за разогрева ее центральной части, но также из-за изменения внешних условий, сопровождающих горение (давление, скорость обдува и т. п.). При этом в течение нестационарного процесса, вызванного внешними параметрами, может возникнуть ситуация, когда горение не только не ускоряется, но даже становится невозможным. Так, известно [2, 8], что при достаточно быстром и глубоком спаде градиент температуры у поверхности к-фазы превышает критическое для текущего давления значение π_* ; пламя срывается, и горение прекращается. Значение нестационарной скорости горения частицы при переменном давлении по-прежнему можно считать по формуле для ω из (16), причем моменту погасания будет соответствовать нулевое значение подкоренного выражения и

$$u_{\min} = u^0 \pi^v / \eta, \quad T_{F \min} = T_F^0 + \frac{c_s}{c_p} \frac{1 - \eta}{2 - \eta} (T_* - T_0).$$

Для замыкания системы уравнения (16) нужно задать закон изменения давления во времени $\pi(y)$. Пусть, например

$$\pi = \begin{cases} 1,0 & \text{при } S \leq S_3 \\ \pi_* < 1,0 & \text{при } S \geq S_3 \end{cases}$$

(S_3 — радиус частицы в момент ступенчатого сброса давления). Согласно (16), в начале процесса скорость горения скачком падает до величины

$$\omega_3 = \frac{\pi^v}{\eta} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\eta - \eta^2}{\pi_*^v} \frac{2\Phi_3 + 4\Psi_3}{S_3}} \right).$$

Если при этом $\pi_*^v S_3 \leq (2\eta - \eta^2)(2\Phi_3 + 4\Psi_3)$, то дальнейшее горение частицы оказывается невозможным. Ясно, что чем ближе тепловое состояние элемента в момент сброса давления к изотермическому (малое значение $(2\Phi_3 + 4\Psi_3)/S_3$), тем больший перепад давлений π_* необходим для гашения частицы. На рис. 3 представлена зависимость необходимой для погасания глубины сброса давления π_* (принято $v = 0,66$) от размера S_3 гасимой частицы для третьего варианта приведенной выше таблицы.

Поступила в редакцию
21/IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12.
2. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3.
3. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1962, 5.
4. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1963, 6.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Вышая школа», 1967.
6. Л. Б. Канторович, В. В. Крылов. Приближенные методы высшего анализа. Физматгиз, 1962.
7. Ю. А. Гостинцев. ФРВ, 1967, 3, 3.
8. Ю. А. Гостинцев, А. Д. Марголин. ФРВ, 1965, 1, 2.