

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ПЕРЕХОД К НЕСТАЦИОНАРНОМУ ГОРЕНИЮ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СМЕСЕВЫХ СИСТЕМ

УДК 536.46+536.2

Г. Н. Исаков

НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете, 634050 Томск

Сформулированы дополнительные соотношения к ранее опубликованной математической модели, позволяющие учесть тепловыделение от агломератов частиц металлов, сгорающих в пределах реакционного слоя смешанного твердого топлива и в парогазовой фазе. Приведены результаты численных расчетов процессов воспламенения и выхода на режим горения смешанного твердого топлива в зависимости от соотношения компонентов и параметров внешней среды.

Практическое использование металлизированных смешанных твердых топлив (СТТ) [1–4] обусловлено необходимостью повысить удельный импульс, скорость и устойчивость горения при повышенных давлениях [1–3].

Механизм горения металлов в составе СТТ [2–4] имеет ряд отличительных особенностей по сравнению с их сгоранием в окислительных средах (воздухе, кислороде, водяном паре) [5–7]. Одна из основных особенностей — агломерация частиц металлов в конденсированной фазе в «кармане» между зернами перхлората аммония (ПХА) [2–4, 8–10]. На основе экспериментальных данных в работе [4] предложено классифицировать структуру агломератов в зависимости от состояния реакционного слоя СТТ, который назван каркасным. В частности, для ряда алюминизированных СТТ образуются так называемые «матричные» агломераты [4, 9]. Этот механизм реализуется для СТТ с полимерными связующими сетчатой структуры, при термодеструкции которых образуется твердый науглероженный каркас.

Другие отличительные особенности — воспламенение частиц металлов и «матричных» агломератов в нижней части каркасного слоя с последующим горением сначала в гетерогенном, а затем в парофазном режимах в пределах реакционного слоя и на поверхности [4, 9, 10]. К сожалению, в [4] отсутствуют количественные оценки доли тепла, выделившегося в реакционном слое при окислении металла в гетерогенном и парофазном режимах, как это сделано в [2], что не позволяет применить предложенную классификацию к конкретным СТТ.

Попытки учесть в математических моделях гетерогенную структуру СТТ были предприняты в работах [8, 11–13], где с помощью формально-кинетического подхода к набору химических реакций [8] удалось учесть основные стадии физико-химических превращений компонентов, включая окисление частиц алюминия [6, 11]. Так, в [11] в рамках одномерной квазистационарной модели описана структура волны горения, где агломерация, воспламенение и горение частиц Al протекают в пределах газофазного пограничного слоя. Сформулировано условие отрыва и уноса частиц Al потоком газообразных продуктов,

оттекающим с поверхности СТТ, которое реализуется в момент воспламенения. Следуя классификации [4], эта модель, по-видимому, применима лишь для смесевых систем, где в качестве горюче-связующего используются полимеры с линейной структурой макромолекул. Для них выполняется условие $T_{ign}^m > T_{dest}$ [4], где T_{ign}^m — температура воспламенения частиц металла, T_{dest} — температура разложения труднолетучих продуктов при деструкции связующего.

Анализ работ [3, 11] показал, что достигнутые в теории агломерации результаты применимы лишь для описания гетерогенной структуры стационарных волн горения СТТ с низкими температурами термодеструкции горюче-связующего в его составе. Отсутствуют какие-либо данные об их использовании в кинетических моделях нестационарного горения, а также для анализа процессов воспламенения СТТ.

В данной работе в рамках кинетической модели воспламенения [12, 13] и модели конкурирующих пламен [14, 15] в приближении квазистационарности процессов в газовой фазе [16] учтено тепловыделение от агломератов частиц металлов, сгорающих в гетерогенном и парофазном режимах в пределах реакционного слоя СТТ.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МАКРОКИНЕТИКА ОКИСЛЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА

Для простоты рассмотрим СТТ с монодисперсными сферическими частицами металла, размеры которых много меньше частиц ПХА. В соответствии с [4] будем считать, что процессы агломерации и воспламенения металла протекают в нижней части реакционного слоя. В качестве условия агломерации можно использовать выражение из [17] для безразмерного параметра Nu_m :

$$Nu_m = \frac{4}{3\pi} \varphi_m D_m p_e \frac{c_{pm}(T_{ign}^m - T_s^0) + L_m}{\nu_s q_w^{abs}}, \quad (1)$$

где φ_m , c_{pm} , L_m — объемная доля, теплоемкость и теплота плавления металла; p_e — внешнее давление; q_w^{abs} — тепловой поток, поглощенный поверхностью СТТ; ν_s — кинематическая вязкость жидкой фазы реакционного слоя СТТ; T_s^0 — начальная температура частиц металла; D_m — диаметр частиц металла.

Считается [17], что при $Nu_m > 1$ агломерация частиц металла в реакционном слое имеет место, а при $Nu_m < 1$ — отсутствует.

Для оценки размеров агломератов воспользуемся результатами работ [3, 10]. В них на основе простейших представлений о распределении частиц металла в ячейках (карманах) в пределах реакционного слоя получены соотношения для расчета средних размеров агломератов D_{agl} . В частности, при известном объемном содержании металла в ячейках φ_m согласно [3]

$$\bar{D}_{agl} = \frac{2}{3} \frac{D_{ox}}{\ln(1 - \varphi_{ox})} \sqrt{\frac{\varphi_m}{1 - \varphi_{ox}}}, \quad (2)$$

где D_{ox} , φ_{ox} — средний диаметр и объемная доля окислителя (ПХА) в составе СТТ. При плотных упаковках зерен ПХА ($\varphi_{ox} \geq 0,5$) справедлива оценка [3]

$$D_{agl} \approx D_{ox} \sqrt[3]{2\varphi_m}. \quad (3)$$

Номер состава	φ_m	D_m , мкм	D_{ox} , мкм	D_{agl} , мкм	D_{agl} , мкм	D_{agl} , мкм
				(при $p_e = 0,1 \div 4$ МПа)	(при $p_e = 0,1 \div 7$ МПа)	(расчет по (4))
1	0,12	14	50	40 [10]	—	31
2	0,12	14	75	60 [10]	—	47
3	0,12	14	200	135 [10]	—	124
4	0,12	14	360	200 [10]	—	224
5	0,27	14	75	80 [10]	—	61
6	0,27	14	200	190 [10]	—	163
7	0,27	14	220	240 [10]	—	179
8	0,12	20	250	—	245 [9]	222
9	0,16	20	270	—	365 [9]	378
10	0,18	20	340	—	430 [9]	346

Примечание. В квадратных скобках приведены литературные источники.

Корреляционные соотношения типа (2) между размерами агломератов и зернами ПХА могут быть получены и для полидисперсных смесевых систем. Так, в [3, 10] приведены формулы для определения среднего размера и ширины спектра агломератов в СТТ, состоящем из зерен ПХА диаметром $100 \div 300$ мкм и частиц Al размером $5 \div 50$ мкм. Расхождение с экспериментом не превышает $\sim 15\%$.

Попытка применить формулу (3) для обработки опытных данных других авторов не принесла успеха. Она, например, плохо соответствует данным [9]. Причин может быть несколько: различные связующие, неодинаковые условия изготовления образцов СТТ и, по-видимому, самое главное, разница начальных размеров частиц Al, используемых в [3, 10] и в [9]. Для этих данных можно ввести эмпирический коэффициент b_{agl} как отношение начального диаметра D_m к некоторому стандартному $D_{m*} \simeq 14$ мкм, который определен по результатам тщательно проведенного статистического анализа выделенных фракций Al [10]. Тогда формула (3) запишется в виде

$$D_{agl} = b_{agl} D_{ox} \sqrt{2\varphi_{ox}}, \quad (4)$$

где $b_{agl} \simeq 1,0$ соответствует данным работы [3], а $b_{agl} \simeq 1,43$ — результатам работы [9]. Расчетные величины для данных [9, 10] сведены в таблицу. Погрешность определения D_{agl} по формуле (4) не превышает $\sim 25\%$.

Макрокинетика процессов воспламенения и горения агломератов частиц металлов с продуктами терморазложения ПХА будем рассматривать в рамках физической модели [4, 9], когда режимы горения частиц (гетерогенный и парофазный) протекают в пределах реакционного слоя и описываются одним и тем же кинетическим законом.

Проанализируем некоторые закономерности процессов окисления металлов. Во многих работах (см., например, [2]) в уравнениях тепломассопереноса и воспламенения скорость окисления записывается в виде [6]

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{k_{0m} C_{ox,m}^{\nu_1}}{\delta^{n_1}} \exp\left(-\frac{E_m}{RT_s}\right), \quad (5)$$

где t — время; δ — толщина окисной пленки; E_m , k_{0m} , ν_1 — энергия активации, предэкспонент и порядок реакции по окислителю; $C_{ox,m}$ — концентрация окислителя на поверхности частиц; T_s — температура; n_1 — показатель степени в законе окисления ($n_1 = 0$ — линей-

ный закон, $n_1 = 1$ — параболический, $n_1 = 2$ — кубический и т. д.); R — универсальная газовая постоянная.

Для определения скорости окисления алюминиевых частиц в кислороде и в водяном паре воспользуемся соотношением [7]

$$\frac{d\eta_m}{dt} = \rho_m C_{ox,m} k_{0m} (1 - \eta_m) \exp\left(-\frac{E_m}{RT_{fl,m}}\right), \quad (6)$$

где η_m — степень превращения металла в окисел, ρ_m — плотность.

По данным [7] кинетические параметры окисления Al молекулярным кислородом следующие: $E_m = 83,8$ кДж/моль, $k_{0m} = 46,1 \cdot 10^6$ м³/(кг·с). В [7] приведены также данные по окислению Al в водяном паре, которые незначительно отличаются от приведенных выше.

Наиболее физически обоснованным является закон [6], однако в модели [12, 13] для упрощения ее численной реализации удобно использовать эмпирическое соотношение [7], так как оно легко приводится к выражению для скорости газофазной реакции горения продуктов газификации ПХА и горюче-связующего. Действительно, умножая обе части уравнения (6) на плотность паров алюминия $\rho_{fl,m}$, получим

$$\rho_{fl,m} \frac{d\eta_m}{dt} = m_{fl,m} = (\rho_{fl,m})^2 k_{0fl,m} (1 - \eta_m) \exp\left(-\frac{E_{fl,m}}{RT_{fl,m}}\right), \quad (7)$$

где $k_{0fl,m} = 46,1 \cdot 10^6 (\rho_m / \rho_{fl,m}) C_{fl,m}$ м³/(кг·с) — предэкспонент парофазной реакции горения Al; $C_{fl,m}$ — концентрация твердого окислителя; $E_{fl,m} \equiv E_m$ — энергия активации.

Согласно [2] температура $T_{fl,m}$ в зоне горения паров Al превосходит температуру T_{fl} факела газофазного пламени на 400 ÷ 600 °С. В дальнейшем принималось $T_{fl,m} = T_{fl} + 500$. Это позволяет не проводить дополнительных расчетов из балансовых соотношений для температуры $T_{fl,m}$ [2, 3].

Плотность паров Al подчиняется уравнению состояния

$$\rho_{fl,m} = p_e M_{fl,m} / RT_{fl,m}, \quad (8)$$

где $M_{fl,m}$ — молекулярная масса продуктов горения паров металла.

Обычно в существующих моделях воспламенения и горения металлизированных СТТ тепловыделение \dot{Q}_+ от гетерогенной реакции окисления частиц металла в реакционном слое не учитывается. Можно предположить, что оно компенсируется поглощением тепла Q_- за счет их плавления. Для подтверждения этого допущения проведем количественную оценку, используя закон окисления частиц, например, в виде (5). Тогда выражение для \dot{Q}_+ запишется

$$\dot{Q}_+ = \left(\frac{S}{V}\right)_{agl} \rho_m Q_m \frac{d(\varphi_m \delta)}{dt} = \varphi_m \rho_m Q_m \left(\frac{S}{V}\right)_{agl} \frac{k_{0m} C_{ox,m}^{\nu_1}}{\delta^{n_1}} \exp\left(-\frac{E_m}{RT_s}\right), \quad (9)$$

где $(S/V)_{agl}$ — удельная поверхность агломератов, равная $6/D_{agl}$ для частиц сферической формы. Если оценку провести интегрально за период времени t_{ign} , то Q_- будет состоять из тепла, затраченного на разогрев частиц металла до температуры плавления, и тепла, выделяемого при плавлении L_m . Для наглядности будем рассматривать отношение Q_+/Q_- в широком диапазоне температур $T_s = T_{ign}$ при $n_1 = 1$ и $\nu_1 = 0,45$ [1-3]:

$$\frac{Q_+}{Q_-} = \frac{6 k_{0m} Q_m C_{ox,m}^{0,45}}{[L_m + c_{pm}(T_s - T_s^0)] a_{agl}} \exp\left(-\frac{E_m}{RT_s}\right), \quad (10)$$

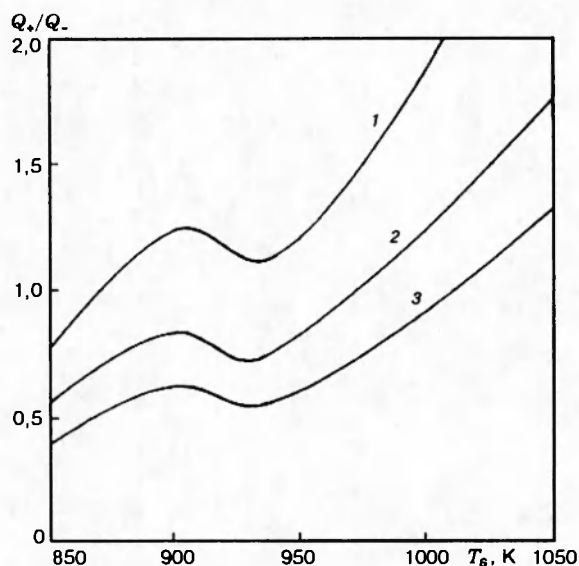


Рис. 1. Зависимость Q_+/Q_- от температуры T_s для различных значений параметра $a_{agl} \cdot 10^{11}$, $\text{м}^2/\text{с}$:
1 — 3, 2 — 4,5, 3 — 6

где $a_{agl} = D_{agl}(\delta/t_{ign})$ — некоторый параметр, совпадающий по размерности с коэффициентами температуропроводности a_s или диффузии D_s . По-видимому, при выполнении условия агломерации (1) коэффициент a_{agl} будет характеризовать процесс распространения зоны плавления и агломерации в реакционном слое. Тогда ее толщину можно оценить как $y_{agl} \approx \sqrt{a_{agl}t}$ и в дальнейшем использовать для согласования исходных данных при проведении физически обоснованных расчетов.

В качестве примера рассмотрим отношение Q_+/Q_- для алюминизированных СТТ по данным работ [2, 6] в диапазоне $T_s = 850 \div 1050$ К, которые наблюдаются на поверхности и в реакционном слое при воспламенении и горении в условиях повышенных давлений [1, 2]. На рис. 1 приведены расчетные зависимости Q_+/Q_- от температуры T_s для различных значений параметра a_{agl} . Проведем оценку реальных значений параметра a_{agl} по данным работы [2]. Так, например, для частиц Al с $D_{agl} \approx 7 \cdot 10^{-6}$ м и $\delta \leq 0,3D_{agl}$ время воспламенения $t_{ign}^m \approx 30$ с. При этом $a_{agl} \leq 4,9 \cdot 10^{-11}$ $\text{м}^2/\text{с}$, а для такого значения a_{agl} (кривая 2 на рис. 1) $Q_+/Q_- \approx 1$ при температуре $T_s = T_{ign} \approx 980$ К, которая для частиц Al выше температуры их плавления (933 К). Данный пример показывает, при каких исходных данных для частиц Al процессы гетерогенного окисления и плавления компенсируют друг друга в предвоспламенительный период и тем самым их можно не учитывать в математической модели [12, 13].

Таким образом, выражение (10) позволяет согласовать исходные данные по геометрическим, теплофизическим и кинетическим характеристикам агломератов частиц так, чтобы выполнялось условие $Q_+/Q_- \approx 1$, определяющее границы применимости модели [12, 13] для модельных и реальных металлизированных СТТ.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИ [12, 13]

В рамках допущения о квазистационарности процессов в газовой фазе [16] для учета в уравнениях и в граничных условиях [12, 13] тепловыделения от агломератов частиц ме-

талла, сгорающих в парофазном режиме, применим модель конкурирующих пламен [3, 14]. Используя эффективные высоты пламен отдельно от окислителя и от горючего и высоту совокупного пламени при сгорании агломератов частиц, а также их массовые скорости горения, будем иметь

$$Q_{fl,m} = \sum_i \varphi_i m_{fl,i} Q_{fl,i}^* Y_{fl,i}^* \exp(-\xi_{fl,i}), \quad i = ox, f, m, \quad (11)$$

где

$$Y_{fl,ox}^* = \frac{\rho_{ox}}{\rho_s} \frac{m_s}{m_{fl,ox} \bar{p}_e^{\delta_{fl}}}, \quad Y_{fl,f}^* = \frac{m_s}{m_{fl,f} \bar{p}_e^{\delta_{fl,f}}} + \frac{0,3}{8} \bar{D}_c, \quad (12)$$

$$Y_{fl,m}^* = \frac{\rho_{ox}}{\rho_s} \frac{m_s}{m_{fl,f} \bar{p}_e^{\delta_{fl,m}}} + 0,3 D_{agl}, \quad Y_{fl}^* = \frac{m_s}{m_{fl} \bar{p}_e^{\delta_{fl}}} + 0,3 D_c, \quad (13)$$

$$m_s = \rho_s k_{0s} \exp\left(-\frac{E_s}{RT_s}\right), \quad m_s = \rho_s U_s^0 \bar{p}_e^{\nu_2} [2], \quad (14)$$

$$m_{fl,ox} = \rho_{fl,ox} k_{0fl,ox} \exp\left(-\frac{E_{fl,ox}}{RT_{fl,ox}}\right), \quad m_{fl,f} = (\rho_{fl,f})^2 k_{0fl,f} \exp\left(-\frac{E_{fl,f}}{RT_{fl,f}}\right). \quad (15)$$

Здесь $\rho_{fl,i}$, $m_{fl,i}$, $\xi_{fl,i}$ — плотность, массовая скорость горения и безразмерная координата i -го компонента в парогазовой фазе; $E_{fl,i}$, $k_{0fl,i}$, $T_{fl,i}$, $\delta_{fl,i}$ — энергия активации, предэкспонент, температура и показатель для i -го компонента в законе скорости горения; m_s , E_s , k_{0s} — массовая скорость, энергия активации и предэкспонент твердофазной реакции; ρ_{ox} , ρ_s — плотности окислителя (ПХА) и твердой фазы соответственно; $\bar{p}_e = p_e/p_e^0$, p_e^0 — начальное давление, равное атмосферному; U_s^0 , δ_{fl} , ν_2 — эмпирические постоянные [2, 3]; $D_c = 2 D_{ox}/3$ — эффективный диаметр зерен окислителя [3]; индекс f соответствует связующему, s — твердой фазе, нуль вверху — начальным условиям.

Выражение (11) для падающего на поверхность СТТ суммарного теплового потока $Q_{fl,m}$ от отдельно взятых пламен получено интегрированием квазистационарного уравнения для газовой фазы (по аналогии с гомогенными топливами [3]). В нем учтены эффективная высота $Y_{fl,i}^*$ и тепловыделение $Q_{fl,i}^*$ в зоне пламени для i -го компонента.

Чтобы обосновать допущение о квазистационарности процессов в парогазовой фазе, проведем оценку времени ее физико-химической релаксации по всем i -м компонентам и сравним с временами прогрева t_s и химического разложения t_s^{ch} конденсированной фазы СТТ [16]. Время химической релаксации i -го компонента в парогазовой фазе или время пребывания в зонах, толщины которых равны эффективным высотам отдельно взятых пламен $Y_{fl,i}^*$, определяются как $t_{fl,i} \approx \rho_{fl,i}/m_{fl,i}$. Согласно [16] $t_s \approx a_s/U_s^2$, а $T_s^{ch} \approx RT_s^2/2 E_s(T_s - T_e^0)$. Допущение о квазистационарности процессов горения в парогазовой фазе выполняется, если

$$t_s \gg t_s^{ch} \gg t_{fl,i}. \quad (16)$$

Проведем простые оценки характерных времен (16) в рамках допущений, сделанных в [12, 13] для типичного СТТ с определенным набором теплофизических и кинетических характеристик [13], а также с учетом экспериментальных данных [1, 2]. Например, в диапазоне давлений $p_e = 0,1 \div 6$ МПа в расчетах необходимо использовать следующие значения характерных температур: $T_s = 935 \div 1050$, $T_{fl} = 2000 \div 2800$, $T_{fl,ox} = 1400$, $T_{fl,m} = 2500 \div 3300$ К.

Характерное время прогрева t_s конденсированной фазы в указанных диапазонах давлений и температур изменяется от $2,8 \cdot 10^{-2}$ до $4,37 \cdot 10^{-3}$ с, а значения остальных характерных величин соответственно равны: $t_s^{ch} \simeq 2,44 \cdot 10^{-3} \div 4,04 \cdot 10^{-4}$, $t_{fl,ox} \simeq 2,46 \cdot 10^{-5}$, $t_{fl,f} \simeq 1,86 \cdot 10^{-5} \div 2,12 \cdot 10^{-7}$, $t_{fl,m} \simeq 0,96 \cdot 10^{-5} \div 0,80 \cdot 10^{-7}$ с. Приведенные оценки показывают, что предположение о безынерционности (квазистационарности) парогазовой фазы выполняется.

Если воспламенение и переход к горению СТТ осуществляются под воздействием переменных факторов с периодическим изменением параметров внешней среды (температуры Θ_e , безразмерного коэффициента теплоотдачи Nu_x [18] или давления \bar{p}_e [16]) либо носят термокинетический характер [13], то дополнительно должны выполняться неравенства $t_{pe} \gg t_{fl,i}$, $t_{pw} \gg t_s$, где t_{pe} , t_{pw} — периоды колебаний внешних факторов [16, 18] и температуры поверхности $\Theta_w(\tau)$ при переходе к горению [13]. Для приведенных выше оценок частота колебаний внешних факторов составляет соответственно $\sim 4 \cdot 10^2$ и $1 \cdot 10^5$ Гц, а частота колебаний температуры $\Theta_w(\tau)$ не должна превышать $\sim 4,0$ и 25 Гц.

Выпишем в безразмерном виде выражения для эффективных высот $\xi_{fl,i}$ отдельно взятых пламен [12–15]:

$$\xi_{fl,i} = (c_{pg}/\lambda_{g,fl,i})m_s Y_{fl,i}^*, \quad i = ox, f, m, \quad (17)$$

— и для высоты ξ_{fl} суммарного пламени [12, 13]:

$$\xi_{fl} = (c_{pg}/\lambda_{g,fl})m_s Y_{fl}^*. \quad (18)$$

Здесь индекс g соответствует газовой фазе.

Для определения численных значений Y_{fl}^* и ξ_{fl} по формулам (13) и (18) необходимо знать суммарную скорость горения m_{fl} компонентов в совокупном газовом и парогазовом пламени. Взяв кинетическое уравнение для массовой скорости горения $m_{fl,m}$ агломератов частиц Al в виде (7), в рамках принятых допущений определим скорость горения m_{fl} через объемные доли исходных компонентов:

$$m_{fl} = \sum_i \varphi_i m_{fl,i}. \quad (19)$$

Выражение (19) позволяет распространить модель конкурирующих пламен [12–15] на случай, когда пламен больше двух. Тогда формула для определения объемной доли φ_{fl} твердого окислителя, прореагировавшего в парогазовой фазе, будет иметь вид

$$\varphi_{fl} = \beta_{fl} C_{fl,ox} \left\{ \left[1 + \frac{C_f + C_{ox}}{C_{ox}} \right] + \sum_i C_i \frac{1 - C_{fl,i}}{C_{fl,ox}} \frac{\rho_{fl,i} Q_{fl,i} \exp(-\xi_{fl,i})}{\rho_{fl} Q_{fl} \exp(-\xi_{fl})} \right\}. \quad (20)$$

Здесь концентрация твердого окислителя $C_{fl,ox}$ определяется по модели конкурирующих пламен [3, 14, 15]:

$$C_{fl,ox} = (Y_{fl,ox}^* - Y_{fl,f}^* - Y_{fl,m}^*)/0,2 D_{ox}. \quad (21)$$

Для замыкания системы уравнений [12, 13] с дополнительными соотношениями (11)–(21) выпишем выражения для теплофизических характеристик СТТ с учетом объемной доли частиц металла:

$$\rho_s c_{ps} = \sum_i \varphi_i \rho_i c_{pi}, \quad \rho_s = \sum_i \varphi_i \rho_i, \quad (22)$$

$$\lambda_s = \lambda'_s \left[1 + \varphi_{r1} \left(\frac{\lambda'_s}{\lambda_m - \lambda'_s} + \frac{1 - \varphi_m}{3} \right)^{-1} \right], \quad \lambda'_s = \varphi_{ox} \lambda_{ox} + \varphi_f \lambda_f. \quad (23)$$

Выражение (23) есть формула Оделевского [19] для теплопроводности гетерогенной системы с включениями, теплопроводность которых (в данном случае λ_m) превосходит λ'_s .

Теплоемкость газовой фазы c_{pg} считается постоянной, а уравнения для плотности и теплопроводности паро- и газообразных продуктов горения имеют вид [3, 13]

$$\rho_{fl,i} = p_e M_{fl,i} / RT_{fl,i}, \quad \lambda_{g,fl,i} = (1 - \varphi_m) \lambda'_{g,fl,i} + \varphi_m \lambda'_m, \quad (24)$$

где $\lambda'_{g,fl,i} = 23 \cdot 10^{-4} \sqrt{0,5(T_{fl,i} + T_s^0)}$, а λ'_m — теплопроводность окисла.

Одним из важнейших механизмов переноса тепла от факела пламени к поверхности металлизированных СТТ при горении является радиационное излучение. Известно [2], что излучательная способность (степень черноты) факела пламени с металлическими частицами $\varepsilon_{fl,m} \approx 0,8 \div 0,85$. Поскольку температура горения частиц $T_{fl,m} > T_{fl} \gg T_w$, перенос тепла излучением можно описать законом Стефана — Больцмана

$$q_{rw}^{fl,m} = \sigma A_{\varepsilon_{ff}}^{fl,m} T_{fl,m}^4 (1 - T_w^4 / T_{fl,m}^4) \quad (25)$$

или в безразмерном виде [13, 20] $\bar{q}_{rw}^{fl,m} = q_{rw}^{fl,m} / q_*$, $q_* = \lambda_s R T_*^2 / y_* E_{ox}$, где y_* , T_* , q_* — масштабы длины, температуры и теплового потока [13, 20]; $A_{\varepsilon_{ff}}^{fl,m}$ — функция радиационных параметров факела пламени ($\varepsilon_{fl,m}$) и поверхности горения (ε_w) [20].

Таким образом, дополнительные соотношения (11)–(21) с выражениями для теплофизических характеристик (22)–(24) позволяют учесть в математической модели [12, 13] влияние металлов на коэффициенты переноса, а также определить суммарное тепловыделение $Q_{fl,m}$ от отдельно взятых газофазных и парофазных пламен окислителя, горючего и агломератов частиц металла.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку рассматриваемые режимы воспламенения и перехода к горению СТТ характеризуются максимумом тепловыделения на поверхности [3, 13, 18, 20], а диапазон низкочастотных колебаний параметров внешней среды [16, 18] и температуры $\Theta_w(\tau)$ [13] не выходит за рамки допущения о квазистационарности процессов в газовой фазе (16), проведем анализ этих режимов по временным зависимостям $\Theta_w(\tau)$ и $\eta_{iw}(\tau)$. Для этого систему дифференциальных уравнений в частных производных из [13] сведем к системе интегральных уравнений типа уравнений Вольтерра [18, 20], в которых тепловой поток от паро- и газофазных реакций учитывается по соотношению (11). Будем считать, что до момента воспламенения τ_{ign} скорость горения U_s мала и в уравнениях [12, 13] можно не учитывать конвективные члены с U_s . Тогда при $\tau \leq \tau_{ign}$ будем иметь

$$\Theta_w(\tau) = \Theta_\varepsilon^0 + \int_0^{\tau_{ign}} \frac{\bar{Q}_w(\Theta_w, \tau') d\tau'}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} + \int_0^{\tau_{ign}} \left[\varphi_{ox} \Delta_{ox} (1 - \eta_{ox,w})^{nox} \exp\left(\frac{b_{ox} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau' -$$

$$- \int_0^{\tau_{ign}} \left[\varphi_f \Delta_f (1 - \eta_{fw})^{nf} \exp\left(\frac{b_f \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau' + \int_0^{\tau_{ign}} \left[\varphi_{ws} \frac{\Delta_{ws} (1 - \eta_{ws})}{(1 + \beta \Theta_w)^\nu} \exp\left(\frac{b_w \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (26)$$

$$\eta_{ox,w}(\tau) = \int_0^{\tau_{ign}} \left[\gamma_{ox} \Delta_{ox} (1 - \eta_{ox,w})^{nox} \exp\left(\frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau'. \quad (27)$$

$$\eta_{fw}(\tau) = \int_0^{\tau_{ign}} \left[\gamma_f \Delta_f (1 - \eta_{fw})^{n_f} \exp\left(-\frac{b_f \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (28)$$

$$\eta_{ws}(\tau) = \int_0^{\tau_{ign}} \left[\gamma_{ws} \Delta_{ws} \frac{1 - \eta_{ws}}{(1 + \beta \Theta_w)^\nu} \exp\left(\frac{b_w \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (29)$$

где

$$Q'_w(\Theta_w, \tau) = Nu_x \left(1 - \frac{\Delta \alpha_x}{\alpha_x}\right) (\Theta_e - \Theta_w) + \bar{q}_{rw}(\Theta_w) + \frac{1}{\gamma_{fl}} \frac{d(\varphi_{fl} \eta_{fl,w})}{d\tau} - \frac{1}{\gamma_v} \frac{d(\varphi_v \eta_{vw})}{d\tau}, \quad (30)$$

$$\frac{d(\varphi_{fl} \eta_{fl,w})}{d\tau} = \varphi_{fl} \gamma_{fl} \Delta_{fl} \frac{1 - \eta_{fl,w}}{(1 + \beta \Theta_w)^2} \exp\left(\frac{b_{fl} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right), \quad (31)$$

$$\frac{d(\varphi_v \eta_{vw})}{d\tau} = \varphi_v \gamma_v \Delta_v \frac{1 - \eta_{vw}}{(1 + \beta \Theta_w)^{0,5}} (1 - \bar{p}_{vw}) \exp\left(\frac{b_v \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right). \quad (32)$$

Обыкновенные дифференциальные уравнения (31) и (32) легко приводятся к интегральным по аналогии с уравнениями (27)–(29):

$$\eta_{fl,w}(\tau) = \int_0^{\tau_{ign}} \left[\gamma_{fl} \Delta_{fl} \frac{1 - \eta_{fl,w}}{(1 + \beta \Theta_w)^2} \exp\left(\frac{b_{fl} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (33)$$

$$\eta_{vw}(\tau) = \int_0^{\tau_{ign}} \left[\gamma_v \Delta_v \frac{1 - \eta_{vw}}{(1 + \beta \Theta_w)^{0,5}} (1 - \bar{p}_{vw}) \exp\left(\frac{b_v \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau'. \quad (34)$$

В послевоспламенительный период ($\tau \geq \tau_{ign}$) при переходе СТТ к горению в уравнениях (26)–(28) необходимо учитывать движение границы $U_s > 0$ (или в безразмерном виде число Дамкелера $Da_s = U_s y_* / a_s > 0$, $y_*^2 = a_s t_*$, t_* — масштаб времени [13]), а в граничном условии (30) вместо лучистого теплового потока от внешних источников $\bar{q}_{rw}(\Theta_w)$ надо (в виде (25)) учитывать поток излучения от металлических частиц, сгорающих в факеле пламени. Тогда при $\tau \geq \tau_{ign}$ будем иметь следующую систему интегральных уравнений:

$$\Theta_w(\tau) = \Theta_{ign} + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \frac{\bar{Q}'_w(\Theta_w, \tau')}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau' + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\varphi_{ox} \Delta_{ox} (1 - \eta_{ox,w})^{n_{ox}} \exp\left(\frac{b_{ox} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau' -$$

$$- \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\varphi_f \Delta_f (1 - \eta_{fw})^{n_f} \exp\left(\frac{b_f \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau' + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\varphi_{ws} \frac{1 - \eta_{ws}}{(1 + \beta \Theta_w)^\nu} \exp\left(\frac{b_w \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (35)$$

$$\eta_{ox,w}(\tau) = \eta_{ox,w}(\tau_{ign}) + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \frac{Da_s (1 - \eta_{ox,w})}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau' + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\Delta_{ox} \gamma_{ox} (1 - \eta_{ox,w})^{n_{ox}} \exp\left(\frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (36)$$

$$\eta_{fw}(\tau) = \eta_{fw}(\tau_{ign}) + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \frac{Da_s (1 - \eta_{fw})}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau' + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\Delta_f \gamma_f (1 - \eta_{fw})^{n_f} \exp\left(\frac{b_f \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (37)$$

$$\eta_{ws}(\tau) = \eta_{ws}(\tau_{ign}) + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\Delta_{ws} \gamma_{ws} \frac{1 - \eta_{ws}}{(1 + \beta \Theta_w)^\nu} \exp\left(\frac{b_w \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}\right) \right] d\tau'. \quad (38)$$

где

$$Q'_w(Q_w, \tau') = \text{Nu}_x \left(1 - \frac{\Delta\alpha_x}{\alpha_x}\right) (\Theta_e - \Theta_w) + \bar{q}_{rw}^{fl,m}(\Theta_w) + \left(1 + \frac{\varphi_{ox}}{\gamma_{ox}} c_{p,ox} - \frac{\varphi_f}{\gamma_f} \bar{c}_{pf}\right) \text{Da}_s \Theta_w + \\ + \varphi_{fl} \Delta_{fl} \frac{1 - \eta_{fl,r_1}}{(1 + \beta\Theta_w)^2} \exp\left(\frac{b_{fl}\Theta_w}{1 + \beta\Theta_w}\right) - \varphi_v \Delta_v \frac{1 - \eta_{vw}}{(1 + \beta\Theta_w)^{0,5}} (1 - \bar{p}_{vw}) \exp\left(\frac{b_v\Theta_w}{1 + \beta\Theta_w}\right), \quad (39)$$

$$\eta_{fl,w}(\tau) = \eta_{fl,w}(\tau_{ign}) + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\Delta_{fl} \gamma_{fl} \frac{1 - \eta_{fl,w}}{(1 + \beta\Theta_w)^2} \exp\left(\frac{b_{fl}\Theta_w}{1 + \beta\Theta_w}\right) \right] d\tau', \quad (40)$$

$$\eta_{vw}(\tau) = \eta_{vw}(\tau_{ign}) + \int_{\tau_{ign}}^{\tau} \left[\Delta_v \gamma_v \frac{1 - \eta_{vw}}{(1 + \beta\Theta_w)^{0,5}} (1 - \bar{p}_{vw}) \exp\left(\frac{b_v\Theta_w}{1 + \beta\Theta_w}\right) \right] d\tau'. \quad (41)$$

В уравнениях (26)–(41) приняты следующие обозначения безразмерных переменных и параметров [13, 20]: τ — время; Θ — температуры; η — степень фазового превращения компонентов; φ — объемная доля; n, ν — порядок реакции; Δ — параметр, характеризующий интенсивность химической реакции; β, γ, b, W — параметры; Δ_v, p_{vw} — интенсивность испарения и парциальное давление паров испаряющегося брутто-компонента на поверхности [13]; $\Delta\alpha_x/\alpha_x$ — изменение коэффициента теплоотдачи α_x за счет вдува W , [13, 20]; индексы: s — твердое тело, f — горючее, ox — твердый окислитель, e — внешняя среда, w — гетерогенное, v — поверхностное, $*$ — характерное, 0 — начальное, fl — пламя, g — газ, r — лучистое, ws — гетерогенное вокруг зерна ПХА, rad — излучающая стенка, ign — воспламенение (зажигание), m — металл.

Безразмерные значения $\bar{c}_{pj} = (RT_*^2/E_{ox})(c_{pj}/Q_j)$, $j = ox, f$, определяются по исходным данным для окислителя (теплоемкость $c_{p,ox}$, тепловой эффект Q_{ox} , энергия активации E_{ox}) и горюче-связующего (теплоемкость $c_{p,f}$, тепловой эффект Q_f) и по величине характерной температуры T_* [12, 13, 20].

Для численного решения систем уравнений (26)–(34) и (35)–(41) использован экономичный метод двусторонних приближений [12, 13, 20] за счет более рационального выбора начального приближения на каждом итерационном цикле [18].

Численно было исследовано горение СТТ двух типов с различным объемным содержанием компонентов. В первом случае $\varphi'_{ox} = 0,659$; $\varphi'_f = 0,219$; $\varphi'_m = 0,122$. В соответствии с двустадийным механизмом термодеструкции связующего и окислителя [12, 13] φ'_{ox} и φ'_f перераспределялись на легколетучие (низкотемпературные) φ_v и труднолетучие, высокотемпературные (φ_{ox} и φ_f) остатки таким образом, чтобы $\varphi_{ox} + \varphi_f + \varphi_v + \varphi_m = 1$. Результаты численных расчетов, представленные на рис. 2 и 3, получены при следующих значениях безразмерных параметров: $\Theta_s^0 = -1,24$, $\beta = 0,0512$, $\Theta_e = 11,1$, $\bar{q}_{rw} = 0,544$, $\Theta_{rad} = 14,4$, $\text{Nu}_x = 0,0266$, $\varphi_v = 0,318$, $\varphi_{fl} = 0,0468$, $\varphi_f = 0,154$, $\varphi_{ox} = 0,406$, $\varphi_{ws} = 0,063$, $n_v = 0,5$, $n_{ox} = n_f = 1$, $\nu = 0,25$, $b_f = 1,31$, $b_v = 0,3918$, $b_w = 0,6549$, $b_{ox} = 1$, $W_v = 39,9$, $W_{ox} = W_f = W_{fl} = W_{ws} = 0$, $\gamma_v = 0,158$, $\gamma_{fl} = 0,0565$, $\gamma_f = 0,0299$, $\Delta_v = 131,4$, $\Delta_{fl} = 491,9$, $n_{fl} = 2$, $\Delta_f = 1,25$, $\Delta_{ox} = 1$, $\Delta_{ws} = 20,38$, $b_{fl} = 0,3982$, $\text{Da}_s = 0,621$, $\gamma_{ws} = 0,0739$, $\gamma_{ox} = 0,0361$.

Безразмерный тепловой поток от пламени с металлическими частицами при $\tau > \tau_{ign}$ в соответствии с (25) равен $\bar{q}_{rw}^{fl,m} = 6,91$.

Проанализируем представленные на рис. 2 временные зависимости температуры Θ_w и степени превращения компонентов за счет испарения легколетучих (η_{vw}), термодеструк-

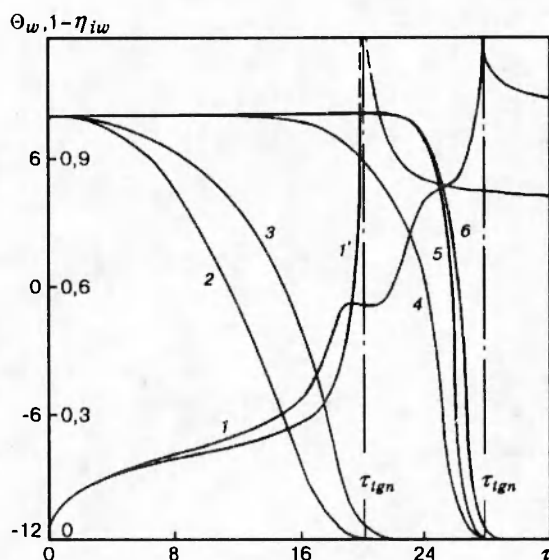


Рис. 2. Временные зависимости температуры поверхности Θ_w (1, 1') и степени превращения компонентов:

2 — η_{vw} , 3 — $\eta_{fl,w}$, 4 — η_{ws} , 5 — η_{fw} , 6 — $\eta_{ox,w}$

ции труднолетучих в полимерном связующем (η_{fw}) и твердом окислителе ($\eta_{ox,w}$), а также за счет их гетерогенного реагирования (η_{ws}) в твердой фазе [12, 13]. Поведение температуры поверхности $\Theta_w(\tau)$ (кривая 1 на рис. 2) для многокомпонентного СТТ качественно отличается от классической кривой 1', когда процесс воспламенения (зажигания) описывается одной твердофазной брутто-реакцией [3, 18] или переходит в газофазное горение также с одной брутто-реакцией [21]. Наличие в составе СТТ большого количества легколетучих ($\varphi_v = 0,318$) приводит к тому, что мелкодисперсные частицы Al покидают поверхность, так и не воспламенившись в пределах реакционного слоя. Возможное догорание легколетучих и частиц Al в газовой фазе (вспышка) повышает температуру поверхности Θ_w (участок $-6 < \Theta_w < -1$), однако затем в диапазоне $17 < \tau < 20$ на кривой 1 образуется плато. Интенсивное тепловыделение от гетерогенного взаимодействия в твердой фазе труднолетучих остатков связующего и окислителя снова повышает температуру Θ_w на участке $-1 < \Theta_w < 4,5$ до тех пор, пока не наступает полное выгорание компонентов. В результате скорость нарастания $d\Theta_w/d\tau$ замедляется и образуется второе «плато-ступень». Повышение Θ_w в дальнейшем обусловлено экзотермической реакцией разложения окислителя, тепловыделение от которой собственно и приводит к воспламенению СТТ ($\tau_{ign} = 27,5$) с последующим выходом на режим горения при $\Theta_{comb} \simeq 8$. Такой многоступенчатый характер поведения $\Theta_w(\tau)$ при воспламенении СТТ наблюдается в гетерогенных системах, где имеется значительное количество легколетучих компонентов и выполняется условие газодинамического отрыва частиц Al от поверхности [11]. Следуя классификации [4], это наблюдается в СТТ, где в качестве горюче-связующего используются полимеры с линейной структурой макромолекул.

Рассмотрим другой предельный случай, когда металлические частицы (например, алюминиевые [4, 9]) химически реагируют и сгорают в парофазном режиме, находясь в пределах реакционного слоя, и на поверхности СТТ [4, 9]. Такой тип СТТ согласно классификации [4, 9] соответствует топливам, у которых в качестве горюче-связующего высту-

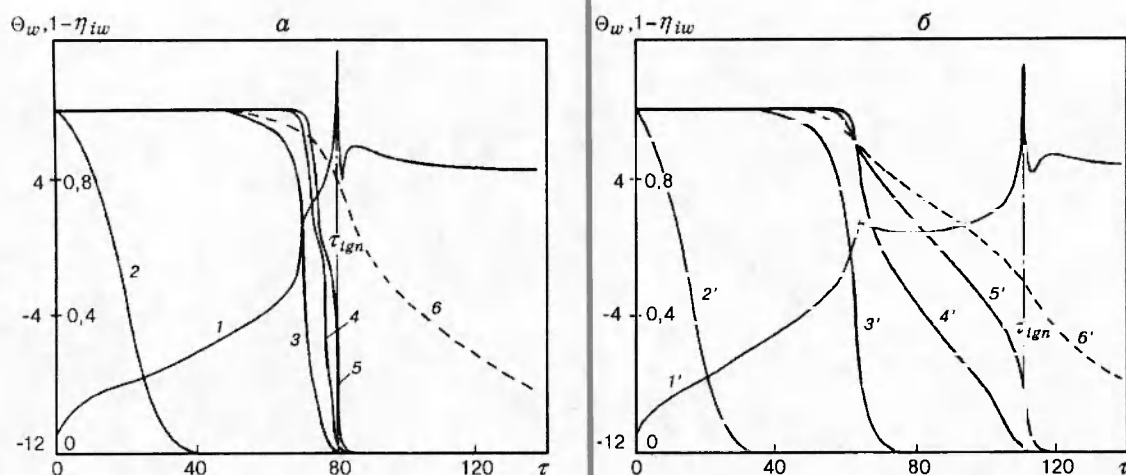


Рис. 3. Влияние соотношения компонентов φ в СТТ первого (а) и второго (б) типов на динамику изменения Θ_w (1, 1') и степени превращения компонентов η_{iw} при частичной блокировке гетерогенной реакции η_{ws} :

2, 2' — η_{vw} ; 3, 3' — η_{ws} ; 4, 4' — η_{fw} ; 5, 5' — $\eta_{x,w}$; 6, 6' — $\eta_{fl,w}$

пают полимеры с сетчатым строением макромолекул и при термодеструкции образуется науглерожанный каркас.

Кривые 1-6, представленные на рис. 3,а, получены для соотношения компонентов $\varphi'_{ox} = 0,659$, $\varphi'_f = 0,219$, $\varphi'_m = 0,122$. Другие параметры имеют следующие значения: $Nu_x = 0,0186$, $\bar{q}_{rw} = 0,5168$, $\varphi_v = 0,344$, $\varphi_{fl} = 0,459$, $\varphi_f = 0,236$, $\varphi_{ox} = 0,319$, $\varphi_{ws} = 0,0753$, $W_v = 104,6$, $\gamma_v = 0,173$, $\gamma_{fl} = 0,0155$, $\gamma_f = 0,0287$, $\gamma_{ox} = 0,0346$, $\gamma_{ws} = 0,0904$, $\Delta_v = 237,7$, $\Delta_{fl} = 1,121$, $\Delta_{ws} = 18,73$, $\bar{q}_{rw}^{fl,m} = 4,814$. Остальные параметры соответствуют данным рис. 2.

В этом предельном случае высокотемпературная деструкция связующего, разложение окислителя и их гетерогенное взаимодействие с выделением тепла в пределах реакционного слоя (см. на рис. 3,а зависимости 3-5 соответственно) приводят к воспламенению СТТ (кривая 1), однако парофазное догорание частиц металла протекает уже в переходном режиме горения СТТ с возможным накоплением Al на поверхности (дополнительная агломерация).

Интересно проследить процесс воспламенения СТТ второго типа со значительным объемным содержанием горюче-связующего или труднолетучего пластификатора. Кривые 1'-6' на рис. 3,б получены для СТТ с содержанием компонентов $\varphi'_{ox} = 0,452$, $\varphi'_f = 0,465$, $\varphi'_m = 0,083$. Значения остальных параметров следующие: $Nu_x = 0,02087$, $\bar{q}_{rw} = 0,5655$, $\varphi_v = 0,378$, $\varphi_{fl} = 0,3744$, $\varphi_f = 0,297$, $\varphi_{ox} = 0,242$, $\varphi_{ws} = 0,0719$, $\gamma_v = 0,1679$, $\bar{w}_v = 112,3$, $\gamma_{fl} = 0,0165$, $\gamma_f = 0,0276$, $\gamma_{ox} = 0,0333$, $\gamma_{ws} = 0,1282$, $\Delta_v = 217,1$, $\Delta_{fl} = 1,374$, $\Delta_{ws} = 17,0$, $\bar{q}_{rw}^{fl,m} = 3,365$. Увеличение доли связующего или труднолетучего пластификатора в СТТ приводит к задержке воспламенения, при этом на кривой $\Theta_w(\tau)$ при $\tau = 65$ наблюдается понижение температуры. Тенденция к повышению температуры имеет место лишь при значительном выгорании связующего ($\eta_{fv} > 0,3$ на кривой 4'), после чего происходит собственно воспламенение за счет тепловыделения от экзотермического превращения труднолетучих остатков окислителя ($\eta_{ox,w}$) и парофазного горения металлических агломератов ($\eta_{fl,m}$) в пределах реакционного слоя. Анализируя кинетические кривые $\eta_{ws}(\tau)$ и $\eta_{fl,m}(\tau)$, можно представить следующую физическую картину протекания процессов в

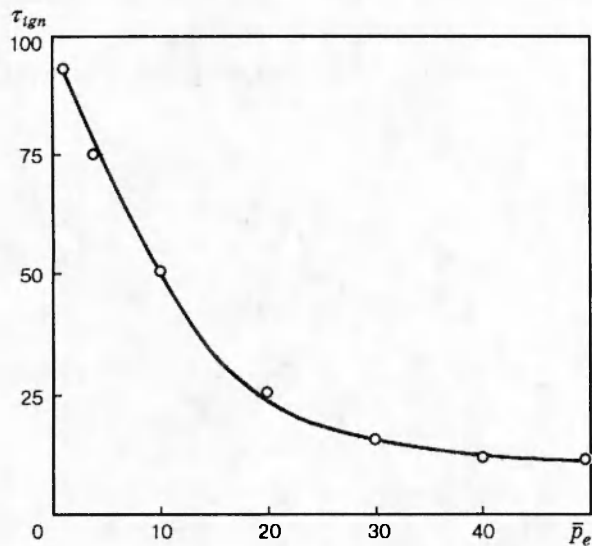


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость времени зажигания от внешнего давления при $C_e = 0$ (атмосфера азота)

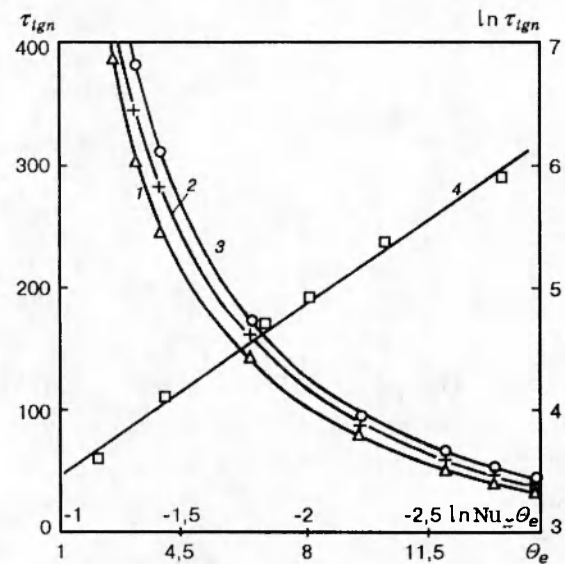


Рис. 5

Рис. 5. Зависимости времени зажигания от температуры Θ_e , концентрации кислорода C_e , коэффициента теплоотдачи Nu_x и произведения $Nu_x \Theta_e$ при $p_e = 1$:

1 — $C_e = 0,98$, $Nu_x = 0,0202$; 2 — $C_e = 0,23$, $Nu_x = 0,0191$; 3 — $C_e = 0$, $Nu_x = 0,0185$; 4 — $\ln \tau_{ign} = f(\ln Nu_x \Theta_e)$ при $C_e = 0,98$

этот период времени. Поскольку мелкодисперсные частицы Al не покидают поверхности СТТ, они накапливаются вокруг зерен ПХА [22]. Это приводит, по-видимому, к частичной блокировке и диффузионному торможению гетерогенной реакции с последующим выключением. В кинетическом представлении это означает ее быстрое завершение ($\eta_{ws} \rightarrow 0$) (кривые 3 и 3'). Такая интерпретация физико-химических процессов в реакционном слое СТТ косвенно подтверждает механизм образования матричных агломератов Al [4, 9, 22] и их парофазное сгорание в пределах реакционного слоя. На рис. 3 это можно проследить по кривым 6 и 6', когда превращение компонентов в пламенах завершается в переходном режиме горения СТТ при $\tau > \tau_{ign}$.

В рамках предложенной модели [12, 13] с дополнительными соотношениями (11)–(21) представляет интерес рассмотреть влияние внешних факторов \bar{p}_e , C_e и Θ_e на время воспламенения (зажигания) τ_{ign} металлизированных СТТ. На рис. 4 представлена зависимость времени τ_{ign} от давления \bar{p}_e при $C_e = 0$, $Nu_x = 0,0186$ и $\bar{q}_{rw} = 0,471$. Остальные параметры соответствуют рис. 2. Как следует из рис. 4, в диапазоне $1 < \bar{p}_e < 30$ происходит существенное уменьшение времени зажигания τ_{ign} (в 5,5 раза), а при $\bar{p}_e > 30$ не больше, чем в 1,5 раза. Это связано с резким уменьшением эффективных высот отдельно взятых пламен $Y_{fl,i}^*$ (см. выражения (11)–(13)) и с увеличением теплоприхода из газовой фазы при $\bar{p}_e > 30$, что качественно согласуется с аналогичной зависимостью для неметаллизированных СТТ [12, 13] и подтверждается экспериментальными данными [1]. Кроме того, интенсифицируется протекание гетерогенной реакции, и возрастает конвективный теплообмен при повышенных давлениях.

В заключение проанализируем зависимости времени зажигания от безразмерного коэффициента теплоотдачи Nu_x , температуры Θ_e и концентрации кислорода C_e в газовом потоке при $\bar{p}_e = 1$, приведенные на рис. 5. Зависимости получены при следующих входных данных:

$$b_{fl} = 0,4231, \quad \varphi_{fl} = 0,57, \quad \gamma_{fl} = 0,0141, \quad \Delta_{fl} = 0,772, \quad \Delta_v = 262,8;$$

$$C_e = 0: \quad \gamma_{ws} = 0,0569, \quad \Delta_{ws} = 20,38, \quad W_v = 99,1;$$

$$C_e = 0,23: \quad \gamma_{ws} = 0,0437, \quad \Delta_{ws} = 21,38, \quad W_v = 95,44;$$

$$C_e = 0,98: \quad \gamma_{ws} = 0,0331, \quad \Delta_{ws} = 24,12, \quad W_v = 85,64.$$

Параметры Θ_{rad} и \bar{q}_{rw} изменялись в диапазонах $3,5 \div 19,5$ и $0,12 \div 0,84$ соответственно и пропорционально изменению температуры Θ_e в диапазоне $2,2 \div 15$.

Кривые $\tau_{ign}(\Theta_e)$ на рис. 5 можно описать степенными функциями ($\tau_{ign} \sim \Theta_e^{-1,4}$), а зависимость времени τ_{ign} от произведения $Nu_x \Theta_e$, представленная в логарифмических координатах, близка к линейной. Эти данные могут быть использованы при прогнозировании времени зажигания τ_{ign} в зависимости от величины конвективных тепловых потоков в высокоэнергетических установках.

Сравнительный анализ зависимостей $\tau_{ign}(C_e)$ для неметаллизированных [12, 13] и металлизированных (см. рис. 5) СТТ показывает, что последние менее чувствительны к изменению концентрации C_e в потоке газа из-за малости порядка гетерогенной реакции ν (в расчетах $\nu = 0,25$). По данным [20] в законе скорости окисления ряда полимеров молекулярным кислородом $\nu \simeq 0,3 \div 0,4$. Так, например, для модельной смеси ПММА + ПХА $\nu = 0,37$ [13]. Следует отметить, что, варьируя концентрацию кислорода в поджигающем газовом потоке, можно дополнительно управлять процессом воспламенения СТТ. Это необходимо использовать при проектировании воспламенительных устройств с регламентированным временем работы.

Таким образом, представленные на рис. 2-5 результаты численных расчетов демонстрируют возможности математической модели [12, 13] с дополнительными соотношениями (11)-(21), позволяющими описывать процессы воспламенения и переходные режимы горения металлизированных СТТ. Получено хорошее качественное согласие с физическими представлениями о протекающих процессах на поверхности СТТ [2, 4, 9], которые существенным образом отличаются от классических [3, 21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Мальцев В. М., Мальцев М. И., Каппоров Л. Я. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.
2. Горение порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. М.: Наука, 1972.
3. Моделирование процессов горения твердых топлив / Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, В. Я. Зырянов и др. Новосибирск: Наука, 1985.
4. Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др. Исследование структуры агломератов при горении алюминизированных смесевых конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 52-57.
5. Бржустовский Т., Глассмен И. Парофазные диффузионные пламена при горении магния и алюминия // Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967. С. 125-163.

6. Хайкин Б. И., Блошенко В. Н., Мержанов А. Г. О воспламенении частиц металлов // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 4. С. 474–488.
7. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. Гетерогенное воспламенение алюминиевых частиц в кислороде и водяном паре // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 3. С. 326–335.
8. Кумар М., Уиллс Дж. Э., Кулкарни А. К. и др. Полная модель воспламенения смесового ракетного топлива на основе перхлората аммония // Аэрокосмическая техника. 1985. Т. 3, № 1. С. 36–47.
9. Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др. Исследование агломерации частиц алюминия при горении в составе смесевых конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 3. С. 20–25.
10. Григорьев В. Г., Зарко В. Е., Куценогий К. П. Экспериментальное исследование агломерации частиц алюминия при горении к-систем // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 3–10.
11. Ковалев О. Б., Петров А. П., Фомин В. М. Структура волны горения гетерогенных твердых топлив // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 8–16.
12. Isakov G. N. The mathematical model of ignition and combustion of heterogeneous system // Research on the Proces. of Combust., Explos. and Model. of Fires: Proc. Russ.-Japan. Symp. Khabarovsk, 1992. P. 144–150.
13. Исаков Г. Н. Анализ процессов воспламенения гетерогенных систем при нестационарном тепломассообмене на примере смесового состава ПММА + ПХА // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 5. С. 18–29.
14. Бекстед М. В., Дерр Р. Л., Прайс К. Ф. Модель горения смесового ТРТ, базирующаяся на нескольких типах пламен // Ракетная техника и космонавтика. 1970. Т. 8, № 12. С. 107–117.
15. Коэн Н. С., Стрэнд Л. Д. Уточненная модель горения СТТ на основе ПХА // Аэрокосмическая техника. 1983. Т. 1, № 7. С. 100–112.
16. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1970.
17. Gany A., Caveny L. H. Agglomeration and ignition mechanism of aluminum particales in solid propellant // 17th Int. Symp. on Combust. Pittsburgh: Combustion Inst., 1979. P. 1453–1461.
18. Исаков Г. Н., Касьянов Г. С. Колебательные режимы зажигания реагирующих веществ при сложном тепломассообмене // ПМТФ. 1988. № 3. С. 129–137.
19. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л.: Энергия, 1974.
20. Исаков Г. Н. Моделирование нестационарных процессов тепломассопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1988.
21. Дик И. Г., Селиховкин А. М. Расчет характеристик зажигания и перехода в горение гетерогенных систем // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 124–129.
22. Самбамутри Дж. К., Прайс Е. В., Сигмен Р. К. Агломерация алюминия при горении смесевых твердых топлив // Аэрокосмическая техника. 1985. Т. 3, № 1. С. 65–73.

*Поступила в редакцию 9/II 1994 г.,
в окончательном варианте — 30/VIII 1996 г.*