

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДЪЕМА И ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ УГОЛЬНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Ю. А. Гостеев, А. В. Федоров*

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск, gosteev@itam.nsc.ru

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск; Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, 630008 Новосибирск, fedorov@ngasu.nsk.su

Изучена задача о подъеме и воспламенении частицы угля в поле течения, возникающего после прохождения вдоль запыленной поверхности ударной волны. Описание динамики частицы проведено на основе разработанной и верифицированной ранее математической модели, учитывающей действие сил Саффмана и аэродинамической интерференции. Для моделирования процесса реагирования частицы угля используются представления теории приведенной пленки. Выполнены расчеты, выявляющие качественные и количественные особенности динамики и воспламенения частицы угля. Сопряженная математическая модель верифицирована по экспериментальным данным о траекториях и зависимости времени задержки воспламенения частиц угля от температуры газа за фронтом проходящей ударной волны.

Ключевые слова: ударные волны, смесеобразование, подъем частиц пыли.

В работах [1, 2] предложены математические модели подъема частиц запыленного слоя под действием проходящей ударной волны (подробную библиографию см. в [3]). При воздействии интенсивной ударно-волновой нагрузки на слой угольной пыли образование газугольной дисперсной смеси может протекать параллельно с физико-химическими превращениями на поверхности и в объеме вокруг реакционноспособных частиц. Поэтому представляется актуальным построение сопряженной математической модели для количественного описания подъема и воспламенения частиц запыленного слоя.

При ее построении используем следующие допущения.

Описание подъема пыли основывается на лагранжевом подходе, развитом в работах [1, 2].

Плотность и температура газа в потоке за ударной волной (УВ) постоянны (отсутствие температурного пограничного слоя при несжимаемости динамического слоя).

Летучие вещества, содержащиеся в частице топлива, состоят только из одного компонента — метана. После выхода с поверхности частицы летучие накапливаются в приведенной пленке (см., например, [4]) и диффундиру-

ют во внешний поток. Газовая смесь в пленке состоит из кислорода, летучих и инертного компонента.

Процессы тепло- и массообмена в приведенной пленке возле частицы рассматриваем в нестационарном изобарическом приближении с учетом сферической симметрии, тогда как для описания полного потока массы используем квазистационарный подход [5, 6]. Неоднородностью температурного поля внутри частицы и внутривещного реагированием пренебрегаем, что вполне обосновано для достаточно мелких образцов.

Теплофизические параметры (теплоемкость, теплопроводность) газовых компонентов и материала частицы считаем постоянными, коэффициенты диффузии — одинаковыми. В каждой точке приведенной пленки выполняется равенство [6] $\rho D = \text{const}$, связывающее плотность газа и коэффициент диффузии.

Скорости реакций пиролиза и окисления углерода взяты из [6], скорость реакции окисления летучих — из [7, 8].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОДЪЕМА И ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ОРГАНИЧЕСКОГО ТОПЛИВА

Рассмотрим частицу органического топлива сферической формы, покоящуюся на плоской поверхности. Пусть слева от частицы вдоль пластины распространяется прямая УВ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-01-00891), грантов НИР МО РФ (НовсГАСУ.1.04.00Д и Е 00-4.0-90).

При ее скольжении вдоль поверхности за фронтом скачка начинает формироваться пограничный слой. Возможным скольжением и качением частицы пренебрегаем. Предполагаем, что основной механизм подъема частицы заключается в действии на нее сил Саффмана и аэродинамической интерференции [2], которым противодействуют сила аэродинамического сопротивления и сила тяжести (подробнее см. [1]). Оказываясь в условиях высокоскоростного потока за фронтом УВ, частица начинает двигаться, захватывая с собой некоторый объем покоящегося газа, который формируется в приведенную пленку. Прогрев частицы вызывает термическое разложение материала образца, выход летучих веществ и их последующее окисление в газовой фазе и, параллельно, гетерогенное окисление коксового остатка. В итоге указанные процессы могут привести к воспламенению частицы.

Свяжем начало системы координат (x, y) , где y — вертикальная координата, с начальным положением образца и с учетом сказанного запишем уравнения движения частицы [1], а также теплового и массового баланса приведенной пленки. В безразмерном виде (некоторые соответствующие величины обозначены чертой над символом) получаем следующую систему уравнений:

для частицы

$$\frac{d\bar{u}_p}{d\bar{t}} = \bar{f}_x, \quad \frac{d\bar{v}_p}{d\bar{t}} = \bar{f}_y, \quad \frac{d\bar{x}_p}{d\bar{t}} = \bar{u}_p, \quad \frac{d\bar{y}_p}{d\bar{t}} = \bar{v}_p, \\ \frac{d\theta_p}{d\bar{t}} = Q_{ch} + Q_{cond} + Q_{frict} + Q_{rad}, \quad (1)$$

$$\frac{dV}{d\bar{t}} = -V \exp\left(-\frac{\bar{E}_v}{\theta_p}\right) / \tau_v,$$

$$\bar{\rho}_p = (1 - V_0 + V)\bar{\rho}_{p,0};$$

для приведенной пленки

$$\bar{\rho} = \bar{P}_g / \bar{R}\theta, \quad \bar{\rho}\bar{u} = \bar{G}(\bar{r}_p / \bar{r})^2,$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial\theta}{\partial\bar{r}} = \frac{1}{\bar{c}_{p,1}\tau_{cond}\bar{\rho}\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial\bar{r}} \left(\bar{r}^2 \frac{\partial\theta}{\partial\bar{r}} \right) + \\ + \frac{\bar{q}_{hom}\bar{W}_{hom}}{\bar{\rho}},$$

$$\frac{\partial\xi_{11}}{\partial\bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial\xi_{11}}{\partial\bar{r}} = \frac{1}{\tau_D\bar{\rho}\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial\bar{r}} \left(\bar{r}^2 \frac{\partial\xi_{11}}{\partial\bar{r}} \right) -$$

$$- \frac{\beta_{hom}\bar{W}_{hom}}{\bar{\rho}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial\xi_{12}}{\partial\bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial\xi_{12}}{\partial\bar{r}} = \frac{1}{\tau_D\bar{\rho}\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial\bar{r}} \left(\bar{r}^2 \frac{\partial\xi_{12}}{\partial\bar{r}} \right) - \frac{\bar{W}_{hom}}{\bar{\rho}}.$$

Обмен теплом и массой между частицей, пленкой и внешним потоком учитывается в граничных условиях:

$$\bar{r} = \bar{r}_p = 0,5;$$

$$\theta = \theta_p, \quad \xi_{11}\bar{G} - \frac{1}{\tau_D} \frac{\partial\xi_{11}}{\partial\bar{r}} = \bar{W}_{11}^{het},$$

$$\xi_{12}\bar{G} - \frac{1}{\tau_D} \frac{\partial\xi_{12}}{\partial\bar{r}} = \bar{W}_v, \quad (3)$$

$$\bar{r} = \bar{r}_f = \frac{0,5Nu}{Nu - 2};$$

$$\theta = \theta_g, \quad \xi_{11} = \xi_{11,\infty}, \quad \xi_{12} = \xi_{12,\infty}. \quad (4)$$

Начальные условия:

$$\bar{t} = 0: \quad \bar{x}_p = 0, \quad \bar{y}_p = 0,5, \quad \bar{u}_p = 0, \quad \bar{v}_p = 0, \\ \theta = \theta_{st}(\bar{r}), \quad \theta_p = \theta_{p,0} = \theta_0, \quad (5) \\ V = V_0, \quad \xi_{11} = \xi_{11,\infty}, \quad \xi_{12} = \xi_{12,\infty}.$$

Здесь \bar{x}_p, \bar{y}_p — безразмерные пространственные координаты частицы; \bar{u}_p, \bar{v}_p — продольная и вертикальная компоненты скорости; $\theta_p, \bar{\rho}_p$ — температура и плотность материала частицы; V — массовое содержание летучих веществ в частице; \bar{r} — радиальная координата для приведенной пленки; $\bar{\rho}, \bar{u}, \bar{P} = \bar{P}_g, \theta, \xi_{11}, \xi_{12}$ — параметры газовой смеси в приведенной пленке: соответственно плотность, скорость, давление (постоянное), температура, относительные массовые концентрации кислорода и газообразных летучих; \bar{r}_f — радиус пленки. Масштабами служат характерная длина $x_M = d_p$ (диаметр частицы), скорость $u_M = u_s - u_\infty$, время $t_M = x_M / u_M$, плотность $\rho_M = \rho_0$, давление $P_M = P_0$ (где P_0 — давление в состоянии покоя), температура $T_M = T_0$, удельная теплоемкость $c_M = P_M / \rho_M T_M$ и вязкость $\nu_M = d_p u_M$. Величины с индексом 0 относятся к начальному состоянию покоя газа и частицы, с индексом p — к текущему состоянию частицы, с индексами g и ∞ — к состояниям газа соответственно в полном поле течения, включающем пограничный слой на поверхности, и в невязкой области

течения за УВ, с индексом s — к параметрам УВ.

В уравнении для температуры частицы, которое можно получить из соответствующего континуального аналога для температуры дисперсной фазы, член Q_{ch} описывает выделение тепла в ходе реакции окисления углерода, Q_{cond} — теплообмен частицы с газом, Q_{frict} — подвод тепла за счет работы силы межфазного трения, Q_{rad} — лучистый теплообмен. Потери тепла на термическое разложение пренебрегаем. Аналогично [6] предполагаем, что на стадии воспламенения частицы связанный углерод не успевает заметно выгореть и потеря массы частицы происходит в результате выхода летучих. Поэтому размер частицы считается постоянным ($d_p = \text{const}$), в то время как ее плотность уменьшается согласно последнему уравнению в (1).

Выражения для констант и функций, фигурирующих в математической модели, следующие:

$$\bar{f}_x = \bar{f}_{ax} = \frac{a_1 c_D (\bar{u}_g - \bar{u}_p)}{\bar{\rho}_p} \bar{w}_{p,g},$$

$$\bar{f}_y = -a_0 + \bar{f}_{a,y} + \frac{a_2 (\bar{u}_g - \bar{u}_p)}{\bar{\rho}_p} \left[\bar{v}_g \frac{\partial \bar{u}_g}{\partial \bar{y}} \right]^{1/2} + \bar{f}_{int},$$

$$\bar{f}_{a,y} = -\frac{a_1 c_D \nu_p}{\bar{\rho}_p} \bar{w}_{p,g},$$

$$a_0 = \frac{g d_p}{u_M^2}, \quad a_1 = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_M}, \quad a_2 = \frac{3}{2} \frac{\rho_g}{\rho_M} \frac{c_S}{\pi},$$

$$\bar{f}_{int} = \begin{cases} 0, & M_{\max} \leq 1, \\ a_3 / \bar{\rho}_p, & M_{\max} > 1, \quad \bar{y}_p \leq \bar{l}_{int}, \\ 0, & M_{\max} > 1, \quad \bar{y}_p > \bar{l}_{int}, \end{cases}$$

$$a_3 = \frac{3\gamma P_\infty M_s^2 C_P}{\rho_M}, \quad Q_{ch} = \frac{q_{het}}{\tau_{het} \bar{\rho}_p} \theta_p^{1/2} \times \\ \times \bar{\rho}^{1/2}(\bar{r}_p, \bar{t}) \xi_{12}^{1/2}(\bar{r}_p, \bar{t}) \exp(-\bar{E}_{het}/\theta_p),$$

$$Q_{cond} = \frac{6}{\bar{c}_{p,2} \tau_{cond} \bar{\rho}_p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \bar{r}} \right)_{\bar{r}=\bar{r}_p},$$

$$Q_{frict} = \frac{c_D \bar{w}_{p,g}^3}{\tau_{frict} \bar{\rho}_p}, \quad Q_{rad} = -\frac{\theta_p^4 - \theta_\infty^4}{\tau_{rad} \bar{\rho}_p},$$

$$\tau_{het} = \frac{r_p \rho_M^{1/2}}{3 t_M K_{het} T_M^{1/2}}, \quad \tau_{cond} = \frac{c_M x_M^2 \rho_M}{\lambda_1 t_M},$$

$$\tau_{frict} = \frac{4 \rho_M}{3 \rho_g} \frac{c_{p,2} T_M}{u_M^2}, \quad \tau_{rad} = \frac{r_p c_{p,2} \rho_M}{3 \varepsilon \sigma t_M T_M^3},$$

$$\tau_v = (t_M K_v)^{-1},$$

$$\bar{G} = \bar{W}_{11}^{het} + \bar{W}_v, \quad \bar{W}_v = \eta_v V \exp\left(-\frac{\bar{E}_v}{\theta_p}\right),$$

$$\eta_v = \frac{\bar{\rho}_{p,0}}{6 \tau_v},$$

$$\bar{W}_{11}^{het} = -\eta_{het} \theta_p^{1/2} \bar{\rho}^{1/2}(\bar{r}_p, \bar{t}) \xi_{12}^{1/2}(\bar{r}_p, \bar{t}) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{\bar{E}_{het}}{\theta_p}\right), \quad \eta_{het} = \frac{\beta_{het}}{6 \tau_{het}},$$

$$\bar{c}_{p,1} = \sum_{i=1}^3 \xi_{1i} \bar{c}_{p,1i}, \quad \bar{R} = \sum_{i=1}^3 \xi_{1i} \bar{R}_{1i},$$

$$\bar{q}_{hom} = \frac{q_{hom}}{c_M T_M},$$

$$\bar{W}_{hom} = \bar{\rho}^2 \xi_{11} \xi_{12} \exp(-\bar{E}_{hom}/\theta) / \tau_{hom},$$

$$\tau_{hom} = (t_M K_{hom} \rho_M)^{-1},$$

$$\tau_D = \tau_{cond} / \text{Le}, \quad \text{Le} = \text{Pr} / \text{Sc},$$

$$\text{Pr} = \mu_1 c_M / \lambda_1, \quad \text{Sc} = \hat{D} / \mu_1, \quad \hat{D} = \rho D.$$

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_p \text{Pr}_g^{0,33}, & \text{Re}_p \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_p^{0,67} \text{Pr}_g^{0,33}, & \text{Re}_p > 200. \end{cases}$$

Здесь $\bar{u}_g = \bar{u}_g(\bar{x}_p, \bar{y}_p, \bar{t})$ и $\bar{\rho}_g$ — продольная компонента скорости и плотность газа (постоянная) в точке положения частицы, $\bar{w}_{p,g} = [(\bar{u}_g - \bar{u}_p)^2 + \bar{v}_p^2]^{1/2}$ — скорость частицы относительно газа, ν_g — кинематическая вязкость газа, $c_D = c_D(\text{Re}_p)$ и c_S — коэффициенты силы сопротивления и силы Саффмана,

$Re_p = \frac{w_{p,g} d_p}{\nu_g}$ — число Рейнольдса частицы,

μ_1 и λ_1 — соответственно динамическая вязкость и теплопроводность газа в приведенной пленке, M_s — число Маха ударной волны, γ — показатель адиабаты газа, C_p — коэффициент давления при аэродинамическом взаимодействии частицы и поверхности [2], $M_{max} = M_{max}(M_s)$ — максимальное относительное число Маха течения газа, возникающего при прохождении частицы ударной волной. Последняя величина при $M_{max} > 1$ определяет возможность образования возле частицы оттопленного скачка уплотнения [2]:

$$M_{max} = 2(M_s^2 - 1) \{ [M_s^2(\gamma - 1) + 2] \times \\ \times [2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)] \}^{-1/2}.$$

Действие силы f_{int} ограничено расстоянием \bar{l}_{int} , выраженным в диаметрах частицы. Для коэффициента сопротивления используем зависимость, предложенную в работе [9]: $c_D = 24/Re_p + 4,4/Re_p^{0,5} + 0,42$. Величины τ_{cond} , τ_{rad} и τ_{frict} определяют времена релаксации процессов переноса тепла (соответственно кондуктивного, радиационного и за счет межфазного трения), τ_v , τ_{hom} и τ_{het} — аналогичные параметры для процессов выхода летучих, гомогенной и гетерогенной реакций окисления газообразных летучих и углерода соответственно. Считаем, что при гомогенной реакции на 1 кг летучих и β_{hom} кг кислорода образуется $(1 + \beta_{hom})$ кг газообразного продукта. Если летучие состоят только из метана, то $\beta_{hom} = 4$. При гетерогенной реакции на 1 кг углерода и β_{het} кг кислорода образуется $(1 + \beta_{het})$ кг газообразного продукта, где $\beta_{het} = 8/3$. Полный поток массы на поверхности частицы \bar{G} складывается из массовых потоков кислорода \bar{W}_{11}^{het} и летучих веществ \bar{W}_v . Величина \bar{W}_{hom} — скорость реакции окисления летучих; K_v , E_v , K_{hom} , E_{hom} , q_{hom} , K_{het} , E_{het} , q_{het} — константы формальной кинетики и теплоты перечисленных реакций; Le , Pr , Sc и Nu — критерии подобия процессов тепло- и массообмена в приведенной пленке.

В дальнейшем число Льюиса полагалось равным единице, т. е. времена релаксации процессов диффузии и теплопроводности совпадали ($\tau_D = \tau_{cond}$). Поле течения за УВ описывалось с помощью соотношений для несжимаемого ламинарного пограничного слоя [1]:

$$u_g = \begin{cases} u_\infty \sin(\pi y/2\delta), & 0 \leq y \leq \delta, \\ u_\infty, & y > \delta, \end{cases}$$

$$\delta = a_\delta [\nu_g (u_s t - x)]^{1/2}, \quad a_\delta = 3,64, \quad \rho_g = \text{const},$$

где δ — толщина пограничного слоя.

Таким образом, динамика и воспламенение частицы органического топлива в потоке за УВ описываются системой уравнений (1), (2), дополненной граничными (3), (4) и начальными условиями (5).

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задачу (1)–(5) решали численно. Порядок расчета параметров газа в приведенной пленке следующий. Вначале из уравнения состояния определяется плотность как функция температуры и концентраций газовых компонентов, затем из уравнения сохранения массы — скорость потока. Относительная массовая концентрация инертного компонента находится из соотношения $\xi_{13} = 1 - \xi_{11} - \xi_{12}$. Далее решаются уравнения нестационарного тепло- и массообмена.

При численном решении начально-краевой задачи для температуры приведенной пленки возникает трудность, связанная с появлением бесконечно большого градиента на поверхности частицы [6]. Чтобы избежать этого, в качестве начального распределения температуры газа задавалось стационарное поле $\theta_{st}(\bar{r}; \theta_{p,0})$, возникающее при нагреве сферического газового слоя окружающей средой с температурой θ_g :

$$\theta_{st}(\bar{r}; \theta_{p,0}) = \theta_{p,0} + \frac{\bar{r}_p^{-1} - \bar{r}^{-1}}{\bar{r}_p^{-1} - \bar{r}_f^{-1}} (\theta_g - \theta_{p,0}). \quad (6)$$

Метод решения уравнений для параметров приведенной пленки состоял в сведении их к системе обыкновенных дифференциальных уравнений посредством полудискретизации [10]. При этом, вследствие малости относительной толщины пленки ($\bar{\delta}_f = \bar{r}_f - \bar{r}_p = 1/(\text{Nu} - 2)$) в условиях течения за проходящей УВ ($\text{Nu} \gg 1$), в первом приближении можно ограничиться малым числом узлов. В данном исследовании использовалась равномерная пространственная сетка из трех узлов: $\bar{r}_j = (j - 1)\Delta\bar{r}$, $j = 1, 2, 3$, $\Delta\bar{r} = \bar{\delta}_f/2$. Определяющие уравнения и граничные условия аппроксимировались по консервативной схеме (потоки вычислялись в полудельных узлах) со вторым порядком точности. Например, уравнение для температуры после полудискретизации в узле $\bar{r} = \bar{r}_2$ записывалось в следующем виде:

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \bar{t}} = -\bar{u}_2 \frac{\theta_3 - \theta_1}{2\Delta\bar{r}} + \frac{1}{\tau_{cond}\bar{c}_p,1\bar{\rho}_2\bar{r}_2^2} \times$$

$$\times \frac{\bar{r}_{5/2}^2(\theta_3 - \theta_2) - \bar{r}_{3/2}^2(\theta_2 - \theta_1)}{\Delta\bar{r}^2} + \frac{\bar{q}_{hom}(\bar{W}_{hom})_2}{\rho_2},$$

где $\theta_j \equiv \theta(\bar{r}_j, \bar{t})$ и т. д., $\bar{r}_{3/2} = (\bar{r}_1 + \bar{r}_2)/2$, $\bar{r}_{5/2} = (\bar{r}_2 + \bar{r}_3)/2$, в соответствии с граничными условиями $\theta_1 = \theta_p$, $\theta_3 = \theta_g$. Аналогичные соотношения использовались и для аппроксимации остальных уравнений. В итоге получалась система из 11 обыкновенных дифференциальных уравнений, для которой с помощью (5) ставилась задача Коши.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Динамика инертной частицы

Результаты расчета подъема инертных частиц оргстекла в воздушном потоке за проходящей УВ, проведенного на основе разработанной модели для условий работы [11] ($M_s \approx 1,2 \div 1,4$, $d_p = 30$ мкм, $\rho_p = 2900$ кг/м³), хорошо совпадают с аналогичными данными работы [1]. Объясняется это тем, что в данной модели процессы в пленке не оказывают влияния на динамику частицы.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования динамики частицы оргстекла: эволюция координат и скоростей частицы, изменение температур частицы и газа в середине пленки, а также источниковых членов в уравнении теплового баланса частицы, поле температур в разные моменты времени. Следует отметить высокий уровень теплового потока к частице со стороны газовой фазы, обусловленного межфазным трением (рис. 1, б, кривая 3). Видно, что с течением времени температуры частицы и пленки устанавливаются (рис. 1, в).

Расчитанные значения температуры газа в центре пленки $\theta_2(\bar{t})$ с высокой точностью (до пятого знака после запятой) совпадают с квазистационарным значением $\theta_{st}(\bar{r}; \theta_p(t))$, вычисленным согласно (6) при подстановке $\theta_p(t)$ вместо $\theta_{p,0}$. Таким образом, поле температуры в пленке, окружающей инертную частицу, является квазистационарным; метод решения улавливает эту особенность, и используемая дискретизация всего по трем точкам в данном случае достаточно точна.

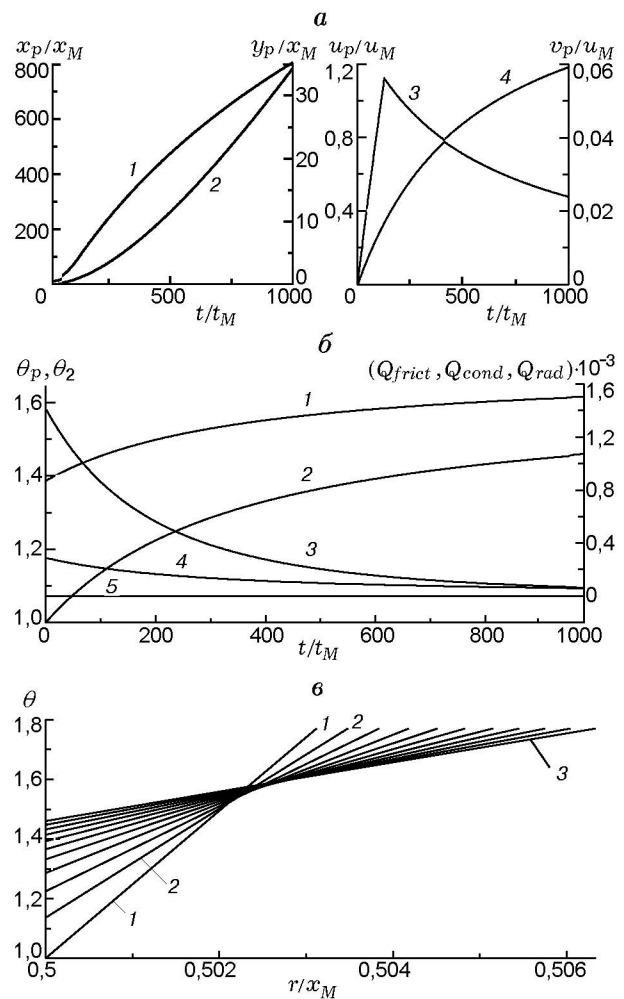


Рис. 1. Изменение во времени параметров инертной частицы (оргстекло):

а — координаты (1 — вертикальная, 2 — горизонтальная) и компоненты скорости (3 — вертикальная, 4 — горизонтальная); б — температуры газа в середине приведенной пленки (1) и частицы (2), источниковые члены в уравнении теплового баланса частицы Q_{frict} (3), Q_{cond} (4) и Q_{rad} (5); в — распределение температуры в приведенной пленке, \bar{t} : 0 (1), 100 (2), 1000 (3)

Динамика пиролизирующей частицы

Рассмотрим некоторые особенности динамики частицы угля в высокотемпературном потоке в случае, когда материал частицы претерпевает термическое разложение. К основным факторам, влияющим на процесс, относятся интенсивность УВ, размер частицы и константа скорости реакции пиролиза.

Ограничимся рассмотрением эволюции основных параметров частицы и пленки на стадии подъема, когда вертикальная скорость частицы положительна ($v_p > 0$). Начальные дан-

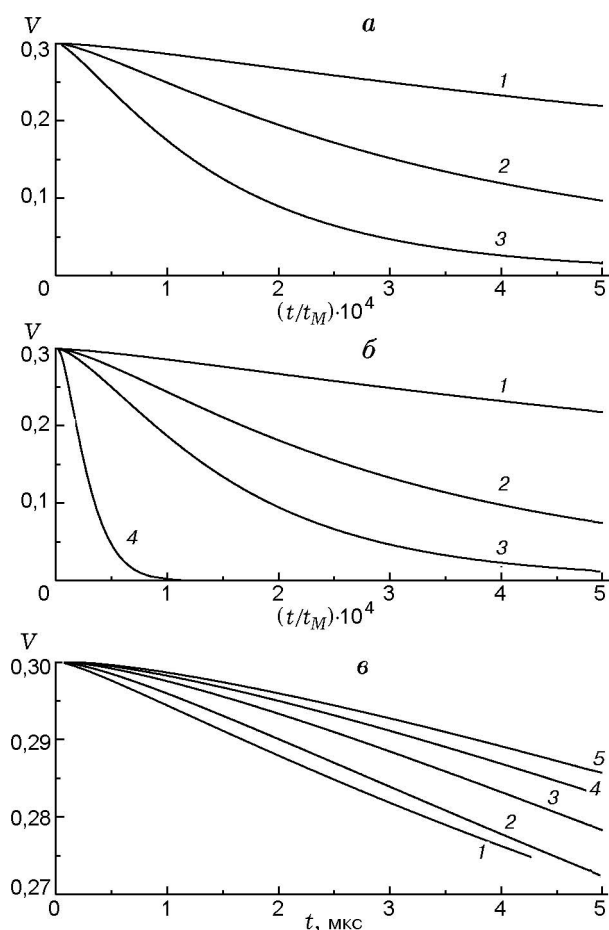


Рис. 2. Влияние интенсивности ударной волны (а), константы скорости термического разложения K_v (б) и размера частицы (в) на кинетику пиролиза частицы угля:

а — $M_s = 4$ (1), 4,5 (2), 5 (3); б — $K_v = 1,14 \cdot 10^5$ (1), $5 \cdot 10^5$ (2), $1,14 \cdot 10^6$ (3), $1,14 \cdot 10^7$ м/с (4); в — $M_s = 4$, $d_p = 25$ (1), 50 (2), 100 (3), 150 (4), 200 мкм (5)

ные: $\rho_0 = 1,247 \text{ кг/м}^3$, $P_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\xi_{11,\infty} = 0,23$, $M_s = 4, 4,5, 5$, $d_p = 25 \div 200 \text{ мкм}$, $V_0 = 0,3$, $\rho_p = 1300 \text{ кг/м}^3$.

Влияние перечисленных факторов на кинетику пиролиза иллюстрирует рис. 2. Возрастание скорости выхода летучих происходит при увеличении как числа Маха УВ (рис. 2, а), так и константы скорости пиролиза (рис. 2, б), а также при уменьшении размера частицы (рис. 2, в) и объясняется, естественно, соответствующим повышением скорости нагрева частицы.

Влияние числа Маха УВ на температуру и концентрации газовых компонентов в приведенной пленке для частицы диаметром 100 мкм показано на рис. 3. Видно, что с увеличением интенсивности УВ возрастают температу-

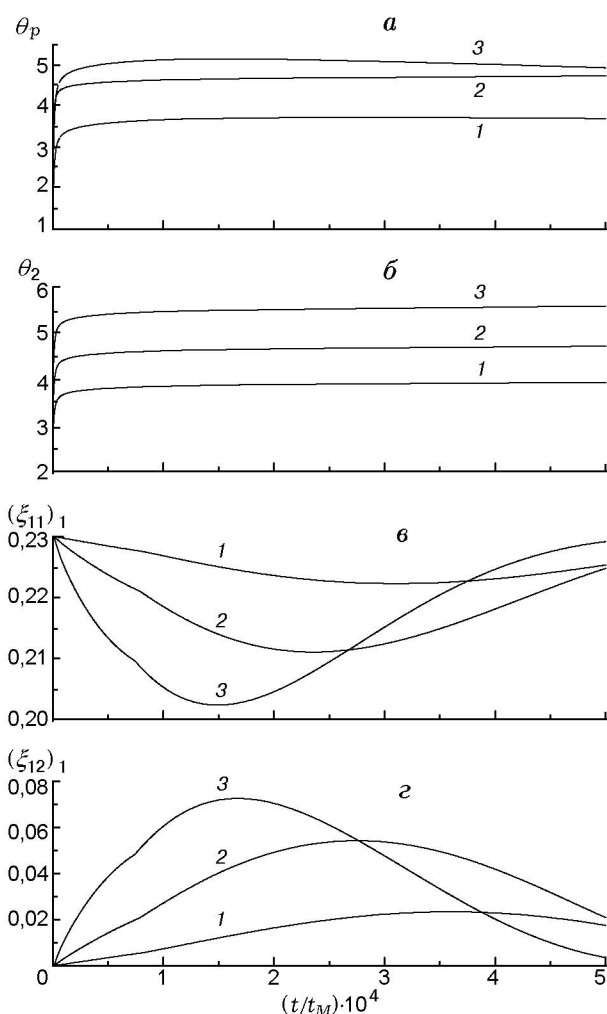


Рис. 3. Влияние интенсивности ударной волны ($M_s = 4$ (1), 4,5 (2), 5 (3)) на изменение во времени параметров пиролизующейся частицы угля:

а — температура частицы; б — температура газа в середине приведенной пленки; в, г — параметры газовой смеси на поверхности частицы: в — концентрация кислорода, г — концентрация летучих

ры газа и частицы (рис. 3, а, б), растет максимальное значение концентрации летучих в пленке, а время достижения максимума концентрации сокращается (рис. 3, г), происходит все большее отгеснение кислорода от поверхности выходящими летучими (рис. 3, в). Увеличение константы скорости пиролиза оказывает аналогичное действие.

Подъем и воспламенение частицы органического топлива

Обратимся к результатам моделирования воспламенения движущейся частицы угля.

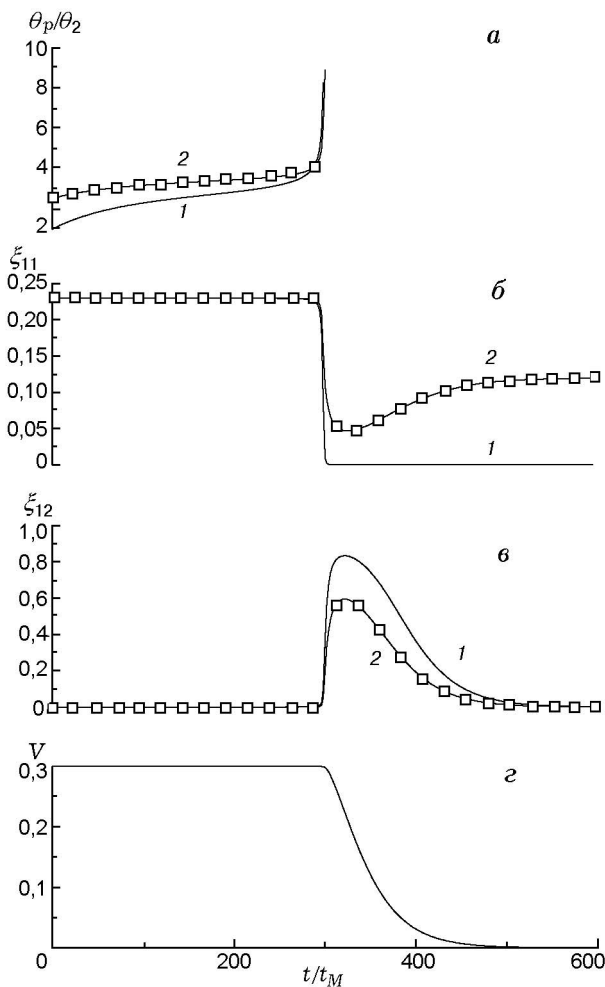


Рис. 4. Изменение во времени температуры и относительных массовых концентраций активных газовых компонентов на поверхности образца (кривые 1) и в середине приведенной пленки (2) при воспламенении частицы угля ($M_s = 4$, $d_p = 100$ мкм):

a — температура; *б* — концентрация кислорода, *в* — концентрация газообразных летучих; *г* — содержание летучих в частице

Рис. 4 иллюстрирует поведение основных параметров частицы угля ($d_p = 100$ мкм) в ходе подъема и воспламенения в воздушном потоке за проходящей УВ с числом Маха $M_s = 4$. В течение индукционного периода происходит нагрев частицы. Нагрев приведенной пленки менее выражен, так что к моменту воспламенения, определяемому из условия максимума производной $\left. \frac{d\theta_p}{dt} \right|_{\bar{t}=\bar{t}_{ign}}$, температуры фаз практически одинаковы (рис. 4, *a*). Наибольший уровень насыщения пленки летучими вещества-

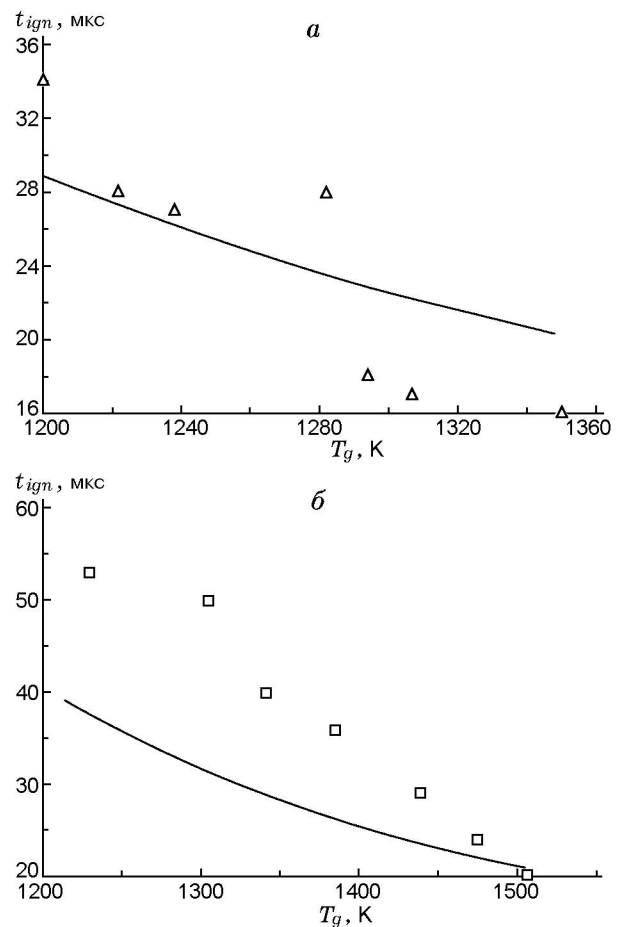


Рис. 5. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (значки) зависимости времени задержки воспламенения угольной пыли в проходящей ударной волне от температуры газа за фронтом волны:

a — угольно-кислородная смесь: Δ — эксперимент [12], линия — расчет, $d_p = 40$ мкм, $V_0 = 0,55$; *б* — угольно-воздушная смесь: \square — эксперимент [13], линия — расчет, $d_p = 53$ мкм, $V_0 = 0,2$

ми достигается у поверхности частицы (см. рис. 4, *б, в*). В ходе воспламенения кислород у поверхности расходуется весьма интенсивно. Отметим, что хотя выход летучих в газовую фазу замедлен (см. рис. 4, *г*), их количества все же достаточно для теплового взрыва.

Для верификации модели были выполнены расчеты воспламенения частицы угля в высокотемпературном потоке кислорода и воздуха за УВ для условий экспериментов из работ [12, 13]. Использовались следующие исходные данные: $P_0 = 10^5$ Па; температура газа за фронтом УВ $T_g = 1200 \div 1505$ К; $V_0 = 0,55$ (первая группа расчетов — для условий [12])

и $V_0 = 0,20$ (вторая группа — для условий [13]); $d_p = 40$ и 50 мкм соответственно в первом и втором случаях. Использовались кинетические константы и теплоты реакций, приведенные в [7, 8, 14, 15]: $K_v = 1,14 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $E_v/R = 8920 \text{ К}$, $K_{hom} = 1 \cdot 10^{10} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $E_{hom}/R = 18402 \text{ К}$, $q_{hom} = 5,25 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$, $K_{het} = 7,89 \text{ кг}^{0,5} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $E_{het}/R = 8792 \text{ К}$, $q_{het} = 3,3 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$. Сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей времени задержки воспламенения от температуры газа дано на рис. 5. Корреляция данных теории и экспериментов [12, 13] представляется удовлетворительной. Отметим, что в расчетах воспламенение частицы происходило на стадии ее подъема, что может служить обоснованием применимости развитой сопряженной математической модели для описания процессов образования и воспламенения разреженных газозвесей частиц угля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана сопряженная лагранжева математическая модель подъема и воспламенения частиц разреженных угольных отложений в проходящих ударных волнах, верифицированная по экспериментальным данным о траекториях и зависимости времени задержки воспламенения частиц угля от температуры газа за фронтом ударной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. К расчету подъема пыли проходящей ударной волной // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 80–84.
2. Волков В. Ф., Федоров А. В., Фомин В. М. Проблема взаимодействия сверхзвукового потока с облаком частиц // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 6. С. 26–31.
3. Федоров А. В., Федорова Н. Н., Федорченко И. А. и др. Математическое моделирование динамических явлений в смесях газа и твердых частиц. Новосибирск, 2001. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 2–2001.)
4. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.
5. Гуревич М. А., Степанов А. М. Предельные условия воспламенения металлической частицы // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 2. С. 189–195.
6. Асланян Г. С., Директор Л. Б. Численное исследование процессов тепло- и массообмена горячей угольной частицы // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 20, № 3. С. 570–576.
7. Зимонт В. Л., Трушин Ю. М. О суммарной кинетике горения углеводородных горючих // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 4. С. 567–573.
8. Ока С., Милошевич Д., Павлович П., Стефанович П. Математическое моделирование высокотемпературного турбулентного газового потока над поверхностью с интенсивной абляцией // Теплофизика и аэромеханика. 1994. Т. 1, № 4. С. 265–277.
9. Стернин Л. Е., Маслов Б. И., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
10. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2 т. / Пер. с англ. М.: Мир, 1991. Т. 1.
11. Бойко В. М., Папырин А. Н. О динамике образования газозвеси за ударной волной, скользящей вдоль поверхности сыпучей среды // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 122–126.
12. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О влиянии летучих на задержки воспламенения газозвесей угольных пылей в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 2. С. 101–111.
13. Sichel M., Baek S. W., Kauffman C. W., et al. The shock wave ignition of dust // AIAA Journal. 1985. V. 23, N 9. P.1374–1380.
14. Мальцев В. М., Мальцев М. И., Кашпоров Л. Я. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.
15. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.

Поступила в редакцию 22/IV 2002 г.