

## ДИНАМИКА И ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЧАСТИЦ УГОЛЬНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Ю. А. Гостеев

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск, Россия*

А. В. Федоров

*Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, Россия*

e-mail: fedorov@itam.nsc.ru

Проблема подъема и воспламенения пылевидных отложений горючих дисперсных материалов при воздействии ударных нагрузок вызывает интерес исследователей на протяжении достаточно продолжительного времени. Это обусловлено важностью проблемы обеспечения взрыво- и пожаробезопасности промышленных производств. В настоящей работе предлагается математическая модель этого явления в рамках лагранжевого подхода, учитывающая одновременное действие на частицу сил Саффмана и аэродинамической интерференции. С помощью данной модели адекватно описана начальная стадия подъема одиночных частиц пылевидного слоя при воздействии на него ударных волн слабой и средней интенсивности. Достигнуто удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных [1, 2] данных. Показано, что в случае слабых ударных волн (число Маха не превышает 1.5) и частиц среднего размера (диаметр не более 100 мкм) подъем частиц обусловлен действием силы Саффмана, в случае ударных волн средней интенсивности (число Маха 2.1–3.3) и частиц большого размера (диаметр 200–300 мкм) — за счет действия силы аэродинамической интерференции частицы и поверхности. Для описания воспламенения газугольной смеси предлагается математическая модель, принимающая во внимание термическое разложение частиц, выход в газовую фазу летучих и др. Математически проблема формулируется как задача Коши для жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений с нелинейностями кинетической природы. Изучены некоторые качественные особенности процесса реагирования многокомпонентной смеси, позволяющие выявить следующие варианты ее тепловой динамики: гетерогенное и гомогенное воспламенение частиц топлива, а также смешанное воспламенение за счет одновременного действия поверхностной и объемной реакций. Проведена верификация модели по опытным данным работы [3], относящимся к задержкам воспламенения взвесей частиц угля в воздухе и кислороде в отраженных ударных волнах. Показано, что модель правильно описывает влияние на период индукции как температуры среды за фронтом отраженной ударной волны, так и начального массового содержания летучих веществ в угольных частицах.

### 1. Математическое описание подъема пылевидного слоя

Обзор существующих физических представлений и математических моделей, описывающих подъем отложений пыли при прохождении ударной волны, дан в [1, 2]. Вкратце выводы авторов [1] сводятся к следующему. Механизм выброса пыли за счет формирования серии волн сжатия и разрежения в пылевидном слое является непригодным для описания динамики смесеобразования. В то же время для описания начальной стадии выброса пыли пригоден механизм движения частиц, связанный с учетом сдвигового течения газа в пограничном слое. Позднее в [3] была предложена другая физическая модель явления, основанная на учете силы расталкивания, возникающей при аэродинамической интерференции частицы с поверхностью при прохождении по последней ударной волны достаточно высокой амплитуды. Влиятельность того или иного механизма подъема частиц выявляется при рассмотрении количественных соотношений, связывающих интенсивность ударной волны, скорость нарастания пограничного слоя, размер частиц и другие параметры. Например, для случая сильных ударных волн и крупных частиц, которые относительно долго или вообще не попадают внутрь пограничного слоя, более важным будет второй механизм подъема. Поэтому в настоящей работе на основе лагранжевого подхода предлагается комбинированная математическая модель для описания процесса подъема частиц пылевидного слоя, учитывающая одновременное действие сил Саффмана и аэродинамической интерференции.

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-01-00587), МНТЦ (проект 612), МО РФ (проект 1.2.01).

© Ю. А. Гостеев, А. В. Федоров, 2001.

### Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим твердую частицу сферической формы, покоящуюся на плоской поверхности. Если на пластину приходит прямая ударная волна (УВ), то при ее скольжении вдоль поверхности за фронтом скачка начинает формироваться пограничный слой. В потоке газа за прошедшей ударной волной частица может начать двигаться по пластине [4]. Однако в данном исследовании возможным скольжением и качением частицы пренебрегаем, считая, например, что она помещена в неглубокую кювету. Будем считать, что основной механизм подъема частицы заключается в действии на нее силы Саффмана  $f_{\text{saf}}$  [5] и силы аэродинамической интерференции  $f_{\text{int}}$  [3], которым противодействуют силы аэродинамического сопротивления  $f_a = (f_{ax}, f_{ay})$  и тяжести  $f_g$ . Свяжем начало системы координат  $(x, y)$ , где  $y$  — вертикальная координата, с начальным положением частицы и запишем с учетом сказанного уравнения движения

$$m_p \frac{du_p}{dt} = f_x, \quad m_p \frac{dv_p}{dt} = f_y, \quad \frac{dx_p}{dt} = u_p, \quad \frac{dy_p}{dt} = v_p. \quad (1)$$

Здесь  $x_p, y_p$  — координаты,  $u_p, v_p$  — продольная и вертикальная компоненты скорости,  $d_p, m_p = \rho_p \pi d_p^3 / 6$  и  $\rho_p$  — соответственно диаметр, масса и плотность материала частицы. Компоненты силы, действующей на частицу таковы:

$$f_x = f_{ax} = \frac{\pi d_p^2}{4} c_D \frac{\rho_g (u_g - u_p) w_{pg}}{2}, \quad f_y = f_g + f_{ay} + f_{\text{saf}} + f_{\text{int}}, \quad f_g = -m_p g, \quad f_{ay} = -\frac{\pi d_p^2}{4} c_D \frac{\rho_g v_p w_{pg}}{2}, \quad (2)$$

$$f_{\text{saf}} = \frac{d_p^2}{4} c_S \rho_g (u_g - u_p) \left[ \nu \frac{\partial u_g}{\partial y} \right]^{1/2}, \quad f_{\text{int}} = \begin{cases} 0, & M_{\text{max}}(M_s) \leq 1, \\ \pi d_p^2 \frac{\gamma}{2} P_0 M_s^2 C_P, & M_{\text{max}}(M_s) > 1, \quad y_p/d_p \leq \bar{l}_{\text{int}}, \\ 0, & M_{\text{max}}(M_s) > 1, \quad y_p/d_p > \bar{l}_{\text{int}}. \end{cases}$$

Здесь  $u_g = u_g(x_p, y_p, t)$  и  $\rho_g = \rho_g(x_p, y_p, t)$  — продольная компонента скорости и плотность газа в точке положения частицы,  $w_{pg} = [(u_g^2 - u_p^2) - v_p^2]^{1/2}$  — скорость частицы относительно газа,  $\nu$  — кинематическая вязкость газа,  $c_D = c_D(\text{Re}_p)$  и  $c_S$  — коэффициенты сил сопротивления и Саффмана,  $\text{Re}_p = w_{pg} d_p / \nu$  — число Рейнольдса частицы,  $M_0$  — число Маха ударной волны,  $P_0$  и  $\gamma$  — давление в состоянии покоя и показатель адиабаты газа,  $C_P$  — коэффициент давления при аэродинамическом взаимодействии частицы и стенки,  $M_{\text{max}}(M_s)$  — максимальное относительное число Маха течения газа, возникающего при прохождении ударной волной частицы. Эта величина определяет возможность при  $M_{\text{max}} > 1$  образования возле частицы отошедшего скачка уплотнения [3]:

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

Действие силы  $f_{\text{int}}$  ограничено расстоянием  $\bar{l}_{\text{int}}$ , выраженным в диаметрах частицы. Для коэффициента сопротивления используем зависимость [6].

Начальные условия для уравнений (1) имеют вид

$$t = 0: \quad x_p = 0, \quad y_p = r_p = d_p/2, \quad u_p = 0, \quad v_p = 0. \quad (3)$$

Таким образом, движение частицы в известном поле течения газа за прошедшей ударной волной с параметрами  $u_g(x, y, t)$ ,  $\rho_g(x, y, t)$  описывается системой уравнений (1), (2) с начальными данными (3).

### Результаты расчетов

*Случай слабой ударной волны.* Для верификации модели проведем вначале сравнение с опытными данными работы [7] по зависимости высоты подъема угольной частицы ( $\rho_p = 2900 \text{ кг/м}^3$ ) от ее расстояния до фронта прошедшей слабой ( $M_s \approx 1.2 \div 4$ ) ударной волны. Так как в [7] изучался начальный период подъема пыли с плоской пластины, то формировавшийся ламинарный слой был ламинарным. В этом случае стационарное поле течения газа может быть представлено в виде [7, 8]

$$u_g = \begin{cases} u_\infty \sin\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right), & 0 \leq y \leq \delta, \\ u_\infty, & y > \delta, \end{cases} \quad \delta = a_\delta [\nu(u_s t - x)]^{1/2}, \quad a_\delta = 3.64, \quad \rho_g = \text{const}. \quad (4)$$

Здесь  $\delta$  — толщина пограничного слоя. Так как в данных условиях  $M_{\text{max}} < 1$ , то отошедшего скачка возле частицы не образуется и сила интерференции не возникает,  $f_{\text{int}} = 0$ .

Ввиду значительной неопределенности, имеющейся при задании коэффициента силы Саффмана  $c_S$  в пристенной области течения (см., например, [9]), значение данного параметра подбиралось из условия наилучшего согласования расчетных и экспериментальных данных. На рис. 1 проведено сравнение предсказаний модели и данных эксперимента для двух вариантов течения:  $u_s = 434 \text{ м/с}$ ,  $u_\infty = 133 \text{ м/с}$  и

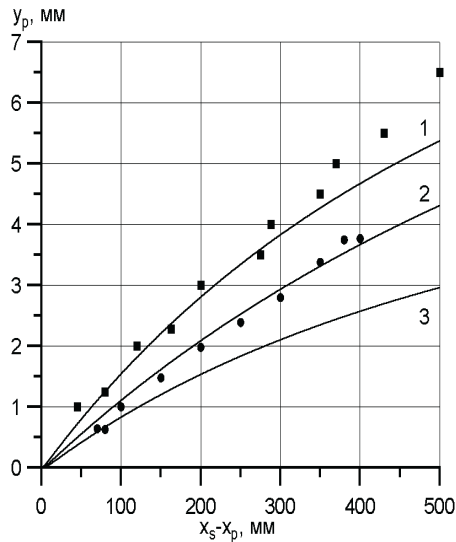


Рис. 1. Зависимость высоты частицы угля от ее положения относительно фронта проходящей ударной волны: сплошные линии — расчет при  $u_s = 434$  м/с,  $u_\infty = 133$  м/с и  $c_s = 160$  (1),  $u_s = 385$  м/с,  $u_\infty = 64$  м/с и  $c_s = 160$  (2),  $u_s = 434$  м/с,  $u_\infty = 133$  м/с и  $c_s = 32.2$  (3); значки — опытные данные [7] при тех же параметрах ударной волны, что и (1)

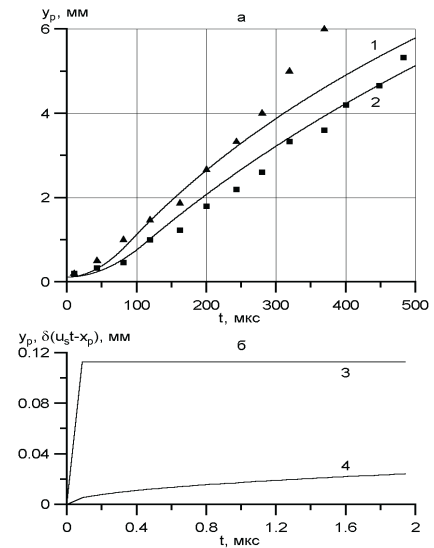


Рис. 2. Динамика подъема частицы оргстекла: а — сравнение расчетных (сплошные линии 1 —  $M_0 = 2.7$ , 2 —  $M_s = 2.1$ ) и опытных данных [4] (треугольники —  $M_s = 2.7$ , прямоугольники —  $M_s = 2.1$ ); б — подъем частицы (кривая 3) и рост местной толщины пограничного слоя (4)

$u_s = 385$  м/с,  $u_\infty = 64$  м/с, где  $u_s$  — скорость УВ,  $u_\infty$  — скорость газа за УВ. Также для первого варианта приведены результаты расчетов (кривая 3) при  $c_s = 32.2$  [7]. Видно, что удовлетворительное совпадение результатов расчетов и экспериментов достигается в случае  $c_s = 160$ . С ростом интенсивности ударной волны и расстояния частицы от ее фронта точность предсказания подъема ухудшается.

*Случай ударной волны средней интенсивности.* В работе [4] приведены данные по подъему ударной волной ( $M_s = 2.1 \div 3.3$ ) слоя частиц оргстекла ( $\rho_p = 1200$  кг/м<sup>3</sup>) и бронзы ( $\rho_p = 8600$  кг/м<sup>3</sup>). Диапазон размеров частиц  $d_p = 200 \div 250$  мкм. В наших расчетах вновь использовались простые соотношения для несжимаемого пограничного слоя (4).

В предыдущем разделе был идентифицирован коэффициент силы Саффмана. Теперь свободными параметрами модели остаются коэффициент давления  $C_P$  и максимальное расстояние аэродинамического взаимодействия частицы с поверхностью  $\bar{l}_{\text{int}} = l_{\text{int}}/d_p$ . Для величины  $C_P$ , следуя работе [3], принимаем  $C_P = 0.02$ . Из физических соображений следует, что интерференция может возникнуть только в случае, если отошедшая УВ, отраженная от стенки, вновь падает на частицу. Ограничимся для простоты рассмотрением случая регулярного отражения. Считаем, что угол падения УВ на стенку приблизительно равен углу ее отражения. Схематизируем ударную волну в виде сферической части (сектора) с радиусом  $R_{SW} > r_p$  и углом полураствора  $\theta_{SW}$  и конической части с углом полураствора  $\alpha_{SW}$ . Тогда из геометрических построений следует, что величина  $l_{\text{int}}$  ограничена сверху величиной

$$L = R_{SW} \frac{\sin(\alpha_{SW} + \theta_{SW})}{\sin(\frac{\pi}{2} - \alpha_{SW})}.$$

Например, при  $R_{SW} = k_{SW} r_p$ ,  $\alpha_{SW} + \theta_{SW} = 0.6\pi$  ( $95.5^\circ$ ),  $\alpha_{SW} = 0.49\pi$  ( $85.5^\circ$ ) получаем  $\bar{l}_{\text{int}} \ll L/d_p \approx 15k_{SW}$ , т.е.  $\bar{l}_{\text{int}} \ll 16 \div 22$  при  $k_{SW} = 1.1 \div 1.5$ .

Путем серии расчетов траекторий частицы оргстекла при  $M_s = 2.1$  найдено оптимальное значение  $\bar{l}_{\text{int}} = 4.13$ , что соответствует полученному приближенному допустимому интервалу. Данные расчетов при  $M_s = 2.1$  ( $M_{\text{max}} = 1.017$ ) и  $2.7$  ( $1.268$ ) сравниваются с опытными на рис. 2, а. Заметим, что для лучшей корреляции с экспериментом необходимо, видимо, предполагать увеличение с ростом числа Маха УВ коэффициента давления, либо расстояния действия силы интерференции. На рис. 2, б представлены изменения во времени вертикальной координаты частицы и местной толщины пограничного слоя  $\delta(x_p, t)$ .

Как видно, крупная частица в ходе подъема вообще не попадает внутрь пограничного слоя (выскакивает из него), т.е. в данном случае сила Саффмана не действует на частицу,  $f_{\text{saf}} = 0$ .

## 2. Математическое моделирование воспламенения смесей газа и угольных частиц

Теоретическому изучению проблемы воспламенения угольных аэрозвесей посвящено достаточно много работ (см. обзор [11]). В исследованиях, выполненных в рамках точечных моделей воспламенения угольных частиц и их аэрозвесей, для формулировки критических условий воспламенения/погасания широко использовались положения теории теплового взрыва Н.Н. Семенова. Этому способствует и принятое в большинстве работ упрощенное кинетическое описание. Делались попытки привлечь для теоретического анализа аппарат теории цепно-теплового взрыва. Для работ, выполненных на основе распределенного подхода, характерным является описание процессов теплообмена либо в газовой среде вокруг одиночной реагирующей частицы, либо в потоке двухфазной смеси. В обоих случаях воспламенение и горение обычно рассматривались как единый процесс реагирования. Для моделирования течений угольных аэрозвесей привлекались также и уравнения механики гетерогенных сред в том или ином приближении.

В данной работе с использованием подходов теории теплового взрыва представлена математическая модель воспламенения многокомпонентной газозвеси угольных частиц в точечном приближении механики реагирующих гетерогенных сред. В качестве приложения построенной математической модели решена задача о воспламенении угольной аэрозвеси в отраженной ударной волне.

### Модель воспламенения газозвеси угольных частиц

Рассмотрим неподвижную взвесь угольных частиц в газе, заполняющую одномерное пространство. Смесь состоит из двух фаз: газовой (индекс 1) и дисперсной (2). Газовая фаза содержит следующие компоненты: кислород (11), горючие летучие (12), газообразные продукты реакции окисления горючих летучих (13), газообразные продукты реакции окисления углерода (14), инертная компонента исходной газовой смеси (для воздуха — азот, 15), инертные летучие (16). Дисперсная фаза включает компоненту летучих в конденсированном состоянии (22), углерод (23) и инертную компоненту топлива (зола, 24). Предполагаем, что в газозвеси одновременно протекают процессы термической деструкции угольных частиц с выходом летучих в газовую фазу (характерное время  $\tau_v$ ), газозвеси окисления горючей части летучих ( $\tau_{B1}$ ), гетерогенная химическая реакция окисления углерода ( $\tau_{B2}$ ), а также тепловая релаксация фаз посредством конвективного ( $\tau_{\text{cond}}$ ) и радиационного теплообмена ( $\tau_v$ ). Формулировка математической модели воспламенения смеси приведена в [12].

В зависимости от соотношения между указанными выше характерными временами будут осуществляться различные варианты тепловой динамики газозвеси. Качественно будем различать режимы с воспламенением (Ч1) и “регулярным” нагревом (Ч2) частиц топлива, а также с воспламенением (Л1) и “регулярным” нагревом (Л2) летучих.

В качестве критерия воспламенения в режиме Ч1, принимаем, в соответствии с представлениями теории теплового взрыва, появление у зависимости температуры дисперсной фазы  $T_2$  от времени  $t$  точки перегиба, в которой достигается максимальная скорость нагрева частиц. Считаем, что воспламенение летучих в режиме Л1 достигается в точке, где максимальна скорость образования газообразного продукта реакции [13], т.е.

$$\left. \frac{d\rho_{13}}{dt} \right|_{t=t_{\text{ign}}^v} \rightarrow \max,$$

где  $\rho_{13}$  — средняя плотность компоненты продуктов окисления летучих. Режимы тепловой динамики Л1 и Ч1, как правило, реализуются совместно. Поэтому в газозвеси имеются два периода индукции — летучих  $t_{\text{ign}}^v$  и коксового остатка частиц  $t_{\text{ign}}$ , причем из опытных данных (см., например, [14]) известно, что обычно воспламенению кокса предшествует воспламенение летучих веществ в объеме возле частицы, т.е.  $t_{\text{ign}}^v < t_{\text{ign}}$ . Этот физически интересный режим тепловой динамики реализуется, в частности, при выполнении условия  $\tau_v \ll \tau_{B1} < \tau_{B2}$  на времена химической релаксации (разумеется, при достаточно высоком начальном массовом содержании летучих  $\xi_{22,0}$ ). При  $\tau_v \gg \tau_{B1}$  динамика воспламенения будет определяться в основном скоростью либо реакции пиролиза если  $\tau_{B1} < \tau_{B2}$ , либо реакции окисления углерода если  $\tau_{B1} > \tau_{B2}$ .

Обратимся теперь к численным примерам, иллюстрирующим некоторые качественные особенности процесса воспламенения смеси.

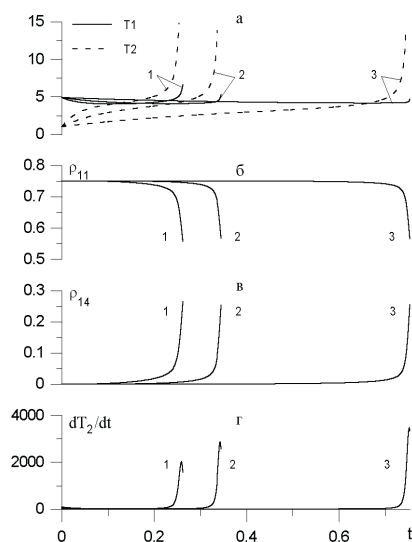


Рис. 3. Динамика нагрева и гетерогенного воспламенения газозвеси частиц угля размером  $r_0 = 1.5$  (1), 2.5 (2) и 5 мкм (3)

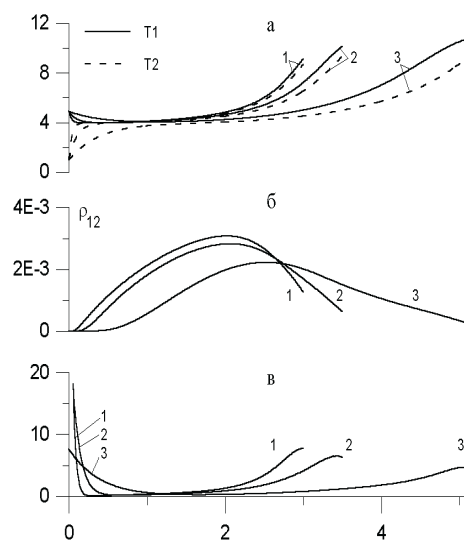


Рис. 4. Динамика нагрева и гомогенного воспламенения газозвеси частиц угля размером  $r_0 = 1.5$  (1), 2.5 (2) и 5 мкм (3)

### Численные примеры

Начальные размерные параметры для взвеси угольных частиц в кислороде имели следующие значения:  $T_{1,0} = 1470$  К,  $P_0 = 2.3$  МПа,  $\rho_{2,0} = 2$  кг/м<sup>3</sup>. Начальное содержание летучих  $\xi_{22,0} = 0.26$ , углерода  $\xi_{23,0} = 0.74$ . Величина характерной температуры задавалась равной 300 К, масштаб времени  $10^{-3}$  с. Теплофизические параметры газовой фазы соответствовали температуре 1000 К. Часть кинетических констант реакций задавалась согласно [15, 16]. Остальные параметры варьировались, что приводило к разным соотношениям между временами химической релаксации. Начальный размер частиц изменялся от 0.5 до 5 мкм; это увеличивало время конвективного теплообмена  $\tau_{conv}$  с  $3.9546 \cdot 10^{-3}$  до  $3.9546 \cdot 10^{-1}$  и соответственно длительность зоны тепловой релаксации. Ввиду малых размеров частиц лучистый теплообмен оказывал несущественное влияние на ход нагрева смеси.

Вначале рассмотрим два предельных варианта тепловой динамики угольной взвеси: режимы гетерогенного и гомогенного воспламенения.

#### Гетерогенное воспламенение

**Определение.** Гетерогенным воспламенением называем режим реагирования угольной газозвеси Ч1 в том случае, когда заморожен либо процесс выхода летучих веществ, т.е.  $\tau_v \rightarrow \infty$ , либо процесс их окисления,  $\tau_{B1} \rightarrow \infty$ .

На рис. 3 приведены зависимости от времени основных безразмерных параметров реагирующей смеси в этом случае. После стадии прогрева частиц когда их температура заметно повышается за счет теплообмена с горячим газом следует индукционный период, в течении которого все параметры сохраняют примерно постоянные значения. Из рис. 3, а видно, что несмотря на малость размеров частиц, температуры фаз заметно различаются на всем интервале времени до момента воспламенения. Это объясняется тем, что в данном примере тепловая релаксация фаз протекает заметно медленнее химической реакции,  $\tau_{conv} = 3.56 \cdot 10^{-2} \ll \tau_{B2} = 5 \cdot 10^{-3}$ . С ростом размера частиц температуры фаз в момент воспламенения несколько уменьшаются. Количества выгоревшего кислорода (рис. 3, б) и образовавшихся продуктов реакции (рис. 3, в) в течении периода индукции слабо зависят от размера частиц топлива. В то же время, величина максимальной скорости нагрева дисперсной фазы заметно возрастает с увеличением размера частиц (рис. 3, г).

#### Гомогенное воспламенение

**Определение.** Гомогенным воспламенением называем режим реагирования угольной газозвеси Л1 в том случае, когда заморожен процесс окисления углерода,  $\tau_{B2} \rightarrow \infty$ .

Рис. 4 иллюстрирует процесс гомогенного воспламенения угольной газозвеси при  $\tau_{B2} \rightarrow \infty$ . В данном случае фазы обмениваются теплом достаточно быстро и поэтому их температуры заметно различаются только на коротких участках прогрева частиц и резкого роста их температуры. При этом увеличение размера частиц приводит к более выраженной температурной неравновесности (см. кривые 1, 2, 3 на рис. 4, а). Из сравнения рис. 4, в, г, где представлены скорости образования продуктов окисления летучих и нагрева частиц, следует, что времена задержки воспламенения летучих и кокса достаточно близки между собой. В течение индукционного периода  $(0, t_{ign}]$  сильно изменяется лишь плотность газообразных летучих веществ (рис. 4, б). С возрастанием размера частиц сдвигается момент времени максимального насыщения смеси летучими, уменьшается максимальное значение их плотности  $\rho_{12}$ . Это объясняется возрастанием диффузионного сопротивления транспорту летучих сквозь твердый скелет угольной частицы. Как видно (рис. 4, г), с увеличением размера частицы темп ее нагрева уменьшается вместе с величиной максимальной скорости нагрева.

Далее перейдем к рассмотрению характерных особенностей промежуточного режима тепловой динамики смеси.

### Смешанное воспламенение

**Определение.** Смешанным воспламенением называем режим реагирования угольной газозвеси (Ч1, Л1) в том случае, когда времена релаксации всех физико-химических процессов конечны по величине.

*Тип I. Гомогенно-гетерогенное воспламенение.* На рис. 5 приведены данные тепловой динамики газозвеси при  $\tau_{B1} = 8.0224 \cdot 10^{-4}$ ,  $\tau_v = 8.7719 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_{B2} = 5 \cdot 10^{-1}$ . Как видно из рис. 5, а, где приведены в разных масштабах зависимости температур фаз от времени, в первые моменты времени (например для частиц с  $r = 2.5$  мкм имеем  $t \leq 0.5$ ) наблюдается неравновесный режим нагрева. Затем температуры фаз сравниваются, и наступает воспламенение сначала в газовой фазе летучих, а затем дисперсной фазы. Это можно видеть из рис. 5, д, где представлено изменение во времени скорости образования продуктов горения летучих. Рис. 5, г показывает, что в дисперсной фазе воспламенение наступает несколько позже. Здесь также видно, даже достаточно медленная реакция окисления углерода тем не менее вносит свой вклад в процесс воспламенения частиц. Заметим, что для малых частиц различие между  $t_{ign}$  и  $t_{ign}^v$  не слишком существенно, с возрастанием размера частиц оно становится более выраженным (сравните время достижения максимального значения на кривых 1, 2, 3 рис. 5, г, д). Рис. 5, б, в иллюстрируют поведение активных газовых компонент в процессе реагирования.

*Тип II. Гетерогенно-гомогенное воспламенение.* Перейдем к варианту тепловой динамики смеси, реализуемому при значениях параметров  $\tau_{B1} = 8.0224 \cdot 10^{-4}$ ,  $\tau_{B2} = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_v = 8.7719 \cdot 10^{-3}$ . В данном случае реакция окисления углерода оказывает основное влияние на процесс воспламенения, т.к. она протекает примерно на порядок быстрее гомогенной реакции. Это выражается, например в том, что к моменту воспламенения остается достаточно большая масса не прореагировавших летучих. Также к моменту воспламенения частиц еще не достигнут максимум скорости образования продуктов окисления летучих. Обострение температуры первоначально происходит в фазе частиц, а затем в газовой фазе.

## 3. Моделирование воспламенения смесей газа и частиц угля в отраженных ударных волнах

Рассмотрим далее приложение построенной математической модели к описанию процесса воспламенения газозвесей угольных частиц в отраженных ударных волнах. Считаем, что после отражения УВ от стенки процесс образования смеси газа и частиц угля уже завершен. Теплообмен частиц с горячей газовой фазой приводит к повышению их температуры, инициированию химических реакций термического разложения и окисления и к последующему воспламенению смеси.

В статье [17] приведены времена задержки воспламенения угольных газозвесей в воздухе и кислороде в зависимости от температуры газовой фазы за отраженной УВ  $t_{ign}(T_{1,0})$ . Для физических условий работы [17] нами были выполнены расчеты тепловой динамики угольных взвесей, которые позволили определить параметры формальной кинетики реакций из условия наилучшего совпадения расчетных и опытных данных по зависимости  $t_{ign} = t_{ign}(T_{1,0})$ .

Сравнение расчетных и опытных данных для угольно-кислородной смеси проведено на рис. 6. Как видно, найденные кинетические параметры обеспечивают достаточно хорошее описание периода индукции как при средних (рис. 6, а), так и при высоких температурах газа за отраженной ударной волной (рис. 6, б). Кроме того, модель способна правильно предсказывать влияние на задержки воспламенения начального содержания летучих веществ  $\xi_{22,0}$ . На рис. 6 кривая 2 относится к расчетным данным при

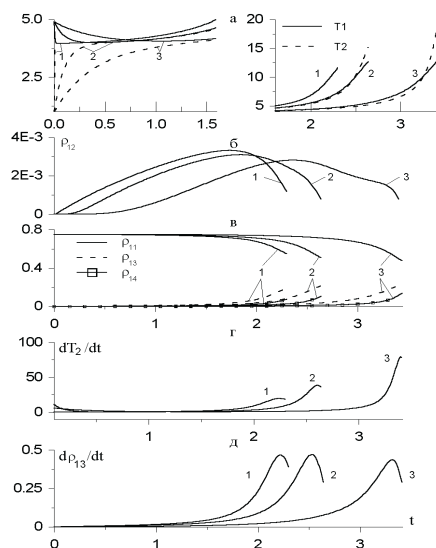


Рис. 5. Динамика нагрева и воспламенения газ-взвеси частиц угля размером  $r_0 = 0.5$  (1), 2.5 (2) и 5 мкм (3). “Медленное” реагирование углерода

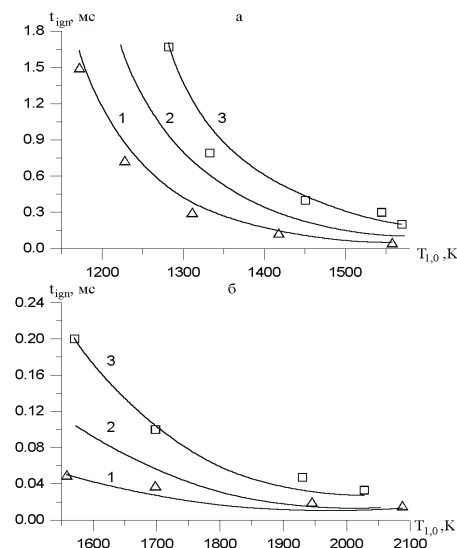


Рис. 6. Зависимость времени задержки воспламенения смеси угольных частиц в кислороде от температуры газа за отраженной ударной волной (а — средние, б — высокие значения температуры). Сплошные линии — расчет при  $\xi_{22,0} = 0.26$  (1), 0.17 (2) и 0.09 (3). Значки — экспериментальные данные [17] при  $\xi_{22,0} = 0.26$  (треугольники) и 0.09 (прямоугольники)

$\xi_{22,0} = 0.17$  и лежит между кривыми, соответствующими массовым концентрациям летучих  $\xi_{22,0} = 0.09$  и 0.26. Отметим, что при больших значениях температуры за фронтом отраженной УВ изменение начального содержания летучих веществ слабо влияет на величину времени задержки воспламенения. Связано это с переходом к гетерогенному режиму воспламенения.

## Заключение

Для описания подъема частиц пыли в поле течения газа развита математическая модель в рамках лагранжева подхода, которая основана на использовании сил Саффмана и аэродинамической интерференции. На ее основе адекватно описана начальная стадия подъема одиночных частиц пылевидного слоя при воздействии на него ударных волн слабой и средней интенсивности.

Показано, что в случае слабых ударных волн и частиц среднего размера подъем частиц может осуществляться посредством силы Саффмана, в случае ударных волн средней интенсивности и крупных частиц — за счет действия силы аэродинамической интерференции частицы и поверхности.

Построена точечная математическая модель воспламенения взвеси угольных частиц в газе, принимающая во внимание основные влияющие физико-химические процессы. Выявлены характерные варианты тепловой динамики смеси: гетерогенное воспламенение посредством реакции окисления коксового остатка, гомогенное воспламенение, вызванное процессом окисления летучих веществ в газовой фазе, смешанное воспламенение за счет одновременного протекания процессов окисления кокса и летучих.

Проведена верификация этой модели по известным опытным данным, относящимся к задержкам воспламенения взвесей частиц угля в воздухе в отраженных ударных волнах при изменении температуры за ударной волной и начального содержания летучих.

## Список литературы

- [1] Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Смесеобразование за ударными волнами и детонация в пылегазовых системах. First Int. Coll. on Explosibility of Industrial Dusts. Baranow. 8-10 XI, 1984, Book of Papers, Part 2. P. 137–161.

- [2] Федоров А. В., Хмель Т. А., Федорова Н. Н., Гостеев Ю. А., Жилин А. А. Обзор экспериментальных исследований и анализ существующих математических моделей процессов смесеобразования для систем типа воздух - угольная пыль. Отчет ИТПМ СО РАН. Новосибирск, 1999.
- [3] Волков В. Ф., Федоров А. В., Фомин В. М. Проблема взаимодействия сверхзвукового потока с облаком частиц // ПМТФ. 1994. Т. 35, 6. С. 26–31.
- [4] 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.
- [5] SAFFMAN P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // J. Fluid Mech. Vol. 22. P. 383–400.
- [6] Стернин Л. Е., Маслов Б. И., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
- [7] MERZKIRCH, K. BRACHT. The erosion of dust by a shock wave in air: Initial stages with laminar flow // Int. J. Multiphase Flow. 1978. Vol. 4. P. 89 - 95.
- [8] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
- [9] Гавин Л. Б., Шрайбер А. А. Турбулентные течения газа с частицами // Итоги науки и техники, Сер. Механика жидкости и газа. Т. 25. С. 90–182.
- [10] Бабий В. И., Куваев Ю. Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [11] Федоров А. В., Хмель Т. А., Федорова Н. Н., Гостеев Ю. А., Жилин А. А. Обзор экспериментальных исследований и анализ существующих математических моделей процессов смесеобразования для систем типа воздух - угольная пыль. Отчет ИТПМ СО РАН. Новосибирск, 1999.
- [12] Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Воспламенение газозвеси частиц угля. Точечное приближение // Физика горения и взрыва. 2001 (в печати).
- [13] Алексеев Б. В., Гришин А. М. Физическая газодинамика реагирующих сред. М.: Высшая школа, 1985.
- [14] Померанцев А. В. и др. Основы практической теории горения. Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.
- [15] 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.
- [16] Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.
- [17] 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.