

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАГРЕТОЙ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦЕЙ

Г. В. Кузнецов, Г. Я. Мамонтов*, Г. В. Таратушкина**

Томский политехнический университет, 634050 Томск, g-kuznetsov@bep.ru

*Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634050 Томск

**Томский государственный университет, 634050 Томск

В рамках двумерной модели теплопереноса решена задача о заживании конденсированного вещества одиночными, нагретыми до высоких температур частицами. Численные исследования проведены для типичных материалов — поливинилнитрата и углеродистых частиц. Установлено, что режимы воспламенения конденсированного вещества одиночной частицей при относительно низких температурах адекватны по времени задержки воспламенения режимам нагрева конденсированного вещества газовым потоком без частиц, а при высоких температурах — режимам нагрева металлической пластиной с фиксированной температурой. В некотором достаточно узком диапазоне температур частиц применение двумерной модели теплопереноса приводит к существенно отличным от других режимов временам задержки воспламенения.

Ключевые слова: заживание, конденсированное вещество, частица, высокие температуры, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что воспламенитель может передавать энергию к поверхности конденсированного вещества (КВ) за счет реализации нескольких механизмов теплопередачи: вынужденная конвекция; теплопроводность; излучение; диффузия конденсирующихся паров металлов или активных радикалов из пламени воспламенителя на поверхности топлива; фотохимическое поглощение; передача тепла нагретыми до высоких температур твердыми и жидкими частицами, которые при попадании на поверхность КВ создают местные центры воспламенения.

Из перечисленных механизмов теплопередачи на практике в наименьшей степени реализуются фотохимический и диффузионный. В наибольшей степени изучены конвективный, кондуктивный и лучистый механизмы [2, 3]. Механизм образования локальных очагов воспламенения выпадающими на поверхность КВ «горячими» одиночными частицами исследован, вероятно, намного меньше других, что обусловлено малыми размерами частиц и соответственно малыми размерами очагов воспламенения.

Известны результаты теоретического и экспериментального исследования закономерностей заживания КВ дисперсным потоком

[4, 5], однако в этих работах воздействие дисперсного потока моделировалось не одиночной частицей, а тонким слоем частиц, выпадающих на поверхность. При этом в экспериментах [5] дисперсный поток моделировался тонкой металлической фольгой на поверхности образцов. Такая модель применена в том числе и к случаю, когда частицы проникают в тонкий, прогретый до высоких температур приповерхностный размягченный (или расплавленный) слой веществ [4, 5]. Модель охватывает достаточно большой круг задач заживания, но не учитывает особенности процесса заживания КВ одиночной частицей, нагретой до высоких температур.

В то же время одиночные частицы достаточно малых размеров часто являются не только источниками возникновения горения в специальных системах воспламенения [6], но и источниками возникновения пожаров на промышленных и гражданских объектах [7]. По этим причинам исследование закономерностей процессов заживания КВ одиночными частицами является актуальной, не изученной до настоящего времени задачей.

Цель данной работы — теоретический анализ закономерностей процессов заживания КВ одиночными, нагретыми до высоких температур частицами в рамках модели, учитываю-

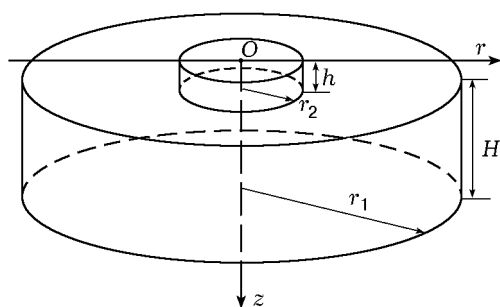


Рис. 1. Схема области решения задачи

шей неоднородный теплоперенос в окрестности зоны контакта «частица — КВ». Представляет интерес также сравнение результатов моделирования исследуемого процесса с применением неоднородной модели и традиционных моделей воспламенения [1–3].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В общем случае возможно выпадение на поверхность КВ частиц металлов, оксидов металлов и неметаллов. Высоки вероятности выпадения различного рода сажистых образований, представляющих собой соединения углерода с различными продуктами сгорания как специальных воспламенительных составов, так и обычных горючих материалов (древесина, уголь). Реальные частицы имеют, как правило, форму неправильных многогранников и при осаждении находятся в твердом состоянии. Скорость частиц при подходе к поверхности КВ относительно невелика (не превышает 30 м/с), и частицы обычно не деформируются. При инерционном осаждении локальные углубления на поверхности КВ часто не образуются. Учесть реальную конфигурацию частиц, выпадающих на поверхность КВ, конечно, невозможно. Но при всем многообразии этих конфигураций наиболее часто встречаются частицы, похожие на сферу или цилиндр [8, 9]. Поэтому при решении задачи предполагалось, что частица имеет форму цилиндра малой высоты.

Задача решалась в цилиндрической системе координат, начало которой совпадало с точкой пересечения оси симметрии частицы и внешней границы частицы. Схема процесса приведена на рис. 1.

Одиночная частица заданных размеров с температурой, равной температуре внешнего

газового потока T_g , выпадает на поверхность пластины КВ с заданной начальной температурой $T_{s,0}$ (при этом $T_{s,0} < T_g$). В пластине выделяется цилиндр, характерная высота которого H и радиус r_1 много больше соответственно высоты h и радиального размера r_2 частицы. Параметры внешнего газового потока (коэффициент теплоотдачи и температура) известны и постоянны на всех границах частицы и КВ в любой момент времени. Предполагалось, что теплообмен между внешней высокотемпературной средой и частицей (а также между средой и КВ) осуществляется за счет конвекции и излучения.

Приняты следующие допущения, не накладывающие серьезных ограничений на общность постановки задачи.

1. Форма частицы после осаждения не изменяется. Для частиц, находящихся в момент осаждения в твердом состоянии и имеющих относительно невысокие скорости движения, такое допущение является обоснованным.

2. Теплообмен между частицей и КВ осуществляется в условиях идеального контакта (непрерывность тепловых потоков и температур по обе стороны границы раздела в малой ее окрестности). Такие условия теплообмена реализуются, например, когда поверхность КВ разогрета даже до относительно невысоких температур ($400 \div 500$ К). В этом случае можно считать, что материал находится в «размягченном», по терминологии [4, 5], состоянии. Соответственно частицы будут прилипать к такому материалу и удерживаться на его поверхности даже при очень малых глубинах размягчения (десятые доли миллиметра). При нагреве размягчаются не только пороха и ракетные топлива [4, 5, 8], но и все полимерные материалы (в том числе и композитные, на основе стеклообразных или угольных волокон), ткани с добавлением полимерных волокон, стекла и стеклообразные материалы, многие строительные материалы (например, краски) и др.

3. Прилегающий к поверхности слой КВ находится в недеформированном состоянии, и после выпадения частицы ее поверхность не деформируется (частица не углубляется в КВ). Размягчение многих конденсированных веществ при малых температурах ($400 \div 500$ К) не сопровождается деформацией приповерхностного слоя, поскольку глубина размягчения очень мала по сравнению с размерами частицы и не превышает десятой доли миллиметра.

4. Условия теплообмена на всей поверхности частицы и поверхности КВ, остающейся открытой, считаются одинаковыми. Частицы малых размеров ($50 \div 150$ мкм) не могут существенно изменить режим теплообмена поверхности КВ с внешней средой как за счет конвекции, так и за счет излучения.

5. Теплофизические свойства материала частицы и КВ не зависят от температуры. Воспламенение типичных конденсированных веществ, представляющих интерес как пожароопасные или горючие материалы, происходит, как правило, при температурах $500 \div 900$ К. В этом диапазоне теплофизические свойства обычных металлов, сплавов, углеродоподобных материалов изменяются незначительно (не более чем на $10 \div 15$ %), и этим изменением обычно можно обоснованно пренебречь.

6. Рассматривается твердофазная модель зажигания. Твердофазные модели, возможно, являются наиболее распространенными при анализе процессов в порохах и твердых ракетных топливах [1–5]. По крайней мере, их применение не менее обосновано, чем использование газофазных или гетерогенных моделей зажигания типичных конденсированных веществ.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Система нестационарных дифференциальных уравнений теплопроводности для системы «частица — КВ» (см. рис. 1), соответствующая сформулированной физической модели, имеет следующий вид:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + Q k_0 \exp \left(- \frac{E}{RT_1} \right), \quad (1)$$

$$0 \leq r \leq r_1, \quad h \leq z \leq H + h,$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$0 \leq r \leq r_2, \quad 0 \leq z \leq h.$$

Здесь T — температура; c — удельная теплоемкость; ρ — плотность; λ — теплопроводность; t — время; r, z — цилиндрические координаты; h — высота частицы; H — высота цилиндра,

выделяемого в пластине КВ; индексы 1 и 2 соответствуют КВ и частице; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; k_0 — предэкспонент; Q — тепловой эффект реакции. При постановке задачи принято, что оси симметрии частицы и выделяемого в пластине КВ цилиндра совпадают.

Граничные и начальные условия для сформулированной задачи имеют вид:

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, h, t)}{\partial z} = \alpha(T_g - T_1) + \varepsilon \sigma(T_g^4 - T_1^4), \quad (3)$$

$$r_2 < r < r_1, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, h + H, t)}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$0 \leq r \leq r_1, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(0, z, t)}{\partial r} = 0; \quad (5)$$

$$h \leq z \leq H + h, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(r_1, z, t)}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

$$h \leq z \leq H + h, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, h, t)}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2(r, h, t)}{\partial z}, \quad (7)$$

$$T_1 = T_2, \quad 0 < r < r_2, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(r, 0, t)}{\partial z} = \alpha(T_g - T_2) + \varepsilon \sigma(T_g^4 - T_2^4), \quad (8)$$

$$0 \leq r \leq r_2, \quad 0 < t < t_1;$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(0, z, t)}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq h, \quad 0 < t < t_1; \quad (9)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(r_2, z, t)}{\partial r} = \alpha(T_g - T_2) + \varepsilon \sigma(T_g^4 - T_2^4), \quad (10)$$

$$+ \varepsilon \sigma(T_g^4 - T_2^4), \quad 0 \leq z \leq h, \quad 0 < t < t_1;$$

$$T_2(r, z, 0) = T_g = T_{p,0} = \text{const}, \quad (11)$$

$$0 < r < r_2, \quad 0 \leq z < h;$$

$$T_1(r, z, 0) = T_{s,0} = \text{const}, \quad (12)$$

$$0 < r < r_1, \quad h < z \leq H + h.$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи на всех открытых участках поверхности частицы и КВ; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_g — температура внешнего газового потока; $T_{p,0}$ — температура частицы в начальный момент времени; ε — приведенная степень черноты; $T_{s,0}$ — температура КВ в начальный момент времени.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Сформулированная система дифференциальных уравнений (1), (2) с соответствующими краевыми и начальными условиями (3)–(12) решена методом конечных разностей [10]. Для решения разностных аналогов двумерных нелинейных уравнений использовался локально-одномерный метод в сочетании с методом итераций. Одномерные разностные уравнения решены методом прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [10]. Сеточные параметры выбирались таким образом, чтобы для частиц любого размера обеспечить не менее 25 узлов разностной сетки по каждой координате.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные исследования выполнены для типичных КВ — поливинилнитрата [4] и углеродистой частицы, для которых хорошо известны теплофизические и термохимические характеристики: $\lambda_1 = 1,28$ Вт/(м·К); $c_1 = 1230$ Дж/(кг·К); $\rho_1 = 1600$ кг/м³; $\lambda_2 = 1,5$ Вт/(м·К); $c_2 = 1100$ Дж/(кг·К); $\rho_2 = 1700$ кг/м³; $E = 141000$ Дж/моль; $Qk_0 = 3,2 \times 10^{24}$ Дж/(м³·с); $\varepsilon = 0,5$; $\alpha = 300$ Вт/(м²·К).

В соответствии с общей теорией [11] критические условия воспламенения могут быть записаны в безразмерном виде:

$$\delta_{cr} = \delta_{cr}^* \left[1 + \frac{(\theta_{init} - 3)^2 b}{3\theta k_\lambda^{2/3} (1 + 3b^{2/3})} \right], \quad (13)$$

где $\delta_{cr}^* = 0,4b[\theta_{init} - 0,25]^2 [1 + 0,5\beta\theta_{init}]$,

$$k_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad b = \frac{c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1},$$

$$\theta_{init} = \frac{E}{RT_{p,0}^2} (T_{p,0} - T_{s,0}), \quad \beta = \frac{RT_{p,0}}{E},$$

$$\delta = r_2 \left[\frac{Qk_0}{\lambda_2} \frac{E}{RT_{p,0}^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_{p,0}}\right) \right]^{1/2},$$

где δ , δ_{cr} , k_λ , b , θ_{init} , β — безразмерные параметры.

При размерах очага $\delta < \delta_{cr}$ зажигание не происходит. Расчеты, проведенные для частиц различных размеров, показали, что в рассматриваемом случае при $T_{p,0} = 600$ К зажигание реализуется при $\delta_{cr} = 194$, а в случае $T_{p,0} = 900$ К — при $\delta_{cr} = 141$.

Предельное условие зажигания можно записать в виде [12]

$$q(t_{ind}) = Qk_0 \int_0^\infty \left\{ \exp\left[-\frac{E}{RT(x, t_{ind})}\right] - \exp\left(-\frac{E}{RT_{s,0}}\right) \right\} dz, \quad (14)$$

где q — тепловой поток от частицы; z — координата (расстояние от поверхности КВ); t_{ind} — время задержки зажигания.

Выражение (14) фактически вытекает из описанной выше нестационарной картины зажигания и имеет следующий физический смысл: зажигание наступает, когда скорости теплоприхода от внешнего источника (частицы) и химической реакции становятся равными. Из решения системы уравнений (1), (2) с граничными условиями (3)–(12) определялось поле температур в системе «частица — КВ» на каждом временном слое и рассчитывался тепловой поток q от частицы к поверхности контакта. Затем проводилось сравнение численных значений q и правой части (14). Если левая часть (14) была больше правой, вычисления продолжались. Если нет, то температура в зоне контакта частицы и КВ принималась равной температуре зажигания T_{ign} , а момент времени t принимался в качестве времени задержки воспламенения t_{ind} . Алгоритм расчета параметров зажигания тестировался по данным [3]. Отклонения в величинах T_{ign} и t_{ind} не превышали 3 % для рассматриваемого диапазона параметров.

Задачи численного анализа состояли, в первую очередь, в сопоставлении результатов математического моделирования процес-

Таблица 1
 Время задержки воспламенения в зоне КВ,
 закрытой частицей радиусом 100 мкм,
 и на открытой поверхности КВ

| $T_{p,0}$, К | t_{ind} , с | | | | | |
|---------------|---------------|------|---|------|------|---|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 600 | 4,02 | 4,08 | 0 | 3,98 | 4,09 | 0 |
| 650 | 3,25 | 3,31 | 0 | 3,14 | 3,31 | 0 |
| 700 | 2,71 | 2,75 | 0 | 2,53 | 2,75 | 0 |
| 750 | 2,28 | 2,33 | 0 | 2,07 | 2,34 | 0 |
| 800 | 1,95 | 2,00 | 0 | 0 | 2,00 | 0 |
| 825 | 1,81 | 1,87 | 0 | 0 | 1,87 | 0 |
| 850 | 0 | 1,73 | 0 | 0 | 1,74 | 0 |
| 875 | 0 | 1,62 | 0 | 0 | 1,63 | 0 |
| 900 | 0 | 1,52 | 0 | 0 | 1,52 | 0 |

Примечание. 1–3 — двумерная модель, 4–6 — одномерная модель; 1, 4 — поверхность КВ закрыта частицей, 2, 5 — поверхность КВ открыта и нагревается за счет теплообмена с внешней средой, 3, 6 — граничные условия 1-го рода.

сов воспламенения с использованием двумерной модели теплопереноса в системе «частица — КВ» и традиционной одномерной модели воспламенения с граничными условиями 1-го рода [3], а также в сравнении с одномерной моделью системы «частица — КВ» при учете теплообмена на границах частицы. Результаты численного анализа приведены в табл. 1. Хорошо видно, что времена задержки воспламенения при использовании двумерной модели существенно больше значений t_{ind} , полученных на базе одномерных моделей с граничными условиями 1-го рода, т. е. условий, когда предполагается возможным большое теплосодержание частицы. Такая модель аналогична модели воспламенения КВ металлической пластины с заданной постоянной температурой [3]. При этих граничных условиях, как и можно было предполагать, значения t_{ind} для одномерной и двумерной постановок отличаются незначительно (см. табл. 1). Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что использование математических моделей с граничными условиями 1-го рода при моделировании процессов воспламенения КВ нагретыми частицами является необоснованным для всего возможного диапазона изменения температур.

В табл. 1 представлены значения t_{ind} , рассчитанные для поверхности КВ, не закрытой частицей и нагреваемой за счет конвективного и радиационного теплообмена с высокотемпературной газовой средой. Из сравнения численных значений t_{ind} видно, что время задержки воспламенения при взаимодействии частицы с КВ существенно меньше, чем при нагреве КВ за счет конвекции и излучения при идентичных значениях температур газа и частицы. Полученные результаты показывают, что рассматриваемый механизм нагрева при высоких (более 800 К) температурах газа и частицы гораздо более эффективен, чем радиационный или конвективный при одинаковых температурах. При этом частица остывает, отдавая теплоту в КВ, но передаваемой энергии оказывается достаточно для достижения условий воспламенения. Как видно из табл. 1, при относительно низких температурах частиц значение t_{ind} почти не зависит от того, нагревается КВ газовым потоком или частицей. С ростом температуры частиц разность значений t_{ind} для этих двух случаев становится очень большой и при $T_{p,0} > 800$ К доходит до 100 %. Возможно этот результат обусловлен тем, что при относительно низких температурах частица, передавая при остывании энергию в КВ, охлаждается до температуры, при которой зажигание не происходит, а частица начинает играть роль тонкого теплоизолятора между внешней средой и КВ. При относительно же высоких температурах при остывании частицы плотность теплового потока через поверхность раздела «частица — КВ» сохраняется на уровне, достаточном для достижения условий воспламенения.

Анализируя результаты вычислений t_{ind} , представленные в табл. 1, также необходимо отметить, что при относительно низких температурах частицы ($T_{p,0} \leq 750$ К) времена задержки воспламенения, рассчитанные с использованием одномерной и двумерной моделей теплопереноса, отличаются не более чем на 10 %. При $T_{p,0} = 800 \div 825$ К значения t_{ind} отличаются в сотни раз, а при дальнейшем увеличении $T_{p,0}$ эта разница уменьшается до единиц процентов. При этом результаты расчетов t_{ind} при высоких $T_{p,0}$ мало отличаются от значений, полученных при граничных условиях 1-го рода на поверхности контакта частицы и КВ.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что подход авторов [4, 5] может быть с успехом использован и при анализе

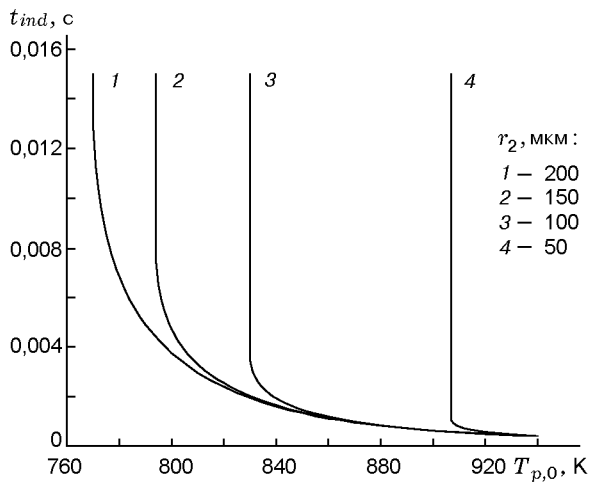


Рис. 2. Время задержки воспламенения КВ для частиц различного радиуса

закономерностей зажигания конденсированных веществ одиночными частицами, нагретыми до относительно высоких (900 К и более) температур. В таких случаях теплосодержание частицы, очевидно, так велико, что условия нагрева КВ незначительно отличаются от условий нагрева тонким листом металла или потоком частиц. И только в достаточно узком диапазоне температур частиц (при использованных теплофизических и термокинетических параметрах это $T_{p,0} \approx 800 \div 825$ К) применение двумерной модели теплопереноса приводит к результатам вычисления t_{ind} , существенно отличающимся от полученных при использовании как одномерной модели частицы, так и модели бесконечной пластины. Это обусловлено, очевидно, тем, что существуют «пороговые» (свой для каждой системы «частица — КВ») режимы зажигания, при которых существенно влияние двумерности теплопереноса в зоне воспламенения (см. табл. 1) на формирование поля температур.

Важным, вероятно, является также то, что (как видно из табл. 1) при относительно низких температурах времена задержки воспламенения КВ одиночной частицей совпадают с полученными в режимах нагрева КВ газовым потоком без частиц, а при высоких температурах — с полученными в режимах нагрева металлической пластиной с фиксированной температурой.

В табл. 1 приведены результаты численных исследований условий воспламенения поливинилнитрата для конвективного режима

нагрева в двумерной и одномерной постановках. Эти результаты не имеют самостоятельного физического значения, но являются тестом, характеризующим в некоторой степени погрешность применявшихся численных алгоритмов. Можно считать, что она не превышает $0,2 \div 0,3$ %.

Специально исследовался вопрос о влиянии размеров частицы на параметры воспламенения. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что, как и следовало ожидать, увеличение характерных размеров частиц приводит к снижению величины t_{ind} при одинаковых температурах частиц.

В табл. 2 представлено распределение температуры $T(0, z)$ на оси симметрии системы «частица — КВ» в малой окрестности зоны контакта. Рассмотренные для типичных условий теплообмена результаты даны в табличном виде потому, что градиенты температур так велики (достигают $1,5 \cdot 10^7$ К/м), что графическое изображение зависимости $T(0, z)$ неэффективно. Расчеты проводились в диапазоне изменения $T(0, z)$ только до 900 К, потому что дальнейшие вычисления прекращались из-за достижения условий воспламенения в точке с координатами $r = 0, z = 0$. Из табл. 2 видно, что распределение $T(z)$ в окрестности границы раздела «частица — КВ» достаточно специфично. Изменение температуры в частице с $T_{p,0} \leq 800$ К в момент воспламенения не превышает 10 К. Можно отметить, что с увеличением температуры частицы от 600 до 900 К существенно уменьшается глубина прогрева КВ к моменту воспламенения. Кроме того, перепад температур по самой частице увеличивается с единиц градусов при $T_{p,0} = 600$ К до 120 К при $T_{p,0} = 900$ К. При этом частица в случае $600 \leq T_{p,0} \leq 800$ К остывает существенно до момента воспламенения, а при $T_{p,0} = 900$ К остывает только тонкий слой, прилегающий к зоне контакта частицы с КВ. Температура же поверхности частицы, нагреваемой за счет теплообмена с внешней средой, к моменту воспламенения почти не меняется по сравнению с начальным значением.

Установленные закономерности позволяют сделать вывод о том, что определяющую роль в реализации рассматриваемого механизма воспламенения, очевидно, играют теплосодержание частиц и их температура в момент выпадения на поверхность КВ.

Таблица 2
 Распределение температуры по оси z системы «частица — КВ»
 ($r = 0$) в момент воспламенения при различных
 начальных температурах внешней среды и частицы

| $z_i, 10^{-3}$ м | | $T_{0,z}$ при $T_g = T_{p,0}$, К | | | |
|------------------|-------|-----------------------------------|--------|---------|--------|
| | | 600 | 700 | 800 | 900 |
| Частица | 0 | 488,24 | 497,94 | 504,09 | 899,16 |
| | 0,025 | 487,74 | 496,87 | 502,38 | 895,35 |
| | 0,050 | 487,37 | 495,91 | 500,53 | 869,5 |
| | 0,075 | 487,19 | 494,98 | 498,47 | 783,57 |
| | 0,100 | 1983,76 | 1990,3 | 2001,03 | 2000,1 |
| КВ | 0,225 | 480,35 | 475,98 | 474,42 | 300 |
| | 0,350 | 472,38 | 466,09 | 458,12 | 300 |
| | 0,475 | 461,98 | 453,64 | 444,81 | 300 |
| | 0,600 | 454,4 | 445,04 | 435,01 | 300 |
| | 0,725 | 447,39 | 436,51 | 427,92 | 300 |
| | 0,850 | 445,43 | 434,28 | 423,12 | 300 |
| | 0,975 | 443,37 | 431,78 | 420,31 | 300 |
| | 1,100 | 442,72 | 431,01 | 419,41 | 300 |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двумерной модели проведено математическое моделирование процесса воспламенения типичного конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей. Установлено, что при высоких температурах газа и частиц время задержки воспламенения частицей существенно меньше, чем при конвективном или радиационном теплообмене с внешней газовой средой. При относительно низких температурах время задержки воспламенения существенно больше, чем при использовании одномерной математической модели теплопереноса в идентичной физической постановке при граничных условиях 1-го рода на нагреваемой поверхности. Полученные результаты позволяют сделать вывод о высокой вероятности реализации механизма воспламенения КВ нагретыми частицами при воздействии гетерогенной среды на конденсированные вещества в достаточно широком диапазоне изменения параметров среды и частиц, а также о возможности существенного снижения времени задержки воспламенения порохов в специальных системах при добавлении в воспламе-

нительные составы не газифицирующихся при высоких температурах компонентов в малых концентрациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мак-Алеви Р. Ф., Кауан П. Л., Саммерфилд М. Механизм воспламенения смесевых твердых топлив горячими газами // Исследование ракетных двигателей на твердом топливе: Сб. статей. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. С. 397–415.
2. Мальцев В. М., Мальцев М. Н., Кашпов Л. Я. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.
3. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
4. Гольдшлегер У. И., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. О механизме и закономерностях зажигания конденсированных систем дисперсным потоком // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 319–332.
5. Барзыкин В. В., Гольдшлегер У. И., Мержанов А. Г. Зажигание конденсированных веществ дисперсным потоком // Докл. АН СССР. 1970. Т. 191, № 1. С. 111–114.
6. Ерохин Б. Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ. М.: Машиностроение, 1991.

7. **Романенков И. Г., Левитес Ф. А.** Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991.
8. **Кунаков Г. А., Чулков А. З.** Характеристики продуктов сгорания металлосодержащих топлив // Ракетные топлива. М.: Мир, 1975. С. 74–96.
9. **Образование** и выгорание сажи при сжигании углеводородов / Ф. Т. Бакиров, В. М. Захаров, И. З. Полещук и др. М.: Машиностроение, 1989.
10. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
11. **Гольдшлегер У. И., Прибыткова К. В., Барзыкин В. В.** Зажигание конденсированных ВВ накаливаемым телом конечных размеров // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 1. С. 119–123.
12. **Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.** Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания // Докл. АН СССР. 1968. Т. 178, № 1. С. 131–134.

Поступила в редакцию 27/1 2003 г.
