

ДВУХЗОННАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ

В. А. Струнин¹, А. В. Федорычев², С. В. Гунин², А. Н. Ключников²,
Ю. М. Милёхин², Г. Б. Манелис¹

¹Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, manelis@icp.ac.ru

²Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090 Дзержинский

Разработана и исследована математическая модель горения топлива с охладителем, учитывающая двухзонный характер фронта горения, обусловленный протеканием реакций в конденсированной и газовой фазах. Получены в аналитическом виде формулы для расчета скорости горения и температуры реакционных зон, а также чувствительность скорости горения к внешним и внутренним параметрам системы. Численно исследована зависимость скорости горения от давления, характерного размера системы, содержания компонентов, термодинамических и кинетических параметров. Даны рекомендации по методам достижения определенных баллистических свойств путем варьирования исходных параметров системы.

Ключевые слова: твердое топливо, охладитель, моделирование, двухзонное горение.

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе по горению смесевых систем с охлаждающей добавкой [1] моделирование проводилось в предположении однозонного фронта горения, т. е. лимитирующая процесс горения химическая реакция реализовывалась в поверхностном слое конденсированной фазы с тепловым эффектом, суммирующимся из теплот термического разложения и сублимации окислителя, газификации и окисления горючего с учетом теплоподвода из области низкотемпературных газофазных реакций вблизи поверхности горения. Такой механизм горения может реализоваться также в случаях, когда высокотемпературная реакция в газовой зоне находится далеко от поверхности горения (режим отрыва) или непосредственно у поверхности горения (режим слияния). Однако возможен механизм, при котором оба процесса — в конденсированной и газовой фазах — совместно влияют на характеристики горения (смешанный режим) [2, 3]. Отметим, что такой режим реализуется при условии близости скоростей превращения компонентов в обеих зонах, когда они отделены друг от друга расстоянием порядка ширины зоны прогрева. В случае реальных смесевых топлив на основе окислителей типа перхлората или нитрата аммония смешанный режим горения оказывается возможным в относительно большом диапазоне изменения исходных условий благодаря росту температуры поверхности горения с давлени-

ем из-за подавления сублимации окислителя, что приводит к повышению скорости реакции в конденсированной фазе и одновременному увеличению скорости реакций в газовой фазе по обычному механизму этих процессов.

Эксперимент дает многочисленные примеры проявления двухзонной структуры фронта горения топлив (баллистические пороха, смесевые ракетные составы) и индивидуальных соединений (нитрамина, неорганические окислители). При низких давлениях на профилях температур во фронте горения имеется «темная» зона (зона отхода пламени), а на некотором отдалении от поверхности горения располагается светящаяся зона (пламя), которая с ростом давления приближается к поверхности.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для решения поставленной задачи рассматривается слоевая система «сэндвич», состоящая из двух плоских компонентов. Моделирование этой системы проводилось нами ранее в рамках однозонного горения для пары окислитель (типа перхлората аммония) и горючее, окисляющееся с поверхности или газифицирующееся и окисляющееся в газовой зоне [3–6]. Были рассмотрены два варианта горения — с осреднением параметров в слоях (одномерное приближение) и с их распределением по поверхности горения (двумерная задача). При сравнении расчетных зависимостей скоростей выгорания компонентов от характерного

размера системы были установлены подобие и близость кривых в рассматриваемых вариантах, при этом, естественно, средняя скорость в первом случае меньше максимальной скорости в лидирующей точке во втором случае. Однако при больших размерах наблюдалось существенное различие: в первом случае ведущим процессом становилось автономное горение окислителя, а во втором — горение в «носике» пламени, на границе контакта компонентов. Определяющим процессом может быть как окисление горючего, так и термическое разложение окислителя, и при изменении определенных параметров и условий горения (размер сэндвича, тепловые эффекты, давление) может происходить смена лидера и характера режима горения (квазигомогенный, диффузионно-кинетический, теплообменный, автономный). Было проведено сопоставление с экспериментальными данными [7–9], качественно подтвердившее ряд теоретических зависимостей.

Отметим также, что слоевая система сэндвич успешно применяется и в экспериментальной практике, как это было показано Н. Н. Бахманом [7, с. 186] на примере системы перхлорат калия и полимер при сравнении скоростей горения сэндвича и смеси компонентов в зависимости от размера.

Все это позволяет использовать слоевую систему в варианте с осреднением параметров для решения задачи о горении системы, состоящей из квазигомогенной смеси компонентов, включающей окислитель и горючее (матрица), и охлаждающей добавки, которая газифицируется с эндотермическим, нулевым или слабозкотермическим эффектом. Ограничения данной модели обусловлены характерным размером системы, который не должен быть чрезмерным, а быть порядка или меньше ширины зоны теплообмена, что соответствует реальным смешанным топливам. Поскольку основной целью настоящей работы является исследование влияния теплообмена между компонентами, происходящего в относительно широкой пространственной области (в поперечном и продольном направлениях), на характеристики горения, реакционные зоны аппроксимированы как поверхности, а скорости сгорания на поверхности топлива и в газе представлены в упрощенном виде как заданные законы горения, учитывающие зависимость от основных факторов — давления и температуры. В зарубежной литературе они часто используются в



Рис. 1. Схема фронта горения слоевой композиции с реакциями в конденсированной и газовой зонах

различных моделях горения как закон пиролиза.

На рис. 1 представлена схема процесса.

Уравнения, описывающие горение, следующие:

конденсированная зона:

матрица:

$$\lambda_c \frac{d^2 T_1}{dx^2} - cu_{ms} \frac{dT_1}{dx} - \frac{\lambda_c}{\varphi L^2} (T_1 - T_2) = 0, \quad (1)$$

охладитель:

$$\lambda_c \frac{d^2 T_2}{dx^2} - cu_{ms} \frac{dT_2}{dx} + \frac{\lambda_c}{(1-\varphi)L^2} (T_1 - T_2) = 0; \quad (2)$$

газовая зона:

матрица:

$$\lambda_g \frac{d^2 T_1}{dx^2} - cu_{mf} \frac{dT_1}{dx} - \frac{\lambda_g}{\varphi L^2} (T_1 - T_2) = 0, \quad (3)$$

охладитель:

$$\lambda_g \frac{d^2 T_2}{dx^2} - cu_{mf} \frac{dT_2}{dx} + \frac{\lambda_g}{(1-\varphi)L^2} (T_1 - T_2) = 0. \quad (4)$$

Условия сопряжения на поверхности горения ($x = 0$):

матрица:

$$\lambda_c \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{0-} = \lambda_g \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{0+} + Q_1 u_{ms}, \quad (5)$$

охладитель:

$$\lambda_c \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{0-} = \lambda_g \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{0+} - Q_2 u_{ms}. \quad (6)$$

Условия сопряжения во фронте пламени ($x = x_f$):

матрица:

$$\lambda_g \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{x_{f-}} = \lambda_g \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{x_{f+}} + Q_f u_{mf}, \quad (7)$$

охладитель:

$$\lambda_g \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{x_{f-}} = \lambda_g \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{x_{f+}} + Q_{2f} u_{mf}. \quad (8)$$

Граничные условия:

$$x = -\infty, \quad T_1 = T_2 = T_0, \quad (9)$$

$$x = +\infty, \quad \frac{dT_1}{dx} = \frac{dT_2}{dx} = 0. \quad (10)$$

Соотношения для скорости горения:

$$u_{ms} = A_c P^{n_c} \exp \left(-\frac{E_c}{RT_{1s}} \right), \quad (11)$$

$$u_{mf} = A_g P^{n_g} \exp \left(-\frac{E_g}{RT_{1f}} \right) \quad (12)$$

$$u_{ms} = u_{mf} = u_m, \quad (13)$$

где $P = p/p_0$ — относительное давление. Здесь x — пространственная координата, T — температура, u_m — массовая скорость горения, c — теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, φ — доля матрицы в композиции, L — характерный размер системы, равный сумме размеров матрицы φL и охладителя $(1 - \varphi)L$, Q — тепловой эффект, E , A — энергия активации и предэкспонент реакции, p — давление, n — коэффициент зависимости кинетики процесса от давления, T_0 — начальная температура, $p_0 = 1$ атм; индексы: 1 и 2 — области матрицы и охладителя, s — конденсированная фаза, g — газовая фаза, s — поверхность горения, f — поверхность пламени.

В стационарном режиме горения соотношения (3) и (12) определяют массовые скорости перемещения поверхности раздела фаз и пламени, а соотношение (13) — равенство их массовых скоростей горения.

Отметим, что выражения (11) и (12) вытекают из формулы Зельдовича, в которой предэкспоненциальный член содержит теплофизические константы и слабо зависящие от температуры параметры, входящие здесь в коэффициент A . Следует иметь в виду, что показатели n в зависимости скорости горения от

давления и энергии активации E являются эффективными величинами, полученными делением истинных кинетических параметров на 2, так как в формуле Зельдовича они находятся под корнем. В случае конденсированной зоны на величину показателя n могут оказывать влияние газозная реакция у поверхности горения или термическое разложение с испарением в конденсированной зоне. Для этой зоны, согласно модели Зельдовича и нашей модели, в относительно небольшом диапазоне давлений $n \sim E/2E_{vap}$, где E_{vap} — энергия активации испарения (сублимации). Например, согласно сделанным нами ранее расчетам показатель n при горении перхлората аммония изменяется в пределах $0.47 \div 0.44$ в области давлений $20 \div 140$ атм. Вопрос о конкретном механизме горения базового топлива (матрицы) в представленной модели не является главным.

В постановке задачи использовано допущение о подобии полей температуры и концентрации, позволяющее анализировать только тепловую картину. Это, по нашему мнению, не должно существенно отражаться на результатах, поскольку основной вклад в характеристики процесса вносит теплообмен, и главным образом в конденсированной среде.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ И ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЕНИЯ

Метод аналитического решения

Для интегрирования системы уравнений (1), (2) применим метод Эйлера. Общее решение имеет вид:

$$-\infty < x \leq 0:$$

$$T_1(x) = K_1 + K_2 \exp \left(\frac{cu_m}{\lambda_c} x \right) + K_3 \exp(r_{c1}x) + K_4 \exp(r_{c2}x),$$

$$T_2(x) = K_1 + K_2 \exp \left(\frac{cu_m}{\lambda_c} x \right) - \frac{\varphi}{1 - \varphi} (K_3 \exp(r_{c1}x) + K_4 \exp(r_{c2}x)).$$

Из физических соображений решение ограничено при $x = -\infty$, поэтому постоянная интегрирования $K_4 = 0$. Из краевых условий $T_1(-\infty) = T_2(-\infty) = T_0$, $T_1(0) = T_{1s}$, $T_2(0) =$

T_{2s} находим остальные три постоянные интегрирования:

$$K_1 = T_0,$$

$$K_2 = T_{1s} - T_0 - (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s}),$$

$$K_3 = (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s}).$$

Общее решение системы уравнений (3), (4) имеет аналогичный вид, но со своими коэффициентами и постоянными интегрирования. При $x > x_f$ из физических соображений две постоянные интегрирования равны нулю.

Формулы для расчета характеристик горения

В результате решения системы дифференциальных уравнений с заданными начальными условиями получены следующие соотношения для температур:

для конденсированной фазы, $x \leq 0$:

$$T_1(x) = T_0 + [T_{1s} - T_0 - (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s})] \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_c} x\right) + (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s}) \exp(r_{c1}x), \quad (14)$$

$$T_2(x) = T_1(x) - (T_{1s} - T_{2s}) \exp(r_{c1}x), \quad (15)$$

для газовой фазы, $0 \leq x \leq x_f$:

$$T_1(x) = C_1 + C_2 \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x\right) + C_3 \exp(r_{g1}x) + C_4 \exp(r_{g2}x), \quad (16)$$

$$T_2(x) = C_1 + C_2 \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x\right) - \frac{\varphi}{1 - \varphi}(C_3 \exp(r_{g1}x) + C_4 \exp(r_{g2}x)), \quad (17)$$

для газовой фазы, $x \geq x_f$:

$$T_1(x) = C_5 + C_6 \exp(r_{g2}x), \quad (18)$$

$$T_2(x) = C_5 - C_6 \frac{\varphi}{1 - \varphi} \exp(r_{g2}x). \quad (19)$$

Подстановка полученных выражений для температур в условия сопряжения дала следующие выражения:

$$T_{1s} = C_1 + C_2 + C_3 + C_4, \quad (20)$$

$$[T_{1s} - T_0 - (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s})]cu_m + \lambda_c(1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s})r_{c1} - C_2cu_m - \dots \dots - \lambda_g(C_3r_{g1} + C_4r_{g2}) = Q_1u_m, \quad (21)$$

$$T_{2s} = C_1 + C_2 - \frac{\varphi}{1 - \varphi}(C_3 + C_4), \quad (22)$$

$$[T_{1s} - T_0 - (1 - \varphi)(T_{1s} - T_{2s})]cu_m - \varphi\lambda_c(T_{1s} - T_{2s})r_{c1} - C_2cu_m + \dots \dots + \lambda_g \frac{\varphi}{1 - \varphi}(C_3r_{g1} + C_4r_{g2}) = -Q_2u_m, \quad (23)$$

$$C_1 + C_2 \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x_f\right) + C_3 \exp(r_{g1}x_f) + (C_4 - C_6) \exp(r_{g2}x_f) = T_m, \quad (24)$$

$$C_2cu_m \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x_f\right) + \lambda_g[C_3r_{g1} \exp(r_{g1}x_f) + \dots \dots + (C_4 - C_6)r_{g2} \exp(r_{g2}x_f)] = Q_fu_m, \quad (25)$$

$$C_1 + C_2 \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x_f\right) - \frac{\varphi}{1 - \varphi}[C_3 \exp(r_{g1}x_f) + (C_4 - C_6) \exp(r_{g2}x_f)] = T_m, \quad (26)$$

$$C_2cu_m \exp\left(\frac{cu_m}{\lambda_g} x_f\right) - \lambda_g \frac{\varphi}{1 - \varphi}[C_3r_{g1} \exp(r_{g1}x_f) + \dots \dots + (C_4 - C_6)r_{g2} \exp(r_{g2}x_f)] = -Q_2f, \quad (27)$$

$$C_6 = (1 - \varphi) \frac{T_{1f} - T_{2f}}{\exp(r_{g2}x_f)}, \quad (28)$$

где

$$r_{c1} = \frac{cu_m}{2\lambda_c}(1 + h_c), \quad r_{g1} = \frac{cu_m}{2\lambda_g}(1 + h_g),$$

$$r_{g2} = \frac{cu_m}{2\lambda_g}(1 - h_g),$$

$$h_c = \sqrt{1 + \frac{4\lambda_c^2}{\varphi(1 - \varphi)c^2L^2u_m^2}}, \quad (29)$$

$$h_g = \sqrt{1 + \frac{4\lambda_g^2}{\varphi(1-\varphi)c^2L^2u_m^2}},$$

$$T_m = \varphi T_{1f} + (1-\varphi)T_{2f}.$$

Кроме этого, имеются выражения для скорости горения (11)–(13) и уравнение теплового баланса:

$$\varphi T_{1f} + (1-\varphi)T_{2f} = T_0 + \varphi \frac{Q_1 + Q_f}{c} - (1-\varphi) \frac{Q_2 + Q_{2f}}{c}. \quad (30)$$

Из уравнений (20)–(24), (27) и уравнения теплового баланса (30) получены следующие выражения для констант интегрирования:

$$C_1 = T_0 + \varphi \frac{Q_1}{c} - (1-\varphi) \frac{Q_2}{c}, \quad (31)$$

$$C_2 = \varphi T_{1s} + (1-\varphi)T_{2s} - C_1, \quad (32)$$

$$C_3 = \frac{1-\varphi}{2h_g} \left[(T_{1s} - T_{2s})(h_g + h_c) - \frac{2}{c}(Q_1 + Q_2) \right], \quad (33)$$

$$C_4 = \frac{1-\varphi}{2h_g} \left[(T_{1s} - T_{2s})(h_g - h_c) + \frac{2}{c}(Q_1 + Q_2) \right], \quad (34)$$

$$x_f = \frac{\lambda_g}{cu_m} \ln \left(\frac{T_m - C_1}{C_2} \right), \quad (35)$$

$$C_6 = C_4 + (1-\varphi) \frac{Q_f + Q_{2f}}{ch_g \exp(r_{g2}x_f)}. \quad (36)$$

Температура T_m в (35) определена в (29).

Алгоритм решения

Система трансцендентных уравнений (11), (20)–(27), (30) и (35) решается методом последовательных приближений с использованием алгоритма Ньютона — Гаусса.

Исходные данные для решения системы уравнений: φ — доля матрицы в композиции; L — характерный размер системы; Q_1 , Q_f , Q_2 и Q_{2f} — тепловые эффекты на поверхностях раздела фаз и на поверхности пламени; λ_c , λ_g ,

c — теплофизические характеристики; A_c , A_g , n_c , n_g , E_c , E_g — параметры, характеризующие кинетику реакций в конденсированной (c) и газовой (g) фазах; R — универсальная газовая постоянная.

Последовательность действий при решении трансцендентной системы уравнений (11), (20)–(27), (30) и (35) следующая:

- 1) задаем начальное приближение по температурам T_{1s} и T_{2s} ;
- 2) из уравнения (11) находим скорость горения;
- 3) из (29) находим h_c , h_g ;
- 4) из (12) находим T_{1f} ;
- 5) из уравнения (30) и уравнения для T_m находим (см. (29)) T_{2f} ;
- 6) из уравнений (31)–(36) находим значения констант интегрирования и x_f ;
- 7) из совместного решения уравнений (23), (26) и (28) в итерационном режиме находим окончательные значения температур T_{1s} и T_{2s} и, повторяя этапы 2–6, находим все искомые величины.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ КОМПОЗИЦИИ С ОХЛАДИТЕЛЕМ

Для проведения численных исследований в качестве базовых приняты следующие значения параметров:

$$A_c = 300 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad E_c = 16\,000 \text{ кал}/\text{моль},$$

$$n_c = 0.5;$$

$$A_g = 270 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad E_g = 22\,000 \text{ кал}/\text{моль},$$

$$n_g = 0.5;$$

$$\lambda_c = 0.001 \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}), \quad \lambda_g = (1/3)\lambda_c;$$

$$c = 0.35 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К}); \quad \varphi = 0.7;$$

$$T_0 = 293 \text{ К}; \quad R = 1.9872 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К});$$

$$\nu \cong \frac{\ln(u_m \delta_p) - \ln(u_{m0})}{\ln(1 + \delta_p)}, \quad (37)$$

$$\beta \cong \frac{\ln(u_m \delta_T) - \ln(u_{m0})}{\delta_T T_0}, \quad (38)$$

где δ_p и δ_T — приращения давления и начальной температуры относительно базовых значений p_0 и T_0 , $p = (1 + \delta_p)p_0$, $T = (1 + \delta_T)T_0$.

Температурная структура фронта горения

Типичный пример распределения температур во фронте горения приведен на рис. 2. В зонах прогрева конденсированной и газовой фаз до поверхности пламени происходит рост температур, при этом, естественно, поперечный тепловой поток направлен от матрицы (базовое топливо) к добавке. После завершения реакций температура матрицы начинает падать, а температура добавки продолжает расти до выравнивания обеих температур. Конечная температура в газе T_m показана на рисунке штриховой линией.

На рис. 3 приведена зависимость темпера-

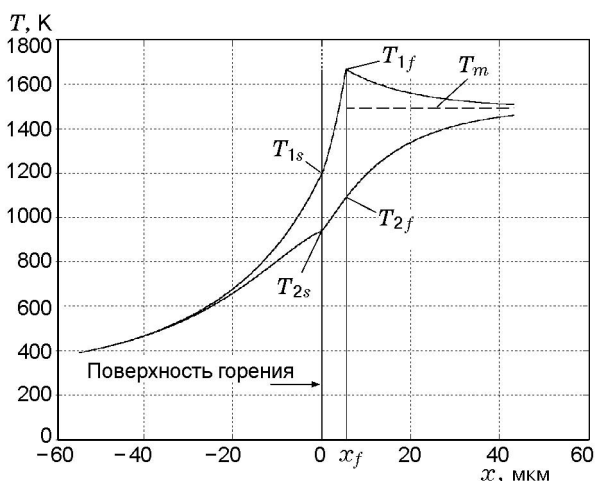


Рис. 2. Профиль температур во фронте горения при давлении 10 атм

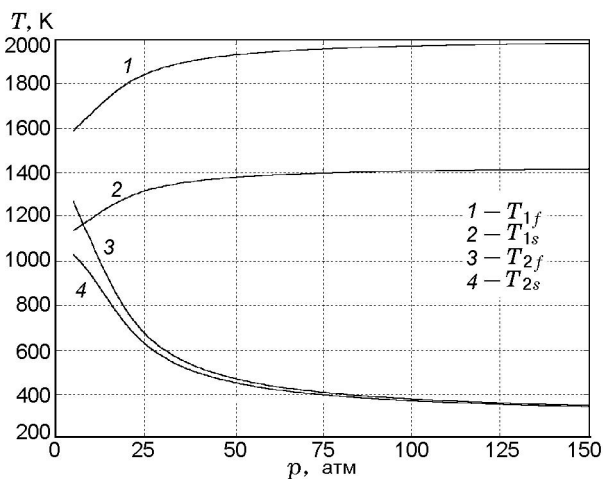


Рис. 3. Зависимость температур в реакционных зонах (поверхность и пламя) от давления при $L = 0.002$ см

тур поверхности горения и пламени от давления. Температуры в области матрицы растут, а в области охладителя падают с давлением, вначале относительно быстро, а затем темп их изменения уменьшается.

Влияние характерного размера системы

Результаты численных исследований влияния характерного размера системы (общего размера ячейки) L на скорость горения композиции, коэффициенты чувствительности ν и β , а также на расстояние отхода пламени от поверхности (x_f) показаны на рис. 4–7 при следующих значениях тепловых эффектов реакций: $Q_1 = 200$ кал/г, $Q_f = 400$ кал/г, Q_2 и $Q_{2f} = 0$ (добавка химически инертна и ее охлаждающее действие сводится к затратам тепла на прогрев). Модель предсказывает существование трех режимов горения. Два режима условно можно назвать предельными, поскольку они реализуются при $L > h$ ($h = \alpha/u$ — толщина прогретого слоя, α — коэффициент температуропроводности) и $L < h$, что соответствует очень крупному или очень мелкому охладителю. При $L \approx h$ реализуется переходный режим горения, для которого характерны экстремальные зависимости для $\nu(p)$ и $\beta(p)$.

На рис. 4 показана логарифмическая зависимость скорости горения от давления. При малых значениях L (охладитель мелкий, $L < h$, кривая 5) теплообмен между горячей матрицей и частицами охладителя в волне горения успевает полностью осуществиться. Потери теп-

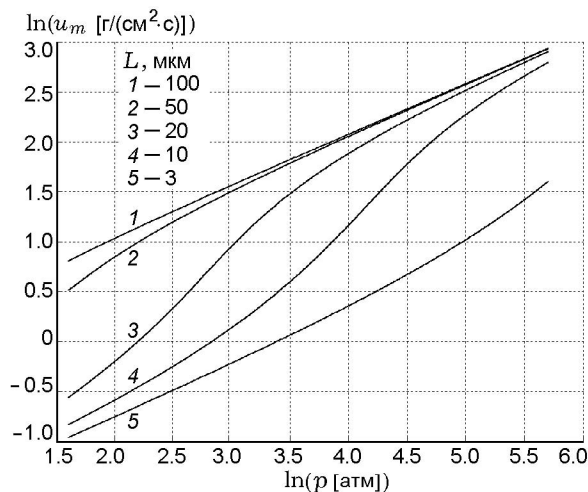


Рис. 4. Зависимость скорости горения от давления при различных значениях L

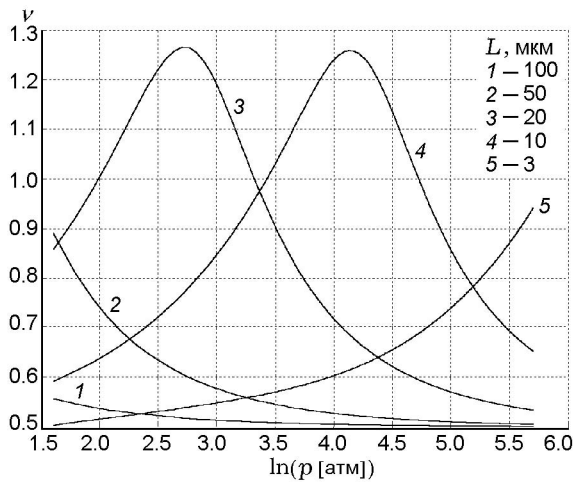


Рис. 5. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к давлению при различных значениях L

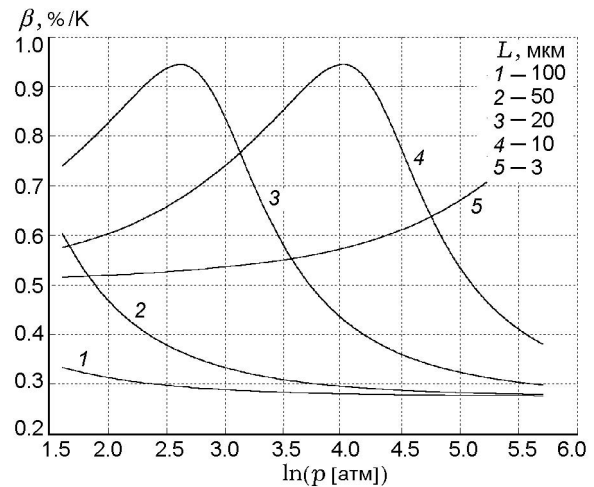


Рис. 6. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к начальной температуре при различных значениях L

ла на прогрев и газификацию охладителя в данном случае наиболее значительны и сопровождаются снижением температуры поверхности горения и, соответственно, скорости горения. Чем меньше характерный размер системы L (т. е. чем меньше размер частиц охладителя), тем при более высоких давлениях этот режим будет реализовываться. В случае горения композиции с мелким охладителем реализуется монотонно возрастающая зависимость $\nu(p)$ (рис. 5, кривая 5).

При больших значениях L (охладитель крупный, $L \gg h$, кривая 1) реализуется обратная картина. Потери тепла на прогрев и газификацию охладителя ничтожно малы, температура поверхности горения, скорость горения и коэффициент ν принимают значения, характерные для топлива без охладителя. С увеличением размера частиц охладителя такая картина будет наблюдаться при всё меньших давлениях. Для горения композиции с крупным охладителем характерна монотонно уменьшающаяся зависимость $\nu(p)$ (рис. 5, кривые 1, 2). Применение крупного охладителя весьма слабо отражается на баллистических характеристиках композиции, но позволяет целенаправленно изменять термодинамические характеристики продуктов сгорания.

При $L \approx h$ (размер частиц охладителя сопоставим с толщиной прогретого слоя) потери тепла на прогрев и газификацию охладителя в области низких давлений будут существенно выше, нежели в области высоких дав-

лений. Соответственно в области низких давлений горение композиции будет гораздо более подвержено влиянию охладителя. В целом реализуется переходный режим горения, тяготеющий в области низких давлений к режиму горения композиции с мелким охладителем, а в области высоких давлений — к режиму горения композиции с крупным охладителем. Для переходного режима горения характерна экстремальная зависимость $\nu(p)$ (рис. 5, кривые 3, 4), что наблюдается и в эксперименте. Давление, при котором достигается максимум ν , зависит от соотношения характерного размера системы (размера частиц охладителя) и толщины зоны прогрева. Экстремальный характер кривой реализуется также для зависимости $\beta(p)$ (рис. 6, кривые 2, 3).

Расстояние отхода пламени от поверхности горения (x_f) уменьшается с ростом давления, что наблюдается во всех известных случаях экспериментального исследования (в основном термпарным методом) температурного профиля фронта горения. Отметим, что размеры «темной» зоны и темп снижения ее размера существенно меньше в случае крупного охладителя (рис. 7, кривые 1, 2), чем для мелкого. Это означает, что в первом случае газофазная зона реакции максимально приближена к поверхности горения, а во втором она отдалена.

При наличии затрат тепла на газификацию охладителя в конденсированной фазе, т. е. $Q_2 > 0$, отмеченные выше тенденции сохраняются. Продукты газификации охладителя по

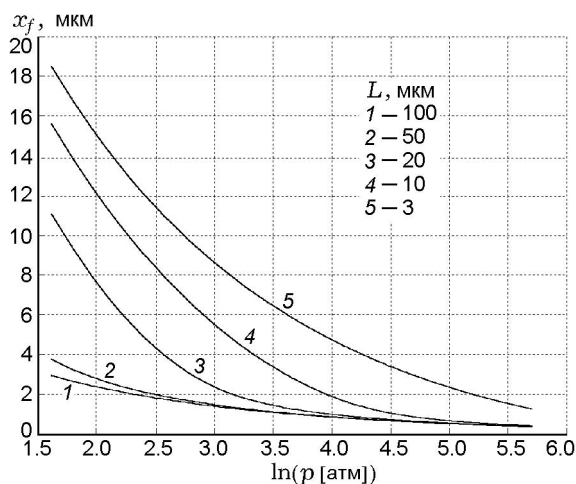


Рис. 7. Зависимость расстояния отхода пламени от поверхности горения x_f от давления при различных значениях L

отношению к газообразным продуктам разложения матрицы могут либо оставаться химически инертными ($Q_{2f} = 0$, далее такой охладитель будем называть инертным), либо вступать с ними в химические реакции с выделением тепла ($Q_{2f} < 0$, активный охладитель). К числу химически инертных охладителей можно отнести хлорид аммония, а к числу активных — охладители из ряда органических амидов: гидразодикарбонамид, оксамид. Во втором случае результирующее влияние охладителя определяется действием двух конкурирующих факторов — затрат тепла на прогрев охладителя или его газификацию (при $Q_2 \geq 0$), с одной стороны, и дополнительного выделения тепла при химическом взаимодействии продуктов газификации охладителя и матрицы ($Q_{2f} < 0$), с другой.

Результаты численных исследований особенностей горения композиций с химически инертным и активным охладителем представлены на рис. 8. Видно, что скорость горения композиций с мелким активным охладителем (кривая 4, $Q_{2f} = -100$ кал/г, $L = 5$ мкм) в области низких давлений выше, а в области высоких давлений — ниже, чем при горении композиций с более крупным, но химически инертным охладителем (кривая 3, $Q_{2f} = 0$, $L = 10$ мкм). Именно такая картина наблюдается при сравнении экспериментальных зависимостей скорости горения от давления композиций с хлоридом аммония и с оксамидом. Отметим также сдвиг максимумов на кривых $\nu(p)$

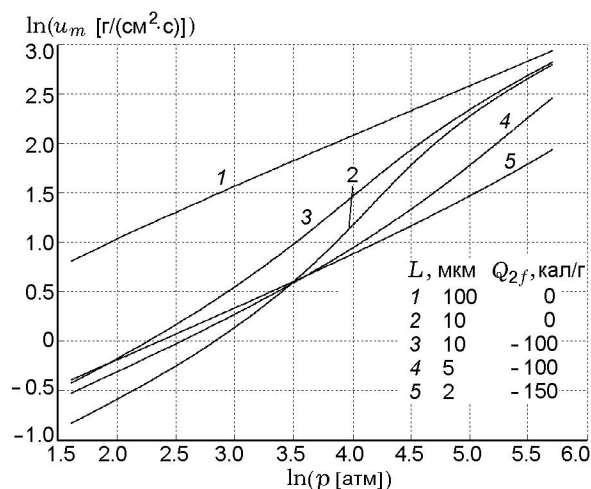


Рис. 8. Влияние характерного размера L на скорость горения u_m в случае инертной (Q_2 и $Q_{2f} = 0$) и активной добавки ($Q_2 = 0$, $Q_{2f} < 0$, что означает выделение тепла)

и $\beta(p)$ в сторону более высоких давлений для композиции с активной добавкой по сравнению с инертной.

Влияние тепловых и кинетических параметров реакций на характеристики горения

Двухзонная модель позволяет исследовать влияние всех тепловых эффектов химических реакций на процесс горения, а именно теплот превращения топлива и охладителя как в конденсированной, так и в газовой зоне: Q_1 , Q_2 , Q_f . Для оценки эффективности такого влияния был введен коэффициент γ , характеризующий степень чувствительности скорости горения к изменению того или иного теплового эффекта, по аналогии с коэффициентами ν и β :

$$\gamma = \frac{\partial \ln u_m}{\partial Q_i} [\text{г/кал}].$$

Проведенные численные исследования показали, что по мере увеличения теплоты газификации охладителя скорость горения закономерно уменьшается, при этом происходит сдвиг переходной области и максимальных значений коэффициентов ν и β вправо на зависимости $u_m(p)$. Наоборот, с увеличением теплового эффекта матрицы скорость горения растет, а максимальные значения ν и β снижаются, смещаясь к низким давлениям.

Интересно было также исследовать влияние соотношения тепловых эффектов превра-

щения матрицы в конденсированной (Q_1) и газовой (Q_f) зонах при условии постоянства суммарной теплоты горения ($Q_1 + Q_f = \text{const}$). Возрастание Q_1 за счет снижения Q_f приводит к уменьшению скорости горения и увеличению максимальных значений ν и β . С физической точки зрения это объясняется уменьшением теплового потока из газовой зоны к поверхности горения, поскольку расстояние отхода пламени x_f при этом возрастает. Отметим, что при увеличении указанного соотношения до определенного значения и снижении давления режим стационарного горения с двухзонной структурой фронта становится невозможным. Величина x_f сильно возрастает, и горение переходит в однозонный режим отрыва газовой реакции.

Эффективность влияния тепловых эффектов матрицы Q_1 и охладителя Q_2 в конденсированной фазе горения (γ) при разных соотношениях между Q_1 и Q_f , но постоянстве их суммы показана на рис. 9 и 10. Видно, что с увеличением отношения Q_1/Q_f чувствительность скорости горения к изменению Q_1 падает в области низких давлений, т. е. там, где охлаждающий эффект добавки велик, тогда как при более высоких давлениях (переходная область) она растет (рис. 9). В слое охладителя имеют место противоположные зависимости. Чувствительность к теплоте газификации добавки Q_2 возрастает при низких давлениях по мере

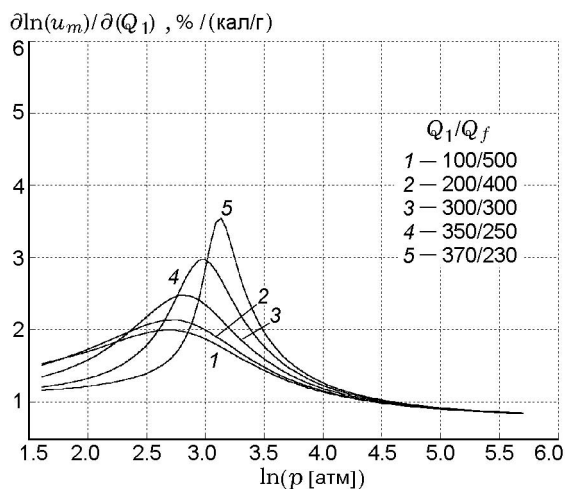


Рис. 9. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к тепловому эффекту матрицы в конденсированной фазе при различных значениях соотношения Q_1/Q_f ($L = 0.002$ см)

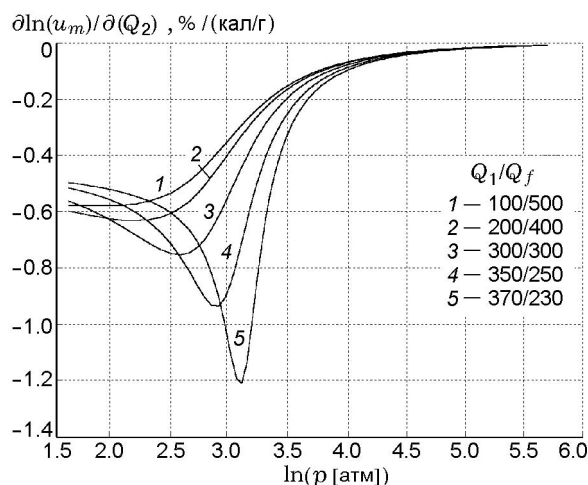


Рис. 10. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к тепловому эффекту охладителя в конденсированной фазе при различных значениях соотношения Q_1/Q_f ($L = 0.002$ см)

роста отношения Q_1/Q_f и падает при высоких (рис. 10). Аналогичные закономерности наблюдаются и для чувствительности к тепловому эффекту в газовой зоне Q_f . Однако здесь чувствительность в зоне матрицы выражена сильнее по сравнению с конденсированной фазой, а в зоне охладителя, наоборот, слабее.

В связи с тем, что регулирование зависимости скорости горения композиций является важной практической задачей, было исследовано также, в какой степени изменение кинетической зависимости процессов в конденсированной и газовой фазах, а именно с помощью коэффициентов n_c и n_g (см. уравнения (11) и (12)), способно изменять зависимость $u(p)$. Для этой цели был введен коэффициент $\chi = \frac{\partial \ln u_m}{\partial n_i}$, характеризующий чувствительность скорости горения к изменению n_c и n_g . Уточним, что в конденсированной зоне кинетическая зависимость определяется процессом испарения (сублимации) окислителя. В ограниченном диапазоне давлений ее можно считать постоянной. В газовой зоне зависимость определяется обычным механизмом протекания газовых реакций. Суммарная зависимость скорости горения от давления дополнительно определяется зависимостью $T_s(p)$.

На рис. 11 и 12 приведены зависимости $\chi(p)$ в разных режимах, определяемых характерным размером системы L , и при различных

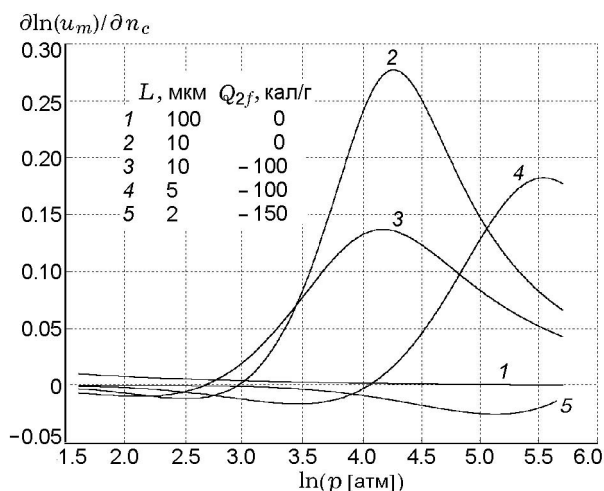


Рис. 11. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к коэффициенту n_c при различных значениях L и Q_{2f}

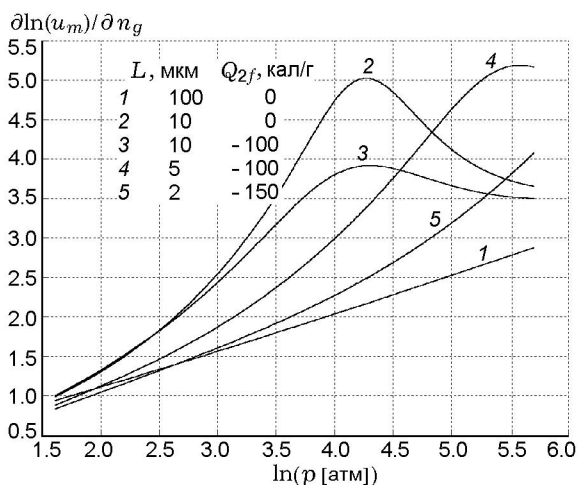


Рис. 12. Изменение с давлением чувствительности скорости горения к коэффициенту n_g при различных значениях L и Q_{2f}

значениях Q_{2f} . Видно, что в области низких давлений чувствительность слабая, но в переходной области становится высокой, при этом в случае газовой фазы она существенно выше, чем в случае конденсированной.

Влияние содержания и дисперсности компонентов

Увеличение относительного содержания охлаждающей добавки $(1 - \varphi)$ и соответственно уменьшение относительного содержания базового топлива (φ) приводят к падению скорости горения и возрастанию зависимости ее от дав-

ления и начальной температуры, особенно в области давлений, где возникает переходный режим горения. Эти закономерности качественно адекватны увеличению теплового эффекта газификации добавки. Необходимо подчеркнуть, что затраты тепла на охладитель со стороны матрицы складываются из прогрева до соответствующей температуры и теплоты эндотермической газификации.

Оценим количественно влияние этих двух факторов. Очевидно, что при наличии теплового эффекта газификации охладителя снижение скорости горения в области низких давлений будет все более ощутимым, нежели в случае его отсутствия.

Введем обозначения:

$$\Delta u_m(\varphi, Q_2)_p = U_m - u_m(\varphi, Q_2),$$

$$\Delta u_m(\varphi)_p = U_m - u_m(\varphi),$$

где U_m — скорость горения топлива без охладителя ($\varphi = 1$); $u_m(\varphi, Q_2)$ — скорость горения топлива, в составе которого присутствует охладитель с тепловым эффектом газификации охладителя Q_2 и долей матрицы φ ; $u_m(\varphi)$ — скорость горения топлива с нулевым тепловым эффектом газификации охладителя, $\Delta u_m(\varphi, Q_2)_p$ и $\Delta u_m(\varphi)_p$ — разница между указанными величинами, характеризующая снижение скорости при введении охлаждающей добавки. Индекс p указывает, при каком давлении определены параметры.

Коэффициент

$$\varepsilon = \frac{\Delta u_m(\varphi)}{\Delta u_m(\varphi, Q_2)}$$

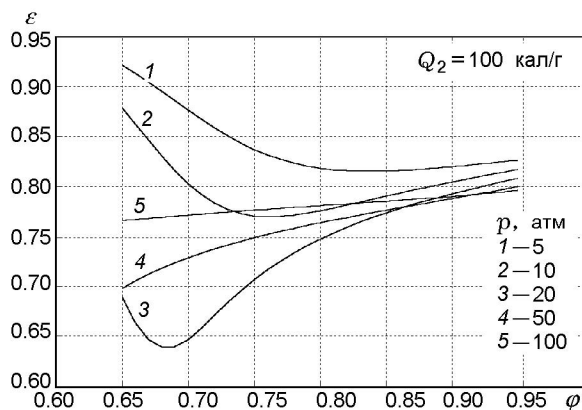


Рис. 13. Относительная доля прогрева добавки в общих затратах тепла на ее прогрев и газификацию в зависимости от содержания матрицы при различных давлениях

позволяет оценить, какую долю в снижении скорости горения, вызванном потерями тепла на прогрев и газификацию охладителя, составляет снижение скорости горения, вызванное потерями тепла только на прогрев охладителя. Результаты расчетов, приведенные на рис. 13, показывают, что прогрев добавки имеет определяющее значение в общем балансе затрат и составляет $70 \div 90 \%$, причем эта величина сильно меняется с давлением при большом содержании охладителя $(1 - \varphi)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Двухзонная модель горения смесового твердого топлива с охладителем топлив позволяет детально исследовать влияние на характеристики горения исходных параметров в конденсированной и газовой зонах базовой композиции и охлаждающей добавки. Установлены закономерности влияния термодинамических параметров (тепловые эффекты химических превращений), кинетических параметров (степень зависимости скорости процессов от давления) и концентрации компонентов на скорость горения, ее чувствительность к давлению, начальной температуре и к указанным параметрам при разных характеристических размерах системы и различных давлениях. Модель позволяет качественно описать экспериментальные результаты по горению топлив с обычными охладителями, а также особенности горения систем с химически активной добавкой, и определяет способы целенаправленного воздействия на баллистические свойства композиций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струнин В. А., Федорычев А. В., Гунин С. В., Ключников А. Н., Милехин Ю. М., Манелис Г. Б. Механизм и закономерности горения смесовых твердых топлив с охладителем // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 6. — С. 51–60.
2. Струнин В. А., Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г., Манелис Г. Б. Режимы горения летучих веществ, разлагающихся в конденсированной и газовой фазах // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 1. — С. 40–47.
3. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов / Г. Б. Манелис, Г. М. Назин, Ю. И. Рубцов, В. А. Струнин. — М.: Наука, 1996.
4. Струнин В. А., Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г., Манелис Г. Б. Закономерности гетерогенного горения слоевой системы // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 5. — С. 25–32.
5. Струнин В. А., Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г., Манелис Г. Б. Структура фронта гетерогенного горения слоевой системы // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 5. — С. 36–42.
6. Струнин В. А., Манелис Г. Б. Влияние газофазной реакции на характеристики горения слоевой системы «сэндвич» // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 3. — С. 22–27.
7. Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. — М.: Наука, 1967.
8. Новиков С. С., Потулов В. Ю., Чуйко С. В. О взаимодействии фронта горения конденсированной системы с гетерогенными включениями // 5 Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Горение конденсированных систем. — Черногловка, 1977. — С. 56–58.
9. Price E. W. et al. Combustion of ammonium perchlorate-polymer sandwiches // Combust. and Flame. — 1986. — V. 63. — P. 381–413.

*Поступила в редакцию 14/IV 2009 г.,
в окончательном варианте — 29/VII 2009 г.*