

**ЗАДАЧА О ЗАЖИГАНИИ
ПОСТОЯННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ
ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ
С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ ПРОДУКТАМИ**

В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский

Гетерогенные системы, при горении которых образуются конденсированные продукты, многообразны в физико-химическом отношении и применяются в энергетике, пиротехнике и химической технологии. Изучению воспламенения таких систем посвящено значительное число работ, которые условно можно отнести к трем направлениям:

- 1) воспламенение одиночных частиц металла и проволок в высокотемпературном газообразном окислителе;
- 2) воспламенение газовзвесей;
- 3) воспламенение прессованных образцов, пластин, монолитных блоков и порошков.

В [1] дан обзор направлений и обсуждены основные приложения.

Основная отличительная особенность систем с конденсированными продуктами реакции — сложный характер взаимодействия между горючим и окислителем. Наиболее существенно в большинстве случаев разделение горючего и окислителя нарастающим во времени слоем продукта, что приводит к сильному влиянию на процесс воспламенения состояния и свойств пленки.

Выяснение роли пленки, закономерностей ее роста, особенностей ее структуры и т. д. является основой для понимания механизма воспламенения. Эти факторы при теоретическом анализе, как правило, учитываются с помощью кинетических законов, описывающих закономерности изменения пленки. Имеются и другие физико-химические процессы, сопутствующие воспламенению, например, взаимное растворение реагентов, адсорбция окислителя на поверхности горючего, реакция взаимодействия продукта с исходными веществами и т. п., которые не учитываются при теоретическом анализе, однако можно предположить, что эти процессы могут косвенно учитываться через кинетические законы.

Большая часть выполненных работ, как теоретических, так и экспериментальных, посвящена режимам самовоспламенения. Режимам зажигания было уделено меньшее внимание, хотя они представляют значительный интерес с различных точек зрения, в частности, изучение процесса зажигания дает возможность получить информацию, нужную для выяснения механизма взаимодействия реагентов и получения кинетических параметров. Кроме того, это важно в прикладном аспекте при разработке методов инициирования для технологических схем, связанных с использованием процесса горения [2], при применении [3] различных безгазовых пиротехнических составов для систем управления, специальных нагревательных изделий, источников тока и т. п., при решении некоторых вопросов техники безопасности.

В данной работе приводятся результаты теоретического анализа процесса зажигания плотных гетерогенных систем постоянным тепловым потоком. Особенностью рассматриваемой задачи по сравнению с известными в тепловой теории зажигания [4] является задание функции тепловыделения (аналогично тому, как это делается в теории безгазового горения гетерогенных систем [5—7]), учитывающей дисперсность системы и различные виды кинетических законов, описывающих диффузионное торможение скорости взаимодействия.

Рассматриваемая модель в значительной мере соответствует экспериментальным условиям, имеющим место при зажигании потоком лучистой энергии образцов, спрессованных из порошков смесей металлов с различными твердыми окислителями [8—10], либо образцов из порошков металлов, поджигаемых в газообразном окислителе в случае, если фильтрация окислителя не лимитирует процесс.

В работе [11] приведена теоретическая модель гетерогенной системы, состоящей из плоскопараллельных слоев горючего и окислителя, однако подробно процесс зажигания на основе этой модели не анализировался.

Постановка задачи

Рассматривается гетерогенная система — смесь горючего с газообразным или конденсированным окислителем. Частицы горючего с заданным характерным размером r_0 и формой равномерно распределены в среде окислителя. Реакция взаимодействия протекает на поверхности реагентов с образованием однородного по составу слоя продукта и лимитируется его толщиной δ , которая изменяется по закону

$$d\delta/dt = k_0 e^{-\sigma\delta/\delta^n} \cdot e^{-E/RT}, \quad (1)$$

где k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; σ и n — кинетические параметры, характеризующие степень торможения скорости реакции продуктами ($\sigma = n = 0$ — линейный закон, $n > 0$, $\sigma = 0$ — степенные законы, $n = 0$, $\sigma > 0$ — экспоненциальный закон); t — время; T — температура; R — универсальная газовая постоянная. Гетерогенная система рассматривается как однородная среда в тепловом отношении. Гетерогенность системы неявно учитывается через заданную кинетику тепловыделения. При таких допущениях объемная скорость тепловыделения может быть представлена в виде

$$\Phi = Q (1 - \eta)^\alpha \frac{k_0 e^{-\sigma_1 \eta}}{r_0^{n+1} \eta^n} e^{-E/RT}, \quad (2)$$

где $Q = Q_0 \cdot a \rho \cdot S_0 \cdot r_0 / V_0$; Q_0 — тепловой эффект реакции на единицу массы; a — доля горючего компонента в смеси по весу; ρ — плотность системы; S_0 , V_0 — начальная поверхность и объем частицы; $\eta = \delta / r_0$; $\sigma_1 = \sigma \cdot r_0$; α — показатель формы частиц ($\alpha = 0$ — плоский слой, $\alpha = 1$ — цилиндр, $\alpha = 2$ — шар).

Рассматривается задача о зажигании постоянным тепловым потоком. Соответствующая система уравнений, записанная в обычных допущениях теории зажигания, имеет вид:

уравнение теплопроводности

$$c\rho \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + \Phi, \quad (3)$$

уравнение кинетики

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{k_0 e^{-\delta_1 \eta}}{r_0^{n+1} \eta^n} e^{-E/RT}, \quad (4)$$

начальные условия

$$t=0, \quad x \geq 0, \quad T=T_n, \quad \eta=\eta_n; \quad (5)$$

граничные условия

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad \lambda \cdot \partial T / \partial x = q, \\ x=\infty, \quad \partial T / \partial x = 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь X — координата, c и λ — теплоемкость и теплопроводность системы, T_n — начальная температура, $\eta_n = \delta_n / r_0$, δ_n — начальная толщина пленки продукта, q — тепловой поток от внешнего источника.

В безразмерном виде система (3) — (6) имеет вид:
уравнение теплопроводности

$$\partial \Theta / \partial \tau = \partial^2 \Theta / \partial \xi^2 + (1 - Z/Z_n)^\alpha \cdot m_1 \varphi(Z) e^{\Theta/1+\beta \Theta}, \quad (7)$$

уравнение кинетики

$$\partial Z / \partial \tau = \varphi(Z) e^{\Theta/1+\beta \Theta}, \quad (8)$$

где $m_1=1$, $\varphi(Z)=1$ при линейном законе; $m_1=1$, $\varphi(Z)=1/Z^n$ при степенном законе; $\varphi(Z)=\gamma e^{-Z}$, $m_1=1/\gamma$ при экспоненциальном законе скорости реакции.

Начальные условия

$$\tau=0, \quad \xi=0, \quad \Theta=\Theta_n, \quad Z_1=Z_n; \quad (9)$$

граничные условия

$$\left. \begin{aligned} \xi=0, \quad -\partial \Theta / \partial \xi = q_0, \\ \xi=\infty, \quad \partial \Theta / \partial \xi = 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Безразмерные переменные: $Z = \eta / [\eta]$ — переменная, характеризующая превращение вещества, $\tau = t / [t]$ — время, $\xi = x / [x]$ — координата. В случае линейного и степенного законов скорости $[\eta] = \gamma_0$,

$$[x] = \left[\frac{\lambda R T_n^2 r_0^{n+1} \gamma_0^n}{Q E k_0 e^{-E/RT_n}} \right]^{1/2}, \quad [t] = \frac{\gamma_0^{n+1} r_0^{n+1}}{k_0 e^{-E/RT_n}},$$

в случае экспоненциального закона

$$[\eta] = \sigma_1^{-1}, \quad [x] = \left[\frac{\lambda R T_n^2 r_0}{Q E k_0 e^{-E/RT_n}} \right]^{1/2}, \quad [t] = \frac{\gamma_0 \cdot r_0}{k_0 e^{-E/RT_n}}.$$

Безразмерные параметры

$$\Theta_n = \frac{E(T_n - T_*)}{RT_n^2}, \quad Z_n = \frac{\eta_n}{[\eta]}, \quad Z_k = \frac{1}{[\eta]},$$

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \sigma_1, \quad \gamma_0 = \frac{c \rho R T_n^2}{Q E}, \quad \beta = \frac{RT_n}{E},$$

$$q_0 = \frac{q E}{x R T_n^2} [x]^{1/2},$$

где T_* — масштабная температура.

Система (7) — (10) отличается от системы уравнений тепловой теории зажигания [4] видом кинетической функции, физическим смыс-

лом и значениями переменной, характеризующей превращение вещества и параметров γ и Z_n , а также появлением новых параметров n и Z_n .

Задача (7)—(10) решалась численным методом. Рассчитывались поля температуры и относительной толщины пленки продукта. Время задержки τ_3 определялось из временной зависимости температуры поверхности по моменту времени, при котором скорость химической реакции максимальна.

Роль кинетического закона скорости

Влияние типа кинетического закона скорости химической реакции на развитие процесса зажигания изучалось при линейном, степенном и экспоненциальном законах и $\alpha=0$.

Линейный закон формально соответствует реакции нулевого порядка. Задача в такой постановке рассматривалась ранее [4]. Система (7)—(10) отличается от рассмотренной начальными условиями, в которых задается толщина начальной пленки продукта. В случае линейного закона развитие процесса не зависит от толщины начальной пленки, поскольку $n=0$. При некоторых размерах начальной пленки возможны критические условия, однако расчеты показывают, что критический размер начальной пленки соизмерим с радиусом частицы ($Z_{нкр} \sim Z_k - 5$). Таким образом, вопрос о нахождении критических условий не представляет интереса. Практически всегда имеют место случаи $Z_n \ll Z_{нкр}$. Время задержки зажигания с достаточной точностью может рассчитываться по формулам для реакции нулевого порядка, например, в диапазоне изменения начальной температуры $-35 < \Theta_n < -5$ — из выражения

$$\tau_3 = \frac{\pi}{4} \Theta_n^2, \quad (11)$$

где T_* определяется из условия $q_0=1$.

Экспоненциальный и степенные законы. Как показывают расчеты, картина развития процесса в главных чертах похожа на полученную в [12]. Наибольшие значения Θ и Z находятся на поверхности системы. Развитие процесса можно разбить на стадии прогрева и разогрева, разделив их первым корнем второй производной $d^2\Theta/d\tau^2$ при $\xi=0$. В зависимости от величины параметра γ_0 процесс протекает в нормальном или вырожденном режиме. Параметром, характеризующим вырождение процесса при степенном законе скорости, является Z_n , а при экспоненциальном законе — γ . Связь между этими параметрами и параметром γ_0 ясна из постановки задачи. Нормальные режимы имеют

ярко выраженный взрывной характер и развиваются при незначительном превращении вещества. В системе при этом формируется крутой профиль Θ и Z . Вырожденные режимы протекают без существенного самоускорения.

При степенных законах скорости вырождение процесса, как и в случае простых реакций [12], обусловлено расходом вещества. При экспоненциальном законе скорости вырождение связано с торможением

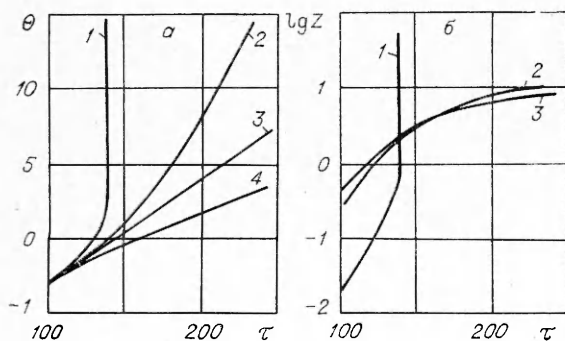


Рис. 1. Временные зависимости Θ (а) и Z (б) при $\xi=0$, $\Theta_n=14,12$, $Z_n=0$, $\beta=0,035$, $q_0=1$, $\alpha=0$, $Z_k=100$.

1 — $\gamma=0,05$; 2 — $\gamma=0,6$; 3 — $\gamma=1$; 4 — инерт.

ем скорости реакции продуктами превращения. На рис. 1 приведены временные зависимости Θ и $\lg Z$ на поверхности системы, полученные при различных значениях параметра γ . По мере увеличения γ эти зависимости становятся слабее, процесс вырождается. Однако изменение Z за время достижения максимальной скорости на поверхности значительно меньше Z_k . С увеличением γ торможение скорости реакции за счет нарастающей пленки продукта оказывается сильнее ускорения скорости от роста температуры. Эти результаты находятся в качественном согласии с данными, полученными при изучении процесса воспламенения одиночной частицы [13].

Количественное разделение режимов зажигания проводилось способом, аналогичным предложенному в [12], по зависимости относительного времени достижения температуры поверхности, при которой скорость реакции максимальна, от параметра, характеризующего вырождение процесса. Условная граница, разделяющая нормальные и вырожденные режимы, устанавливалась по резкому увеличению относительного времени, от изменения Z_k в случае степенных законов и параметра γ в случае экспоненциального закона скорости.

При разделении режимов зажигания масштабная температура выбиралась из зависимости $\Theta(\tau)$ при $\xi=0$ в момент достижения равенства скорости тепловыделения в системе и скорости подвода тепла от внешнего источника. Такой выбор масштабной температуры идентичен предложенному в [12], так как эта температура по величине незначительно отличается от температуры перегиба зависимости $\Theta(\tau)$, и удобен при определении характеристик приближенным методом, поскольку значение этой температуры является характеристикой процесса. Условие для определения масштабной температуры, как следует из расчетов, слабо зависит от Θ_n и β и может быть представлено равенством

$$q_0 = A, \quad (12)$$

где $A = [Z_n^n + 4^n n]^{-1/2}$ при степенных законах и $A = [e^{Z_n} (1 + 10\gamma)]^{-1/2}$ при экспоненциальном законе скорости.

Обработкой результатов численного счета установлено, что условная граница, разделяющая нормальные и вырожденные режимы зажигания, может определяться из неравенств

$$Z_k > 2|\Theta_n| \quad (13)$$

при степенных законах и

$$\gamma < 0,45 \quad (14)$$

при экспоненциальном законе скорости.

Зависимость предела вырождения (13) от n и Z_n при степенном законе выражается через масштабную температуру. В случае экспоненциального закона скорости предел вырождения не зависит от масштабной температуры.

При экспоненциальном и степенном законах скорости реакции, как и при линейном законе, наблюдаются критические условия за счет увеличения толщины начальной пленки продукта. Это происходит при $Z_{нкp} \sim H$, где

$$H = Z_k - (n+5)$$

при степенных законах и

$$H = Z_k - 10\gamma$$

при экспоненциальном законе скорости.

Рассмотрим закономерности нормальных режимов зажигания. На рис. 2 показаны зависимости времени задержки от толщины начальной

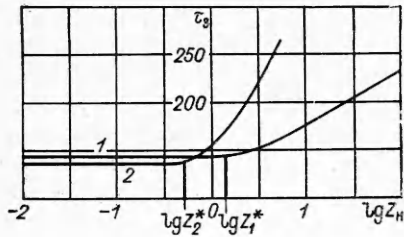


Рис. 2. Зависимость времени задержки от толщины начальной пленки при $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$, $q_0 = 1$.
1 — $n = 1$, $Z_K = 200$; 2 — $\gamma = 0,1$, $Z_K = 20$.

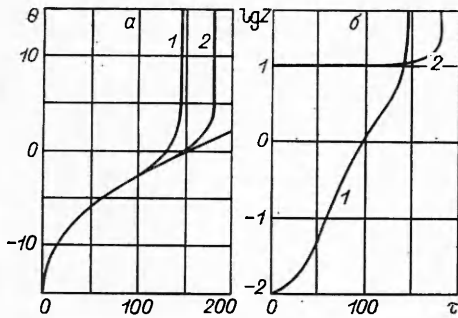


Рис. 3. Зависимости $\Theta(\tau)$ (а) и $\lg Z(\tau)$ (б) при $\xi = 0$, $n = 1$, $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$, $q_0 = 1$, $Z_K = 200$.
1 — $Z_n = 10^{-2}$; 2 — $Z_n = 10$.

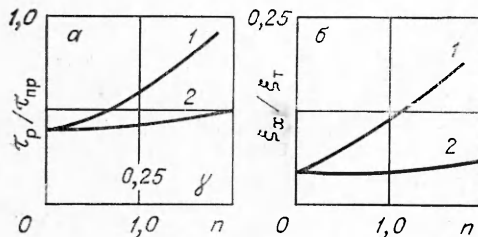


Рис. 4. Зависимости τ_p/τ_{np} и ξ_x/ξ_τ от параметров n и γ при $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$.
1 — экспоненциальный закон $Z_n = 0$, $Z_K = 200\gamma$, $q_0 = (1 + 10\gamma)^{-1/2}$; 2 — степенные законы $Z_n = 10^{-2}$, $Z_K = 200$, $q_0 = (Z_n^n + 4^n n)^{-1/2}$.

ны химической зоны ξ_x к ширине тепловой зоны ξ_τ от n и γ . Зависимости, представленные на рис. 4, становятся сильнее по мере увеличения Z_n , β и уменьшения Θ_n .

На рис. 5 сопоставляются временная зависимость скорости теплового выделения в системе $q_x = \int_0^\infty \left(1 - \frac{Z}{Z_K}\right)^\alpha \frac{e^{-Z}}{Z^n} e^{\Theta/1 + \beta\Theta} d\xi$ и величина теплового потока от внешнего источника q_0 . Видно, что момент времени, при

пленки, полученные при параболическом и экспоненциальном законах скорости. В обоих случаях τ_s падает с уменьшением $\lg Z_n$. При значении $\lg Z_n$ меньше некоторого значения $\lg Z^*$ наблюдается предельный случай «тонких пленок», в котором зависимость $\tau_s(Z_n)$ насыщается. Такой характер зависимости $\tau_s(Z_n)$ при тонких пленках связан с тем, что прогрессивное возрастание температуры происходит практически при одинаковом значении Z , значительно отличающемся от начальной пленки. При $Z_n > Z^*$ толщина слоя продукта к моменту резкого роста температуры изменяется слабо (рис. 3). Следует отметить, что соответствующие значения Z^* , отделяющие предельный случай, уменьшаются, а зависимости $\tau_s(Z_n)$ оказываются сильнее с уменьшением Θ_n и увеличением параметров β , γ и n .

На рис. 4, а приведены зависимости τ_p/τ_{np} — отношения времени разогрева к времени прогрева от параметров n и γ . Увеличение τ_p/τ_{np} с ростом этих параметров происходит за счет увеличения интервала времени разогрева. Однако продолжительность прогрессивного роста температуры, как и в [4], мала по сравнению со временем задержки.

Ширина зоны химической реакции¹ увеличивается с параметрами n или γ , но остается, как и в случае простых реакций [4], значительно меньше ширины тепловой зоны². Это видно из рис. 4, б, где показаны зависимости ξ_x/ξ_τ — отношения ширины

¹ За ширину зоны химической реакции принимается расстояние от поверхности, на котором скорость химической реакции падает в e раз.

² За ширину тепловой зоны принимается расстояние от поверхности, на котором температура падает в e раз.

котором q_x становится по величине, равной q_0 , очень близок к моменту зажигания. Отличие от времени задержки тем меньше, чем меньше β , n и γ и больше Θ_n .

Зависимости Z на поверхности системы в момент зажигания (Z_3) от n и γ приведены в таблице. Эти данные получены при значении параметров: $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$, $q_0 = A$, $Z_n = A_1$, $Z_k = 100$, где в случае степенных законов $A_1 = 10^{-2}$ и $A = [Z_n^n + 4^n n]^{-1/2}$, при экспоненциальном законе скорости $A = [e^{Z_n} (1 + 10\gamma)]^{-1/2}$ и $A_1 = 0$. Поскольку Z_3 слабо зависит от изменения β и Θ_n , то эти зависимости можно описать функцией

$$Z_3 = [Z_n^n + 4^n n]^{1/n} \quad (15)$$

при степенных законах и

$$Z_3 = Z_n + 10\gamma \quad (16)$$

при экспоненциальном законе.

Таким образом, проведенный анализ показал, что характер вырождения процесса зависит от типа кинетического закона. В случае степенных законов вырождение процесса связано с расходом вещества. При экспоненциальном законе вырождение процесса обусловлено торможением скорости химической реакции продуктами превращения. Закономерности нормальных режимов зажигания существенно зависят от типа кинетического закона.

Влияние формы частиц

Рассмотрим влияние параметра α на время задержки нормальных режимов зажигания. Как в случае степенных законов скорости, так и при экспоненциальном законе зависимость $\tau_3(\alpha)$ слабая (рис. 6). В связи с этим при решении задачи в области нормальных режимов членом $(1 - Z/Z_k)^\alpha$, содержащимся в уравнении теплопроводности, можно пренебречь. Влияние формы частиц с достаточной точностью учитывается параметром γ при экспоненциальном законе и Z_k в случае степенных законов.

Приближенное решение

Для решения задачи (7)–(10) в области нормальных режимов зажигания применим приближенный метод «критического условия», суть которого изложена в [15].

Возможность применения этого метода связана с тем, что большую

n	γ	Z_3	
		численный счет	по формулам (15) и (16)
1	—	4,4	4,0
2	—	6,1	5,7
—	0,1	1,1	1,0
—	0,2	2,2	2,0
—	0,4	3,8	4,0

часть времени задержки система прогревается как инертное тело, а скорость тепловыделения вблизи τ_3 соизмерима со скоростью подвода тепла от внешнего источника. Кроме того, выражение для скорости тепловыделения в момент зажигания можно найти с точностью до множителя N , учитывающего поправку на образование пленки продукта, интегрированием на основе метода Лапласа [14], поскольку скорость из-за крутого профиля температуры резко

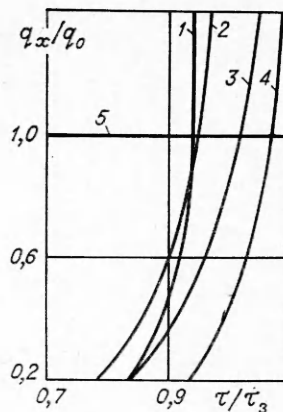


Рис. 5. Временная зависимость q_x/q_0 при $\Theta_n = -14,12$; $\beta = 0,035$, $Z_k = 200$, $q_0 = 1$.

1 — экспоненциальный закон, $Z_n = 0$, $\gamma = 0,1$; 2 — экспоненциальный закон, $\gamma = 0,2$, $Z_n = 0$; 3 — кубический закон, $n = 2$, $Z_n = 0,1$; 4 — параболический закон, $n = 1$, $Z_n = 0,1$;

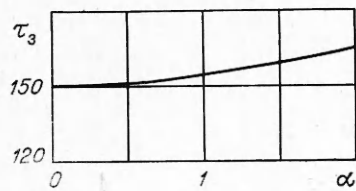


Рис. 6. Зависимость τ_3 от α при $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$,
 $Z_n = 10^{-2}$, $n = 1$, $Z_k = 200$, $q = 1$.

падает с координатой. Выражение для этого множителя установлено расчетами

$$N = (Z_n^n + 4^n n)^{-1} \quad (17)$$

в случае степенных законов и

$$N = e^{-Z_n + 10\gamma} \quad (18)$$

для экспоненциального закона скорости. На основании изложенного температура зажигания определяется из условия (12), а зависимость времени задержки от параметров имеет вид (11).

Время задержки, рассчитанное по формуле (11) в диапазоне параметров $-35 \leq \Theta_n \leq -5$, $\beta < 1/|\Theta_n|$, $0 \leq \alpha \leq 2$, $n \leq 2$, отличается от результатов численного счета не более чем на -25% . Заметим, что отличие этих результатов с увеличением параметра n или γ за счет понижения разогрева в момент зажигания уменьшается.

Размерная система для расчета характеристик зажигания следующая:

$$q^2 = \frac{Q \lambda k_0 e^{-\sigma_1 \eta_3 R T_3^2}}{r_0^{n+1} \eta_3^n E} e^{-E/R T_3}, \quad (19)$$

$$t_3 = \pi \chi c \rho / 4 q^2 \cdot (T_3 - T_n)^2, \quad (20)$$

где

$$\eta_3 = \left[\eta_n^n + 4^n n \left(\frac{c \rho R T_3^2}{Q E} \right)^n \right]^{1/n} \quad (21)$$

при степенных законах и

$$\eta_3 = \eta_n + 10 \frac{c \rho R T_3^2}{Q E} \quad (22)$$

при экспоненциальном законе скорости.

Формулы (19)–(22) можно использовать для расчета характеристик зажигания системы с частицами произвольной формы, если задана удельная поверхность частиц (S) и известна плотность частицы (ρ_r). В этом случае изменится выражение для Q . Величина r_0 , согласно [15], определяется равенством $r_0 = m/S\rho_r$, где множитель $m = (\alpha + 1)$ зависит от формы частицы. При произвольной форме r_0 имеет смысл эквивалентного размера, а $m \approx 3$ — для частиц, близких к шарообразным. Выражение для расчета Q следующее: $Q = a \rho m Q_0$.

Полученное приближенное решение (19)–(22) позволяет проводить анализ закономерностей зажигания. Отметим наиболее интересные особенности на примере закономерностей зажигания системы, частицы горючего компонента которой имеют сферическую форму, а закон изменения теплопроводности с плотностью системы задан [16].

Из формул (21)–(22) можно получить область значений η_n , в которой реализуется предельный случай «тонких пленок»: $\eta_n < H = n^{1/n} \gamma_0$ при степенных законах и $\eta_n < H = 10 \gamma_0$ при экспоненциальном законе скорости.

С увеличением размера частиц уменьшается (за счет изменения поверхности контакта реагентов) объемная скорость тепловыделения в системе, поэтому температура зажигания и время задержки увеличиваются. Увеличивается и толщина пленки продукта в момент зажигания. За счет роста пленки характеристики изменяются слабее при $\eta_n < H$ и малых значениях σ_1 и n . При $\eta_n > H$ пленка продукта незначительно изменяется к моменту зажигания. Следовательно, увеличение размера частицы приводит к более слабой зависимости характеристик при больших σ_1 и n .

При повышении интенсивности теплового потока от внешнего источника в системе формируется более крутой профиль температуры, вследствие этого увеличивается теплоотвод из зоны химической реакции. Температура зажигания увеличивается, а время задержки уменьшается. Толщина пленки к моменту зажигания увеличивается с потоком. В связи с этим рост n или σ_1 приводит к более сильной зависимости температуры зажигания и слабой зависимости времени задержки от величины теплового потока. Такое влияние кинетического закона ярче проявляется при тонких начальных пленках.

По мере роста плотности системы повышается (за счет увеличения поверхности контакта реагентов) объемная скорость тепловыделения. Температура зажигания падает. Время задержки увеличивается, поскольку с плотностью повышается тепловая активность системы (λc_p). Толщина пленки в момент зажигания уменьшается с увеличением плотности. При $\eta_n > H$ и больших n или σ_1 зависимость $T_s(\rho)$ становится слабее, а $t_s(\rho)$ — сильнее. Обе зависимости становятся сильнее при $\eta_n < H$ и увеличении параметров σ_1 или n .

При параболическом законе скорости реакции при $\eta_n < H$ зависимость времени задержки от параметров процесса можно получить в явном виде

$$t_s = \pi \lambda c_p / 4q^2 (E/R \ln A_1 - T_n)^2, \quad (25)$$

где $A_1 = o^2 k_0 a / 4q^2 r_0^2$. Из формулы (25) видно, что $\lg t_s(q) < 2$.

Применимость рассмотренной модели ограничивается размером частиц в связи с допущением об однородности среды. Допустимый размер частицы можно оценить из выражения $r_0 \ll 2\sqrt{\lambda t_s / c_p}$, полученного сопоставлением размера частицы с шириной тепловой зоны.

Отделение ИХФ
АН СССР, Черногоровка

Поступила в редакцию
21/XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Барзыкин. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1975.
2. А. Г. Мержанов. — В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. М., «Наука», 1975.
3. Вспомогательные системы ракетно-космической техники. Под ред. проф. И. В. Тишунина. М., «Мир», 1970.
4. A. G. Merzhanov, and A. E. Averson. Combustion and Flame, 1971, 16.
5. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1972, 8, 2.
6. A. G. Merzhanov. Archiwum procesow Spalania, 1974, 5, 1.
7. Б. И. Хайкин. — В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. М., «Наука», 1975.
8. В. П. Стовбун, Т. И. Кедрова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1972, 8, 3.
9. В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин. Теория и технология металлотермических процессов. Под ред. Г. В. Самсонова. Новосибирск, «Наука», 1974.
10. В. В. Барзыкин, В. П. Стовбун. — Сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. М., «Наука», 1975.
11. A. P. Nardt and P. V. Phung. Combustion and Flame, 1973, 21.
12. А. Э. Аверсон. Канд. дис. ИХФ АН СССР, Черногоровка, 1967.
13. А. П. Алдушин, В. Н. Bloшенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.
14. А. Эрдейн. Асимптотические разложения. М., «Наука», 1962.
15. Б. В. Дерягин. Докл. АН СССР, 1946, 53, 627.
16. А. Миснар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., «Мир», 1968.