

14. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
15. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газовых реакций. Справочник. М., «Наука», 1971.
16. К. В. Прибыткова, С. И. Худяев, Э. А. Штессель.— В сб.: Тепломассообмен-V. Материалы V Всесоюзной конференции по тепломассообмену. Т. 2. Минск, ИТМО АН БССР, 1976.
17. В. К. Саульев. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. М., Физматгиз, 1960.

К ВОПРОСУ О ГЕТЕРОГЕННОМ ЗАЖИГАНИИ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ

Г. Н. Исаков
(Томск)

В работах [1, 2] в рамках простейших нестационарных моделей рассмотрено гетерогенное воспламенение реакционноспособных твердых тел (в том числе и полимерных материалов [2]) при обтекании их потоком нагретого газообразного окислителя. Качественный анализ полученных решений позволил выявить основные режимы гетерогенного воспламенения и провести сравнение с некоторыми экспериментальными данными [2]. В частности, при исследовании полиметилметакрилата (ПММА) выявлен нормальный режим гетерогенного воспламенения, который в соответствии с терминологией [1, 3] будем в дальнейшем называть гетерогенным зажиганием.

Однако, несмотря на явные достоинства указанных математических моделей, позволивших получить ясную физическую картину изучаемого явления, они не учитывают перенос тепла излучением внутри полупрозрачного твердого реагента. Это может, не изменяя качественной стороны явления зажигания, повлиять на его количественные характеристики. Влияние полупрозрачности реагента на зажигание с помощью светового потока изучено теоретически и экспериментально в работах [4—6].

В данной работе предпринята попытка учесть перенос тепла излучением внутри полупрозрачного материала при зажигании его в условиях радиационно-конвективного теплообмена. При нахождении приближенного аналитического решения предполагалось, что процесс зажигания носит стадийный характер [1, 4, 7], т. е. сначала полупрозрачный материал прогревается как инертное вещество, а затем, при достижении определенной температуры $T_{п}$, на поверхности протекает интенсивная гетерогенная химическая реакция.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментов по зажиганию полупрозрачных материалов в потоке газообразного окислителя используется установка, описанная в [2, 3]: Лучистый тепловой поток $Q_{лв}$, падающий на поверхность исследуемого образца с температурой T_w , определяется законом Стефана — Больцмана [8, 9]. Входящая в этот закон эффективная функция ($A_{эфф}$) радиационных параметров среды и излучающих поверхностей для случаев, когда критерий Бугера $Bi = \alpha' L \rightarrow 0$ (α' — эффективный коэффициент поглощения среды, L — расстояние между излу-

чающими поверхностями) определяется по формуле Христиансена [8]

$$A_{\text{эфф}} = (a_{\text{ст}}^{-1} + a_w^{-1} - 1)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $a_{\text{ст}}$, a_w — поглощательные способности поверхностей, которые по закону Киргофа [8, 9] (в силу гипотезы локального термодинамического равновесия) могут быть приравнены к степеням черноты $\epsilon_{\text{ст}}$ и ϵ_w соответственно.

Известно [5, 8, 9], что перенос тепла излучением Q_s внутри полупрозрачных материалов (по координате y) может быть с хорошей точностью описан законом Бугера. Коэффициент ослабления k , входящий в закон Бугера, в общем случае зависит от температуры T и длины волны излучения λ [8—10]: $k = a + \bar{\beta}$ ($\bar{\beta}$ — коэффициент рассеяния). Будем называть, следуя [10], отношение $Q_s/Q_{\text{пр}}$ коэффициентом пропускания Π , тогда из закона Бугера имеем

$$k = \ln(\Pi_1/\Pi_2)/(y_2 - y_1).$$

Коэффициент отражения для полупрозрачных серых тел может быть вычислен по формуле Френеля [9, 10]

$$r = (n-1)^2/(n+1)^2. \quad (3)$$

Здесь n — показатель преломления, который для широкого класса полимерных и композиционных материалов лежит в диапазоне 1,3÷3. Зная r и Π , можно определить степень черноты поверхности [10]

$$\epsilon_w = [1 - \Pi(T)][1 - r(T)]/[1 - \Pi(T) \cdot r(T)]. \quad (4)$$

Исходя из выражений (2)—(4), можно предположить, что при увеличении температуры в слое полупрозрачного материала коэффициент ослабления может возрастать как за счет увеличения коэффициента поглощения вследствие нарушения межмолекулярных взаимодействий [11] в полимерном материале, так и за счет увеличения коэффициента рассеяния $\bar{\beta}$ из-за деструктивных изменений. Для проверки этого предположения проведены эксперименты по непосредственному изменению коэффициента пропускания в слое при зажигании ряда материалов в потоке нагретого газообразного окислителя.

С этой целью в полусферическом образце 1 (рис. 1) высверливался цилиндрический канал 4, боковая поверхность которого зачернялась ламповой сажей. Длина канала подбиралась так, чтобы в окрестности лобовой критической точки оставался слой материала h , приблизительно равный толщине прогретого слоя: $y_s \sim \sqrt{a_s \cdot t_s}$ (a_s — температуропроводность материала, t_s — время гетерогенного зажигания). В канале устанавливался фотодиод 3 типа ФД-1. Собранный образец из исследуемого материала наклеивался на асбоцементную державку 2. Электрический сигнал с ФД-1 регистрировался на шлейфовом осциллографе Н-115. Кроме того, производилась синхронная запись сигнала с микротермопары 5, заделанной на лобовой образующей образца по методике [3].

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы записи $T_w(t)$ и коэффициента пропускания $\Pi(t)$, полученные при зажигании ПММА в потоке нагретого кислорода. Видно, что до некоторого момента времени t_n , когда реагирующий образец прогревается как инертное тело, интенсивность проникающего излучения практически не изменяется. Небольшое увеличение Q_h (не более 3%) обусловлено, вероятно, неко-

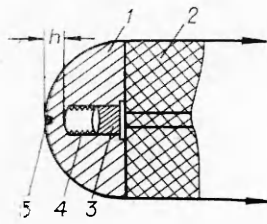
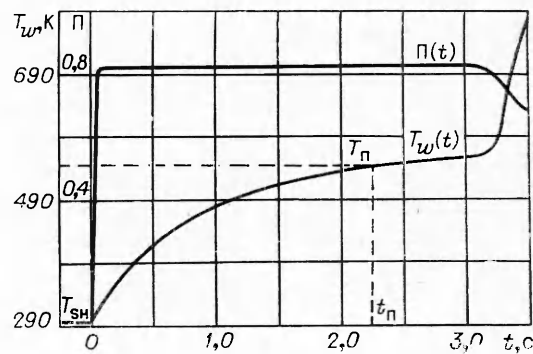


Рис. 1. Схема опыта

Рис. 2. Осциллограмма записи T_w и Π в зависимости от t ($T_e = 1100$ К, $\beta_x \approx 390$ с $^{-1}$).



торым увеличением степени черноты поверхности. При $t > t_n$, когда на поверхности развивается гетерогенная химическая реакция, тепловыделение от которой приводит собственно к зажиганию, проникающее излучение быстро уменьшается вследствие увеличения k . Последнее обусловлено деструктивными изменениями, происходящими в присутствии окисляющего газа на поверхности и в слое полимерного материала (помутнение, выпадение сажистых полупродуктов, появление пленки распада с пузырьковыми включениями [2] и т. д.).

Таким образом, на основании проведенных экспериментов можно приблизительно выбрать температурный диапазон $T_n \div T_{sh}$ (T_n , T_{sh} — температура инертного прогрева и начальная температура соответственно), где преобладающую роль играет тепло, подводимое от внешних источников в процессе радиационно-конвективного теплообмена. Кроме того, в этом диапазоне температур на поверхности не происходит существенных термоокислительных превращений и коэффициент ослабления можно считать постоянным и равным начальному. При $T_w > T_n$ становится существенным теплоприход от гетерогенной химической реакции, а теплопереносом за счет излучения внутри полупрозрачного материала можно пренебречь. Эту стадию будем в дальнейшем называть стадией «гипергольного» воспламенения [1].

Эксперименты показали, что рассмотренная стадийная картина физико-химических превращений в процессе нестационарного нагрева и зажигания справедлива для широкого класса полупрозрачных полимерных и композиционных материалов, таких как ПММА, полиэтилен, материалы на основе эпоксидных и эпоксифенольных смол и т. д. В подобных случаях представляется возможным стадийное рассмотрение физических процессов с целью нахождения простых аналитических выражений для основных характеристик зажигания.

Теоретический анализ задачи

При нахождении аналитического решения так же, как и в [2], будем предполагать, что выгорание окислительного реагента на поверхности за время зажигания t_s незначительно, газофазные реакции отсутствуют, а теплофизические характеристики твердого тела не изменяются. Поскольку на начальной стадии процесс зажигания протекает в кинетическом режиме, то в соответствии с [1, 2] ролью диффузии можно также пренебречь. Тогда задача о гетерогенном зажигании твердого реагента в окрестности лобовой критической точки сводится к решению уравнения теплопроводности

$$\partial T_s / \partial t = a_s \cdot \partial^2 T_s / \partial y^2 + k Q_{\pi w} / c_p \rho_s \cdot \exp(-ky), \quad 0 \leq t \leq t_s \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями

$$T_s|_{t=0} = T_s|_{y=\infty} = T_{сн}, \quad T_s|_{y=0} = T_w, \quad (6)$$

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0} = \alpha(T_e - T_w) + \bar{q}k_0(\rho_w C_e)^v \exp\left(-\frac{E}{RT_w}\right). \quad (7)$$

Здесь a_s — температуропроводность; ρ — плотность; c_p — теплоемкость; λ — теплопроводность; y — координата; C_e — концентрация окислительного компонента; E , \bar{q} , k_0 , v — энергия активации, тепловой эффект, предэкспонент и порядок гетерогенной химической реакции; $\alpha = \alpha_k + \alpha_r$ — коэффициент теплоотдачи, равный сумме конвективной [2] и лучистой составляющих; R — универсальная газовая постоянная. Индексы s , w , e , n соответствуют параметрам твердого тела, поверхности, внешней границе пограничного слоя и начальному моменту времени.

Плотность окислительного компонента на поверхности раздела сред определяется из уравнения состояния

$$\rho_w = p_e M_e / RT_w, \quad (8)$$

где p_e — давление на внешней границе пограничного слоя; M_e — молекулярный вес.

В соответствии с изложенной физической картиной процесса гетерогенного зажигания будем предполагать, что в стадии инертного прогрева $0 \leq t \leq t_n$ справедливо уравнение теплопроводности (5) с условиями (6) и граничным условием

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0} = \alpha(T_e - T_w). \quad (9)$$

Решение этого уравнения имеет вид [7, 12]

$$T_w = T_e + \frac{Q_{плw}}{\alpha} + \frac{Q_{плw}}{k\lambda_s - \alpha} \varphi(k\sqrt{a_s t}) - \left(T_e - T_{сн} + \frac{Q_{плw}}{\alpha} \frac{k\lambda_s}{k\lambda_s - \alpha} \right) \varphi\left(\frac{\alpha\sqrt{a_s t}}{\lambda_s}\right) \quad (10)$$

или в безразмерной форме

$$\Theta_w = \Theta_e + \frac{B}{C-1} \varphi(C\sqrt{\tau}) - \left(\Theta_e - \Theta_{сн} + \frac{BC}{C-1} \right) \varphi(\sqrt{\tau}). \quad (11)$$

Здесь $\Theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}$ — безразмерная температура; $\tau = t/t_0$ — безраз-

мерное время; $t_0 = \frac{\lambda_s c_p \rho_s}{\alpha^2}$ — характерное время; T_* — характерная

температура; $B = \frac{Q_{плw}E}{\alpha RT_*^2}$ и $C = k\lambda_s/\alpha$ — безразмерные параметры; $\varphi(u) =$

$= [1 - \Phi(u)] \exp(u^2)$; $\Phi(u)$ — интеграл ошибок.

Во второй стадии $t_n \leq t \leq t_s$, когда теплоприход от гетерогенной химической реакции становится существенным, а перенос тепла внутри полупрозрачного материала за счет излучения незначителен, приближенно справедливо уравнение

$$\partial T_s / \partial \bar{t} = a_s \cdot \partial^2 T_s / \partial y^2, \quad \bar{t} = t - t_n, \quad (12)$$

с начальным и граничным условиями: $T_w/\bar{t} = 0 = T_n$,

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0} = \bar{q}k_0(\rho_w C_e)^v \exp\left(-\frac{E}{RT_w}\right). \quad (13)$$

Применяя преобразования Лапласа к (12), (13), получим нелинейное интегральное уравнение типа Вольтерра для определения температуры поверхности Θ_w [2], записанное в безразмерном виде:

$$Q_w - \Theta_w = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\bar{\tau}} \left[\frac{\delta \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{(1 + \beta \Theta_w)^\nu} \right] \frac{dz}{\sqrt{\bar{\tau} - z}}, \quad (14)$$

где $\delta = \frac{E \bar{q} k_0}{\alpha R T_*^2} (\rho_* C_e)^\nu \exp \left(-\frac{E}{RT_*} \right)$ — параметр Франк-Каменецкого [13];

$\beta = RT_*/E$ — безразмерный параметр; $\bar{\tau} = \bar{t}/t_0$ — безразмерное время.

Выберем в качестве характерной температуры T температуру поверхности T_w в момент $t = t_w$, в силу чего $\Theta_w = 0$. Будем искать решение уравнения (14) в виде [14]

$$\Theta_w = C_1 \sqrt{\bar{\tau}} + C_2 \bar{\tau} + C_3 \bar{\tau} \sqrt{\bar{\tau}} + \dots \quad (15)$$

Для нахождения приближенного решения уравнения (14) использовался метод Я. Б. Зельдовича — разложение в ряд подынтегральной функции источника при $\beta \Theta_w \ll 1$. Удерживая в разложении члены первого порядка малости и подставляя (15) в (14), методом неопределенных коэффициентов определим значения коэффициентов C_i

$$C_1 = 2\delta/\sqrt{\pi}, \quad C_2 = \sqrt{\pi} C_1 \delta/2, \quad C_3 = 4C_2 \delta/3\sqrt{\pi}. \quad (16)$$

В качестве условия «гипергольного» воспламенения выберем, согласно [14], условие вида

$$\left. \frac{d^2 \Theta_w}{d\bar{\tau}^2} \right|_{\bar{\tau} = \bar{\tau}_2} = 0 \quad (17)$$

Удовлетворяя в (15) условию (17) и учитывая (16), получим простое выражение для определения времени «гипергольного» воспламенения

$$\bar{\tau}_2 = 1/2\delta^2. \quad (18)$$

Тогда время гетерогенного зажигания

$$\bar{\tau}_3 = \tau_w + \tau_2, \quad (19)$$

где для определения времени прогрева τ_w можно использовать аппроксимационную зависимость

$$\tau_w = \frac{\pi}{4} \frac{\Theta_{сн}^2}{(\delta + \Theta_e)^2}. \quad (20)$$

Расчеты на ЭВМ показали, что погрешность приближенных зависимостей (18) — (20) в исследуемом диапазоне необходимых параметров не превосходит $\sim 10\%$.

Для расчета характеристик гетерогенного зажигания необходимо знать термокинетические постоянные E , $\bar{q} k_0$ и порядок ν химической реакции, протекающей по поверхности образца. Способ их нахождения формализован и базируется на предположении о протекании в реагирующей системе брутто-процессов. Вследствие этого эффективные значения термокинетических постоянных существенным образом зависят от выбора характерной температуры T^* , в качестве которой могут быть температура в точке перегиба на кривой $T_w(t)$ [2, 14], температура

срыва [6] и т. д. При стадийном рассмотрении процессов зажигания за характерную температуру обычно берется температура инертного нагрева T_n [4, 7], значение которой при известных условиях радиационно-конвективного теплообмена может быть найдено из (10). Кроме того, в стадии инертного нагрева могут быть уточнены все величины, входящие в выражения (10), (11), которые, как правило, подбираются из справочных данных при неполном знании способа и условий их определения. Уточнить эти величины можно, минимизируя функционал:

$$I = \int_0^{t_n} [T_w^{(p)} - T_w^{(e)}]^2 dt. \quad (21)$$

Здесь $T_w^{(p)}$ — температура поверхности в стадии инертного прогрева, рассчитываемая по формуле (10); $T_w^{(e)}$ — температура поверхности, определяемая экспериментально по методике [3].

Для определения E , $\bar{q}k_0$ и ν обычно используется физическое условие зажигания [1]

$$m\bar{q}k_0(\rho_n C_e) \nu \exp(-E/RT_n) \geq \alpha(T_e - T_n), \quad \alpha = \alpha(T_n) \quad (22)$$

или в безразмерном виде

$$m\delta \geq \Theta_c. \quad (23)$$

Значение m в каждом конкретном случае определяется на основе численных расчетов и опытных данных. Условие зажигания (22) с точностью до константы соответствует равенству теплосумм от внешних источников и гетерогенной химической реакции при температуре поверхности T_n . Используя затем процедуру спрямления результатов экспериментов в полулогарифмических координатах, методом наименьших квадратов определяются E , $\bar{q}k_0$ и ν .

Обсуждение результатов

Для апробации предлагаемой методики расчета основных характеристик гетерогенного зажигания использованы опытные данные по зажиганию полупрозрачного полимерного материала (ПММА) и полупрозрачного композиционного материала (КПМ) на основе стеклоткани и эпоксифенольного связующего ИФ-ЭД6 [15]. Экспериментальные зависимости t_3 от температуры набегающего потока окислителя T_e и параметра $\beta_x = 3/2 \cdot u_e/r_w$ (u_e — скорость потока, r_w — радиус полусферического образца) для ПММА приведены в [2]. Зависимости $t_3(T_e)$ и $t_3(\beta_x)$ для КПМ изображены на рис. 3. Как следует из рисунка, наблюдается подобие аналогичных зависимостей для ПММА и КПМ, что указывает, вероятно, на идентичность механизмов зажигания в рассматриваемых условиях проведения экспериментов. Необходимо отметить также, что при расчете t_3 для КПМ следует брать те опытные данные, которые соответствуют режиму гетерогенного зажигания, т. е. когда образующийся прококсованный слой достаточно тонок и не оказыва-

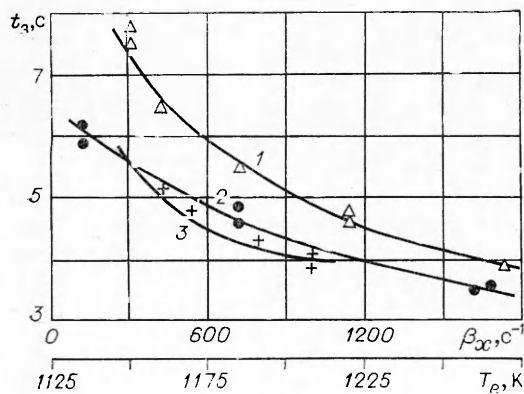


Рис. 3. Зависимости времени зажигания t_3 от температуры потока T_e (1, 2) и параметра β_x (3) для КПМ.

1 — $\beta_x \approx 600 \text{ с}^{-1}$, $C_e = 0,98$; 2 — $\beta_x \approx 600 \text{ с}^{-1}$, $C_e = 0,23$; 3 — $T_e = 1190 \text{ К}$, $C_e = 0,98$.

ет влияния на процесс зажигания [3, 16] (не является диффузионным барьером [17] для окислительного компонента). Физическое обоснование и приближенные оценки этого режима приведены в [16].

Для расчета температуры инертного прогрева $T_{\text{п}}$ необходимо знать коэффициент ослабления k , который находился из соотношения (2). Входящие в это выражение коэффициенты пропускания Π определялись по стандартной методике на шаровом фотометре ФМШ-56М в диапазоне длин волн 0,4—0,9 мкм. На этом же приборе может быть определен коэффициент диффузного отражения r для тех материалов, у которых неизвестен показатель преломления n . В ряде случаев, если n известен, r можно оценить с приемлемой для расчетов погрешностью по формуле Френеля (3). Так, для ПММА при $\lambda=0,36-0,75$ мкм измеренное значение $r \approx 0,12$, а рассчитанное $\approx 0,11$, т. е. расхождение составляет $\sim 8,3\%$ и обусловлено поверхностной шероховатостью (высота микронеровностей не превышает ~ 5 мкм), образующейся при изготовлении образцов. Для композиционного материала измеренное значение $r \approx 0,25$. Среднеинтегральные значения коэффициентов ослабления (с учетом шероховатости поверхности) следующие: для ПММА — 350 м^{-1} , для КПМ — 1600 м^{-1} . Значение температуры инертного прогрева $T_{\text{п}}$ определялось методом последовательных приближений из соотношения (10). В качестве нулевого приближения бралось значение $T_{\text{п}}^{(0)} = \frac{T_e + T_{\text{сн}}}{3}$. Конвективная составляющая ($\alpha_{\text{к}}$) коэффициента теплоотдачи α определялась по формуле, приведенной в [2], а лучистая составляющая α_1 — из выражения

$$\alpha_{\text{л}} = \sigma A_{\text{эфф}} T_{\text{ст}}^3 [1 + T_w/T_{\text{ст}} + (T_w/T_{\text{ст}})^2 + (T_w/T_{\text{ст}})^3], \quad (24)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; $T_{\text{ст}}$ — температура стенки трубы. Значение $A_{\text{эфф}}$ находилось из соотношения (1), в котором ϵ_w рассчитывалось по формуле (4). При минимизации функционала (21) найдены интегральные значения $\epsilon_{\text{ст}}=0,6 \div 0,4$ в диапазоне температур $1200 \div 1450 \text{ К}$, что не противоречит литературным данным [9].

На рис. 4 представлены результаты экспериментов в полулогарифмической анаморфозе. Методом наименьших квадратов найдены значения эффективных термокинетических постоянных и порядков гетерогенных реакций для ПММА:

$$E = 57000 \text{ Дж/моль},$$

$$\bar{q}k_0 = 7,2 \cdot 10^9 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) \cdot (\text{м}^3/\text{кг})^{\nu}, \nu = 0,33;$$

для КПМ:

$$E = 54000 \text{ Дж/моль},$$

$$\bar{q}k_0 = 7,1 \cdot 10^8 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) \cdot (\text{м}^3/\text{кг})^{\nu}, \nu = 0,23.$$

Полученные значения E , $\bar{q}k_0$ для ПММА оказываются выше, чем в [2]. Этого и следовало ожидать, поскольку, как показывает анализ, проведенный в [6], завышение характерной температуры T_* приводит к занижению E , $\bar{q}k_0$. В данном случае использование

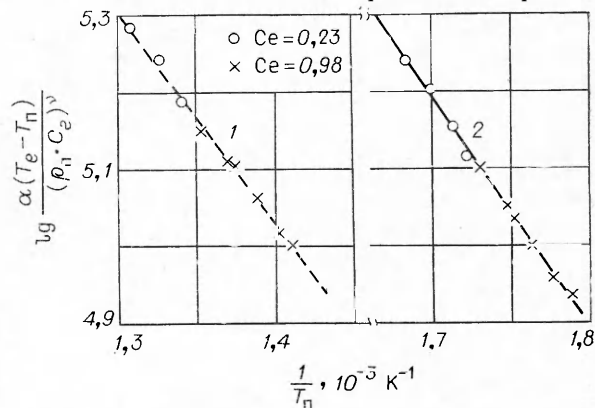


Рис. 4. Опытные данные по зажиганию КПМ (1), ПММА (2) в полулогарифмических координатах

¹ В [2] за характерную T_* выбиралась температура в точке перегиба на экспериментальной кривой $T_w(t)$. Ее определение трудоемко, так как сопряжено с использованием техники микротермопарных измерений.

Исследуемый материал	T_e, K	$p_e \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	C_e	$\alpha, \text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$	T_{II}, K	t_3, C		Источник информации
						расчет	опыт	
ПММА	1190	1,0	0,23	124,0	584,0	2,41	2,35	[2]
	1270	1,0	0,23	133,7	594,0	1,78	1,75	[2]
	1190	1,0	0,98	179,3	578,0	1,08	1,10	[2]
	1270	1,0	0,98	135,9	570,5	1,36	1,40	[2]
	1550	24,0	0,98	2550	637,6	$3,53 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	[18]
	1550	24,0	0,98	2490	658,4	$4,38 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	[18]
	1550	24,0	0,98	2450	683,3	$5,48 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	[18]
	1550	24,0	0,98	2420	697,5	$6,26 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	[18]
	КПМ	1270	1,0	0,23	228,3	764,5	4,18	3,90
1230		1,0	0,98	221,5	729,0	3,83	3,90	
1190		1,0	0,98	179,8	708,0	5,68	5,70	
1190		1,0	0,98	236,6	724,5	3,89	4,10	

T_{II} и физического условия зажигания (22) существенно упрощает и ускоряет процедуру расчета эффективных термокинетических постоянных. Выражение для расчета времени гетерогенного зажигания $t_3^{(n)}$ получается из (18) — (20) с учетом (23) и имеет следующий вид:

$$t_3^{(p)} = \frac{m^2}{2\theta_e^2} \left[1 + \frac{\pi}{2} \frac{\theta_{zII}^2}{(m+1)^2} \right]. \quad (25)$$

С помощью найденных E , $\bar{q}k_0$ и ν проведены расчеты по определению $t_3^{(n)}$ при зажигании ПММА в условиях конвективного [18] и радиационно-конвективного [2] теплообмена при $m=3,10$. Результаты расчетов, приведенные в таблице с погрешностью, не превышающей 15%, согласуются с опытными данными по зажиганию ПММА на различных установках и в различных условиях теплообмена. Это подтверждает правомерность выбранной математической модели процесса зажигания ПММА в широком диапазоне исходных параметров ($u_e=1 \div 100$ м/с; $r_w=1,5 \div 7 \cdot 10^{-3}$ м; $T_e=1150 \div 1550$ К; $C_e=0,23 \div 0,98$; $p_e=1 \div 24 \cdot 10^5$ Па). Результаты расчетов $t_3^{(p)}$ для КПМ, проведенных по опытными данным (см. рис. 3) при $m=1,43$, также приведены в таблице. Расхождение опытных данных с расчетом не превышает $\sim 6-8\%$.

Поступила в редакцию
10/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Э. Аверсон, В. В. Барзюкин, Т. М. Мартемьянова. ФГВ, 1974, 10, 4, 498.
2. А. М. Гришин, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1976, 12, 3, 366.
3. Г. Н. Исаков, В. Е. Абалтусов. — В сб.: Первая Всесоюзная школа-семинар по теории горения. Томск, изд. ТГУ, 1975, с. 76.
4. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1966, 2, 2, 77.
5. А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4, 527.
6. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1970, 6, 2, 176.
7. А. Э. Аверсон, В. В. Барзюкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1, 131.
8. В. Н. Адрианов. Основы радиационного и сложного теплообмена. М., «Энергия», 1972.
9. Э. М. Сперроу, Р. Д. Сесс. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
10. А. А. Мень, О. А. Сергеев, З. С. Сеттарова. — В сб.: Тр. метролог. институтов СССР. Вып. 129 (189). М.—Л., Изд-во стандартов, 1971.

11. В. А. Бернштейн, Н. Н. Песчанская, В. А. Степанов. Механика полимеров, 1977, 6, 963.
12. T. Boddington. Intern. Conf. Sensitivity and Hesards of Explosives, London, 1963.
13. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.
14. А. М. Гришин, А. Я. Кузипи.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
15. Н. Н. Добромислов, Н. С. Мезенцев. Механика полимеров, 1978, 1, 135.
16. В. Е. Абалтусов, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1973, 9, 6, 807.
17. А. Л. Брейтер, В. М. Мальцев, Е. И. Попов. ФГВ, 1977, 13, 4, 558.
18. Б. А. Иванов. Безопасность применения материалов в контакте с кислородом. М., «Химия», 1974.

О ЗАЖИГАНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ ГОРЯЩИМ ВОСПЛАМЕНИТЕЛЕМ

С. В. Костин, А. Г. Струнина
(Черноголовка)

Иницирование безгазовой системы тепловой волной горящего воспламенителя теоретически и экспериментально исследовано в работах [1—4]. Основное внимание в них уделялось характеристикам переходных режимов горения поджигаемой системы в процессе установления стационарного горения. Характеристики и критические условия зажигания для рассматриваемого случая изучены в [5, 6]. В [5] получены аналитические выражения деления основных характеристик зажигания: времени задержки (t_3), температуры (T_3) и энергии (Q_3). В [6] наиболее полно теоретически проанализированы предельные режимы зажигания.

Отсутствие методики термодинамических измерений при иницировании процесса тепловой волной горящего воспламенителя не позволило экспериментально исследовать характеристики зажигания и связь их с основными параметрами реагирующих систем. Ниже излагаются результаты такого исследования.

Связь между характеристиками зажигания и параметрами реагирующих систем

В [5] показано, что тепловое воздействие горящего воспламенителя на поджигаемую систему можно разделить на динамическое (воздействие фронтом горения) и «статическое» (воздействие шлаками). Выражения для расчета характеристик зажигания при динамическом и «статическом» воздействии различны (см. формулы (11)—(14) и (19)—(22) в [5]). Пользуясь аналитическими выражениями [5], можно графически проанализировать связь между характеристиками зажигания и основными параметрами воспламенителя и поджигаемой системы в обоих режимах зажигания.

При динамическом воздействии на поджигаемую систему с увеличением калорийности воспламенителя Q_1 (с уменьшением ее избытка энтальпии ΔH_1 [7]) время и энергия зажигания снижаются, а температура зажигания растет (рис. 1, а). С увеличением калорийности поджигаемой системы Q_2 зажигание наступает быстрее, энергетические затраты и температура зажигания снижаются (рис. 1, б).

«Статическое» воздействие, как отмечено в [5], имеет место в случае, если зажигание не наступило за время прохождения фронта