

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ
АЭРОВЗВЕСИ ЖИДКОГО ГОРЮЧЕГО
И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ**

УДК 662.612.32

А. В. Федоров, В. М. Фомин, С. И. Волков

**Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск**

Предложена точечная математическая модель для описания воспламенения композитных аэровзвесей: мелких частиц алюминия, капель углеводородного топлива и газообразного окислителя. Учитываются обобщенная брутто-реакция горения паров углеводородов, различие температур компонентов и нарастание окисной пленки на металлической частице. В частном случае смеси, состоящей из капель углеводородного топлива, проведена адаптация модели к экспериментальным данным по зависимости времени задержки воспламенения от температуры окружающей среды. В случае композитной смеси, содержащей как твердые частицы, так и капли, показано, что время индукции «теплового взрыва» в условиях избытка окислителя зависит в большей степени от концентрации и размеров капель горючего, чем от количества частиц алюминия.

Эффективность энергетических устройств, в которых применяются многофазные рабочие тела, в значительной степени зависит от точности расчета прогнозируемых параметров рабочего тела. Реальные математические модели термохимических процессов в рабочих зонах этих устройств, достаточно полно отражающие существо физических явлений, характеризуются большой сложностью и трудоемкостью при алгоритмизировании. Наибольшую трудность в описании представляют неравновесные процессы, в которых характерные времена протекания гомогенных и гетерогенных явлений близки между собой. То же самое имеет место при совпадении одного из названных времен с характерным временем процесса массо- или теплопереноса.

Подходящей основой для моделирования таких процессов и создания расчетных моделей для описания температурных явлений в технических устройствах является представление последних в виде нестационарных реакторов идеального смешения [1]. Главное допущение заключается здесь в предположении изотропности параметров рабочего тела. Это гомогенное по сути допущение зачастую распространяется на устройства с многофазным гетерогенным рабочим телом, характеризующимся отсутствием макродисперсности [2], что позволяет свести распределенные математические модели к точечным.

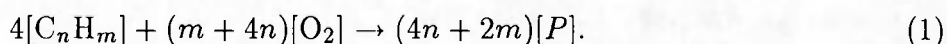
В последнее время определенный интерес вызывают рабочие тела, образованные газожидкостными смесями капель и паров горючего, газа-окислителя и распыленных по объему реагирующим мелким частицам металла (Al, Mg). Далее будем называть ее смесью А. Такие топливные композиции применяются во многих устройствах (камерах сгорания и дожигания разнообразных двигателей, газогенераторах и т. д.) [3]. Конструктивные особенности подобных агрегатов допускают достаточно равномерное распыление жидкой фазы (капель горючего) по объему реагирующего. Можно предположить, что жидкость

при этом обладает высокой степенью дисперсности, поэтому ее испарившаяся масса очень быстро заполняет указанный объем, удовлетворяя в какой-то степени требованиям, предъявляемым к реакторам идеального смешения. Химическое взаимодействие между горючим и окислителем определяется (при достаточно высоких температурах и давлениях в избытке окислителя) в основном ходом испарения жидких капель горючего, поскольку устанавливается квазиравновесие между скоростью потребления испаренного горючего в газовой фазе и скоростью испарения его жидкой фазы. Если в объеме реагирования присутствуют частицы труднолетучего металла с характерным временем гетерогенного окисления, меньшим характерного времени процесса испарения, то при достаточных концентрациях частиц металла возможно резкое увеличение температуры смеси. Ниже остановимся на описании тепловой истории композиционной аэрозвеси (смесь А) при воздействии на нее термического управления.

ТОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ КОМПОЗИТНОЙ АЭРОВЗВЕСИ В РЕАКТОРЕ ИДЕАЛЬНОГО СМЕШЕНИЯ

Рассмотрим реактор идеального смешения (РИС), взятый в виде сферической оболочки, радиуса R . Внешняя поверхность оболочки поддерживается при постоянной температуре T_s . Теплопроводящая стенка оболочки передает тепло от внешней поверхности внутрь, нагревая содержащуюся там смесь кислорода, капель и паров углеводородного горючего (C_nH_m) и частиц труднолетучего склонного к окислению металла (Al). В результате нагрева происходят испарение капель горючего, горение его паров, высокотемпературное окисление частиц в среде кислорода. Окисление частиц Al сопровождается выделением большого количества тепла. Оказывается, что даже при не очень больших количествах частиц Al этого тепла достаточно, чтобы привести к резкому повышению температур смеси, вплоть до температуры кипения Al и плавления окиси Al_2O_3 .

Горение углеводородного горючего в кислороде сопровождается появлением в конечных продуктах паров воды и углекислого газа. До значений температур ≈ 2000 К степени диссоциации последних невелики [4]. Имея в виду, что в данной модели не рассматриваются процессы с температурой, превышающей 2500 К, можно считать, что реакция горения паров C_nH_m в O_2 необратима и имеет в форме обобщенной брутто-реакции следующий вид:



Здесь продукты реакции P представляют собой смесь водяного пара и газа (CO_2) со средней молекулярной массой $W_p = (4n + 2m)^{-1}[4nW_{CO_2} + 2mW_{H_2O}]$, где W_{CO_2} , W_{H_2O} — молекулярные массы CO_2 и H_2O .

Находящиеся внутри РИС частицы Al окисляются по реакции



Примем для простоты, что капли горючего и частицы Al имеют одинаковый размер. Тогда в условиях РИС и применимости реакций (1), (2) уравнения неразрывности участвующих в реакции веществ имеют следующий вид:

$$\frac{dG_f}{dt} = N_2 \frac{dm_2}{dt} + Vw_f, \quad (3)$$

$$\frac{dG_p}{dt} = Vw_p, \quad (4)$$

$$\frac{dG_{ox}}{dt} = Vw_{ox} - N_1\beta_1 \frac{dm_{1c}}{dt} \quad (V = V_0 - N_1V_{10} - N_2V_2(t)). \quad (5)$$

Здесь индексы $i = 1, 2$ указывают на твердые и жидкие частицы соответственно, f — горючее, p — продукты реакции (1), ox — окислитель, c — оксид металла; G_i — масса i -го компонента; V_0 — объем РИС; V_i — объем i -й конденсированной фазы; N_i — количество частиц i -й фазы; β_1 — стехиометрический коэффициент реакции на единицу массы окиси. Входящие в уравнения (3)–(5) скорости потребления w_k газовых компонентов смеси пропорциональны мольно-объемным концентрациям участвующих в реакциях (1) исходных веществ, взятых в степенях, сохраняющих стехиометрические особенности реакции (1). В случае предельных углеводородов C_nH_{2n+2} (таких, например, как тридекан), отличающихся большим количеством групп CH_2 , прочность химических связей с увеличением n уменьшается. Соответственно этому в предвоспламенительный период для испаряющихся капель C_nH_{2n+2} из одного киломоля C_nH_{2n+2} образуется (в рассматриваемых условиях) при $n \gg 1$ примерно n_1 ($1 \ll n_1 \leq n$) киломолей газа CH_2 , который в дальнейшем участвует в реакциях воспламенения и горения. В силу сказанного величины w_k для алканов с большим содержанием CH_2 (а также CH_3) принимают, согласно общим правилам [5], следующий вид:

$$w_f = -W_f\nu_f w, \quad \nu_f = n_1^{-1}; \quad (6)$$

$$w_{ox} = -W_{ox}\nu_{ox} w, \quad \nu_{ox} = (4n_1)^{-1}(m + 4n); \quad (7)$$

$$w_p = +W_p\nu_p w, \quad \nu_p = (4n_1)^{-1}(2m + 4n); \quad (8)$$

$$w = k_w \left(\frac{G_{ox}}{W_{ox}V} \right)^{\nu_{ox}} \left(\frac{G_f}{W_fV} \right)^{\nu_f}. \quad (9)$$

Константа скорости реакции k_w в дальнейшем будет подобрана из сравнения расчетных и опытных данных в предположении, что она удовлетворяет модифицированному закону Аррениуса.

При небольших размерах капель жидкого топлива роль горения его паров в пограничном слое невелика. Основное количество паров выносится в окружающий объем и потребляется там по законам газового горения [6]. С учетом стефановского потока скорость убывания объема капли определяется в каждый малый промежуток времени диффузионной теорией [7, 8]. Обобщая ее результаты на нестационарный случай в приближении «приведенной пленки» получаем, что

$$\frac{dV_2}{dt} = \frac{\pi}{2} K r_2, \quad (10)$$

$$K = \chi \frac{4D_f Nu W_f \rho}{W \rho_2} \ln \left[\frac{1 - x_f}{1 - x_+} \right]. \quad (11)$$

Здесь K — коэффициент пропорциональности в законе Срезневского, r_2 — радиус капли, χ , D_f — константы, Nu — число Нуссельта.

Парциальное давление паров горючего у поверхности капли связано с температурой на поверхности капли \bar{T}_2 и давлением p в газе простыми соотношениями [9]:

$$x_+ = \exp \left[- \frac{L_{ev}(T_2) W_f}{R_u} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_{ev}(p)} \right) \right], \quad (12)$$

$$p = \rho T \frac{R_u}{W}. \quad (13)$$

Здесь $T_{ev}(p)$ — температура кипения, L_{ev} — теплота испарения, R_u — универсальная газовая постоянная.

Уравнения энергии гетерогенных топлив в условиях, предшествующих «тепловому взрыву», значительно упрощаются, если принять во внимание следующие обстоятельства: температура T_1 микрочастиц металла близка к температуре T окружающего газа; температура T_2 жидких капель всегда меньше, чем критическая температура этой жидкости, и одна и та же для всех капель; нет различий между температурами компонентов газа (равновесное приближение).

Для сферического РИС изменение полного теплосодержания H гетерогенной смеси связано с теплоподводом:

$$\frac{dH}{dt} = -4\pi R^2 \alpha (T - T_s), \quad (14)$$

$$H = \sum h_k G_k + N_1 h_{1m} m_{1m} + N_1 h_{1c} m_{1c} + N_2 h_2 m_2. \quad (15)$$

Здесь индекс m относится к металлу, c — к оксиду металла; h_i — энтальпия i -й фазы. Характер изменения энтальпии жидкой частицы, вызванного испарением и теплообменом с окружающим газом, приводит к уравнению

$$c_2 m_2 \frac{dT_2}{dt} = L_{ev} \frac{dm_2}{dt} + 2\pi r_2 \text{Nu} \lambda (T - T_2). \quad (16)$$

Подставляя (15) в (14), в рамках используемых предположений с учетом соотношений (3)–(9), (16) получаем

$$c_* \frac{dT}{dt} = -4\pi R^2 \alpha (T - T_s) - 2\pi r_2 N_2 \text{Nu} \lambda (T - T_2) + W_f \nu_f Q_p V w + N_1 Q_c \frac{dm_{1c}}{dt}. \quad (17)$$

Здесь

$$c_* = N_1 (c_{1m} m_{1m} + c_{1c} m_{1c}) + \sum c_{pk} G_k, \quad (18)$$

$$Q_p = h_f + (W_f V_f)^{-1} (h_{ox} W_{ox} \nu_{ox} - h_p W_p \nu_p), \quad (19)$$

$$Q_c = h_{1m} \rho_{1m} (\rho_{1c})^{-1} - h_{1c} + \beta_1 h_{1ox}. \quad (20)$$

Увеличение массы m_{1c} окиси на поверхности сферической частицы Al в результате равномерного окисления ее поверхности и соответственное уменьшение массы m_{1m} чистого металла определяются соотношениями

$$\frac{dm_{1c}}{dt} = 3\rho_{1c} V_{10} \left(1 - \frac{\delta}{r_{10}}\right)^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta}{r_{10}}\right), \quad (21)$$

$$\frac{dm_{1m}}{dt} = -3\rho_{1m} V_{10} \left(1 - \frac{\delta}{r_{10}}\right)^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta}{r_{10}}\right). \quad (22)$$

Считаем, что рост толщины окисной пленки δ подчиняется степенному закону высокотемпературного окисления [10]:

$$\frac{d\delta}{dt} = D_* \frac{\rho}{\rho_{1m}} \frac{G}{\sum G_k} \frac{W}{W_{ox}} \exp\left(-\frac{E_\delta}{R_u T}\right). \quad (23)$$

Здесь D_* , E_δ — эмпирические константы.

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В КИСЛОРОДЕ

Выше дано описание двухтемпературной математической модели горения в РИС многофазной гетерогенной смеси. Эта модель незамкнута. Неизвестными величинами в ней являются константа k_ω скорости химической реакции (1) и величина n_1 . С подходящей для целей данной работы точностью они могут быть найдены путем сравнения расчетных характеристик воспламенения и горения углеводородов с известными экспериментальными результатами. В литературе приводятся опытные данные по воспламенению капель предельных углеводородов в отраженной ударной волне (УВ) в кислороде при различных температурах и давлениях за ее фронтом [11]. По этим данным построены эмпирические зависимости от температуры T_0 за фронтом отраженной УВ для времени задержки появления видимого пламени t_{ign} в облаке микрокапель $C_{13}H_{28}$. Облако было образовано дроблением прямой и отраженной ударными волнами первоначально большой (диаметром $(1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ м) капли, подвешенной у торца канала ударной трубы. Имеем $t_{ign} = t_{ign,0} \exp(-ET_0^{-1})$. Здесь $t_{ign,0}$, E — эмпирические константы. Полуэмпирический метод определения структурных особенностей константы k_ω скорости w обобщенной химической реакции (1) рассмотрим на примере тридекана $C_{13}H_{28}$.

Первым шагом на пути использования этого метода является предположение о том, что величина k_ω в исследуемой области температур и давлений подчиняется модифицированному представлению Аррениуса:

$$k_\omega = (\alpha T + \beta)p^\mu \exp\left(-\frac{E_\omega}{R_u T}\right), \quad (24)$$

где α , β , μ , E_ω — константы.

Следующий шаг состоит в выборе геометрических характеристик РИС, обеспечивающих разумное подобие численной модели условиям натурального эксперимента. Что касается характеристик теплоотвода и реакционной полости, то воспламенение капель $C_{13}H_{28}$ в отраженной УВ в кислороде происходит в условиях, близких к адиабатическим. Последнее обстоятельство накладывает определенные ограничения на коэффициент теплопередачи через оболочку РИС в численной модели.

Окончательный подбор полуэмпирических параметров, входящих в формулу (24), происходил следующим образом. В расчетной модели (3)–(19) при $N_1 = 0$ фиксировались размер реакционной полости РИС, начальный радиус и число микрокапель тридекана, коэффициент теплопроводности через оболочку РИС и температура ее внешней поверхности, соответствующие натурному эксперименту. На плоскости (t, T) при каком-либо заданном наборе величин α , β , μ , E_ω , n_1 а также при одном из возможных значений начального давления p_0 , строилось (как функции параметра) несколько расчетных кривых $T(t; T_0)$. Жесткие уравнения модели (3)–(19) решались неявным многошаговым методом, использующим формулы дифференцирования назад [12]. Теплоемкости и энтальпии, теплоты испарения и другие параметры веществ, входящих в данную модель, определялись по справочникам [4, 9, 13]. Коэффициенты теплопроводности и диффузии вычислялись согласно модели Леннарда — Джонса с корректировкой по опытным данным [14]. Для числа Нуссельта принималось соотношение $Nu = 2$, а число Прандтля находилось расчетным путем через его зависимость от вязкости и теплоемкости [9]. Далее на той же плоскости (t, T) строилась эмпирическая зависимость момента появления видимого пламени от температуры $t_{ign} = t_{ign}(T = T_0)$. Точки его пересечения с упомянутыми выше кривыми

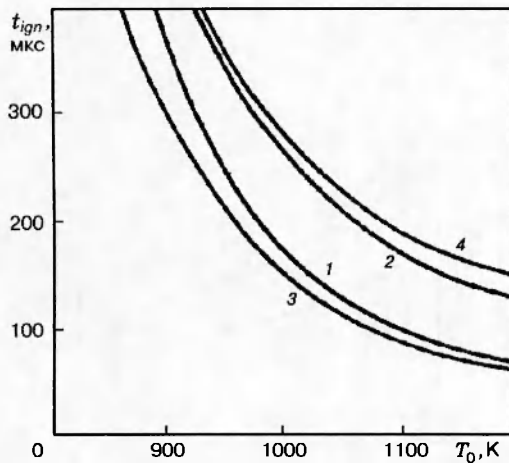


Рис. 1. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры среды: опытные кривые из [11]: 1 — $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Па; 2 — $p_0 = 0,505 \cdot 10^5$ Па; расчетные кривые: 3 — $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Па; 4 — $p_0 = 0,505 \cdot 10^5$ Па

$T(t; T_0)$ отвечают решениям t_* уравнения

$$t = t_{ign,0} \exp\left(-\frac{E}{T(t, T_0)}\right).$$

Набору таких точек пересечения соответствует кривая $t_{ign}^* = t_*(T_0)$ на плоскости (t, T_0) , ниже которой появление видимого пламени проблематично, выше — наиболее вероятно, если одновременно выполнены условия $dG_p/dt > 0$, $dT/dt \geq 0$. Если ход полуэмпирической кривой $t_{ign}^*(T_0)$ уподоблялся ходу эмпирической зависимости $t_{ign}(T_0)$ и одновременно расчетное время полного сгорания капле тридекана было близко к наблюдаемому в опытах, то задача определения параметров α , β , μ , E_ω , n_1 считалась решенной.

Многочисленные расчеты показывают, что наиболее удачной можно признать следующую форму представления скорости обобщенной химической реакции горения испаренного тридекана в кислороде:

$$k_\omega = 10^4 \left(\frac{T}{500} - 1,5\right) \exp\left(-\frac{1,24 \cdot 10^7}{R_u T}\right).$$

Структурная формула тридекана $\text{CH}_3((\text{CH}_2)_{11}\text{CH}_3)$. Количество групп CH_2 , высвободившихся из молекулы тридекана до воспламенения, не больше 10. По расчетам $n_1 = 10$.

Отвечающие указанному представлению полуэмпирические кривые времени задержки появления видимого пламени $t_{ign}^* = t_*(T_0)$ и соответствующие эмпирические зависимости $t_{ign} = t_{ign}(T_0)$ приведены на рис. 1. Можно отметить удовлетворительное подобие хода расчетных и эмпирических кривых. Полное время горения паров тридекана согласуется с экспериментальными данными [11] в пределах $10 \div 20$ %. Средняя расчетная скорость убывания квадрата диаметра микрокапель тридекана ($r_{20} = 10^{-5}$ м) составила 10^{-6} м²/с, что также хорошо коррелирует с опытными данными.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ «ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА» В ГЕТЕРОГЕННЫХ СМЕСЯХ

Рассмотрим смесь А, находящуюся внутри оболочки РИС. Согласно соотношениям (3)–(9) скорость обобщенной химической реакции (1) в газовой фазе возрастает с увеличением давления (при избытке кислорода) в степени, близкой к величине ν_{ox} . В предыдущем параграфе показано, что в случае тридекана $\nu_{ox} \approx 2$. Аналогичное исследование

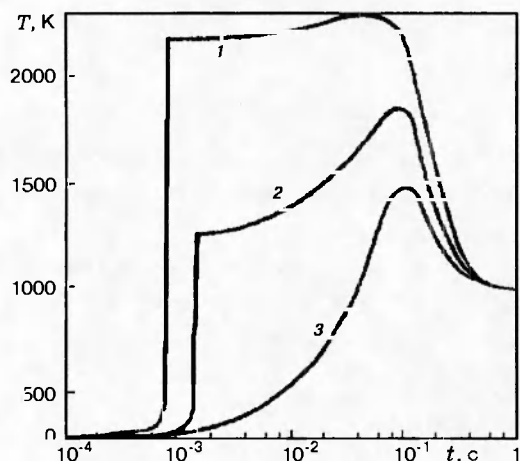


Рис. 2

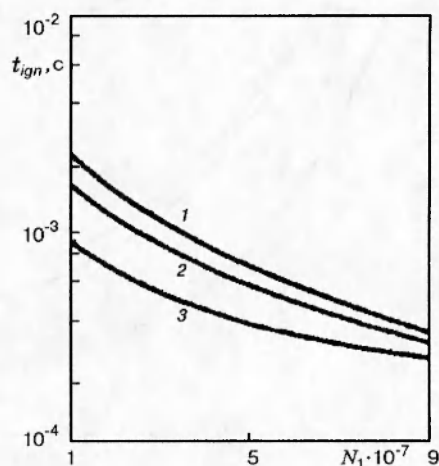


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость температуры гетерогенной смеси от времени: кривые 1–3 соответствуют начальным массовым концентрациям частиц 0; 0,0388; 0,0775

Рис. 3. Зависимость времени задержки воспламенения от числа частиц алюминия: кривым 1–3 соответствует $Y_{20} = 0, 0,0383, 0,1922$; $r_{20} = 10^{-3}$ м, $\alpha = 90,8$ Вт/(м² · К)

для изооктана дает несколько меньшую цифру — $\nu_{ox} \approx 1,8$. И в том и в другом случае процесс потребления горючего кислородом лимитируется в основном скоростью испарения его капель. Начиная с температуры среды, близкой к температуре воспламенения паров горючего, при больших давлениях наблюдается квазиравновесие

$$\frac{dG_f}{dt} \approx 0. \quad (25)$$

С учетом этого условия в рамках модели (3)–(23) проведена серия расчетов по выявлению эффектов нарастания температур типа «тепловой взрыв» в гетерогенной смеси указанного вида. В качестве горючего взят близкий по свойствам к бензину изооктан. Часть результатов этих расчетов представлена в графическом виде на рис. 2–5.

На рис. 2 приведены типичные развертки хода температуры в газовой фазе гетерогенной смеси при $p_0 = 1,01 \cdot 10^6$ Па, имеющей избыток кислорода по всем реакциям окисления относительно изооктана ($r_{20} = 10^{-3}$ м) и микрочастиц ($r_{20} = 10^{-5}$ м). Начальная массовая доля горючего в смеси одна для всех кривых: $Y_{20} = 0,0383$. Начальные массовые доли частиц равны 0; 0,0388; 0,0775 для кривых 1–3 соответственно. Коэффициент теплоотвода через оболочку $\alpha = 20$ Вт/(м² · К). Температура внешней поверхности оболочки $T_s = 1000$ К. Величина $R = 0,5$ м.

Расчеты показывают, что добавки небольшого количества мелких частиц Al в среду химически активного кислорода (при $p_0 = 1,01$ МПа) приводят в результате реакции окисления Al к энергичному выделению тепла, происходящему в адиабатических условиях, и, вследствие этого, к почти скачкообразному росту температуры газовой фазы смеси. Влияние горючего проявляется в уменьшении времени индукции «теплого взрыва», а также в поддержании высоких температур в результате горения после момента взрыва.

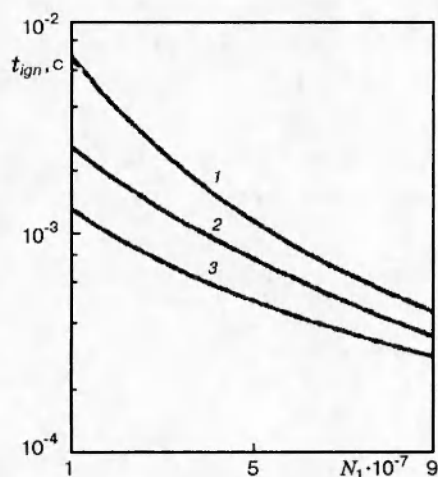


Рис. 4

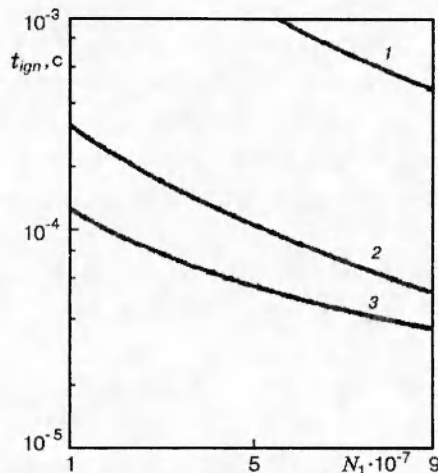


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость времени задержки воспламенения от числа частиц алюминия: $Y_{20} = 0$ (1), 0,0383 (2), 0,1344 (3); $r_{20} = 10^{-3}$ м, $\alpha = 20$ Вт/(м² · К)

Рис. 5. Зависимость времени задержки воспламенения от числа частиц алюминия: $Y_{20} = 0$ (1), 0,0096 (2), 0,0287 (3); $r_{20} = 10^{-4}$ м, $\alpha = 20$ Вт/(м² · К)

На рис. 3–5 представлены зависимости времени индукции t_{ign} «теплового взрыва» от числа N_1 частиц Al ($r_0 = 10^{-4}$ м) для смесей с различными начальными количествами горючего и в разных условиях теплоотдачи через стенку оболочки. На рис. 3 кривым 1–3 соответствует $Y_{20} = 0; 0,0383; 0,1922$ при $r_{20} = 10^{-3}$ м, $\alpha = 90,8$ Вт/(м² · К); на рис. 4 $Y_{20} = 0; 0,0383; 0,1344$ при $r_{20} = 10^{-3}$ м, $\alpha = 20$ Вт/(м² · К); на рис. 5 $Y_{20} = 0; 0,0096; 0,0287$ при $r_{20} = 10^{-4}$ м, $\alpha = 20$ Вт/(м² · К). Везде $T_s = 1000$ К, $p_0 = 1,01 \cdot 10^6$ Па, $T_0 = 300$ К.

Из вида кривых, приведенных на рис. 3–5, следует, что увеличение количества горючего или уменьшение размеров его капель приводит (при умеренных значениях N_1 и избытке окислителя) к уменьшению времени индукции «теплового взрыва». Это связано с увеличением выделения тепла в единицу времени в условиях квазиравновесия (25) между испарением горючего и реакциями в газовой фазе. С увеличением N_1 кривые $t_{ign}(N_1)$, отвечающие разным начальным количествам горючего (Y_{20}) имеют тенденцию к сближению, т. е. при избытке окислителя высокоскоростное высокотемпературное окисление Al оказывается по нарастанию N_1 главным лимитирующим фактором в определении начала «теплового взрыва».

ВЫВОДЫ

Предложена математическая модель воспламенения и горения капель углеводородов C_nH_{2n+2} в кислороде в условиях реактора идеального смешения, позволившая определить структурный вид скорости обобщенной химической реакции горения тридекана и изооктана в кислороде. На основе удовлетворительного соответствия экспериментальных и расчетных данных по зависимости времени индукции воспламенения от температуры показана адекватность предложенной модели.

Разработана математическая модель воспламенения аэрозвеси твердых частиц, жидких капель углеводородов. Показано, что наличие в смеси частиц Al (до 10 % массы) ведет к резкому нарастанию температуры газовой фазы. Скорость этого процесса превышает скорость потребления горючего, лимитируемую испарением.

Время индукции «теплого взрыва» в условиях избытка окислителя зависит в большей степени от концентрации и размеров капель горючего, чем от количества мелких частиц Al.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01886).

ЛИТЕРАТУРА

1. Дрегаллин А. Ф., Зенуков И. А., Крюков В. Г., Наумов В. И. Математическое моделирование высокотемпературных процессов в энергоустановке. Казань: Изд-во КазГУ, 1985.
2. Лебедев О. Н. Численное исследование испарения неподвижной капли топлива, взвешенной в газовом потоке // Изв. АН СССР. Сер. техн. 1976. Вып. 3. С. 194.
3. Алемасов В. Е., Дрегаллин А. Ф., Тишин А. П. Теория ракетных двигателей. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1980.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник в 2 т. / Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962. Т. 1.
5. Бенсон С. Термохимическая кинетика. М.: Мир, 1971.
6. Основы практической теории горения / В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов и др. Л.: Энергия, 1986.
7. Блошенко В. Н., Хайкин Б. И. Стефановский поток при гетерогенных химических реакциях // Журн. физ. химии. 1967. Вып. 12. С. 3011–3016.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Викторов М. М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. Л.: Химия, 1977.
10. Гуревич М. А., Озеров Е. С., Юринов А. А. О влиянии пленки окисла на характеристики воспламенения алюминия // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 50–55.
11. Бойко В. М. Исследование динамики ускорения, разрушения и воспламенения частиц за ударными волнами методами лазерной визуализации: Автореф. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1985.
12. Gear C. W. The automatic integration of ordinary differential equations // Computer and Structures. 1985. V. 20, N 6. P. 915–920.
13. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
14. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П., Гарзиманов А. А., Юрчан Р. П. Теплопроводность газов и жидкостей. М.: Изд-во Комитета стандартов, мер и измерит. приборов, 1970.

Поступила в редакцию 9/1 1997 г.