

ный фронт пламени не может образоваться, и гибридная система действительно не воспламеняется.

Если $\alpha > 0$, то даже в отсутствии тепловыделения $\theta_0(\tau) \sim V\tau$ и всегда найдется время t_0 , при котором $T_0(t_0) > T^*$. Однако в этом случае имеет место, по-видимому, режим, вынужденного горения, так как в отсутствие теплового потока повышение температуры за счет теплоты химической реакции не обеспечивает газификации твердого компонента гибридной системы.

Заметим, что данная математическая модель воспламенения также, как и модель Вильямса [4], в силу допущений, положенных в ее основу, дает правильное представление о зависимости $\theta_0(\tau)$ при $0 < \tau < \tau_0^*$, где τ_0^* — безразмерное время достижения безразмерной температуры θ^* газификации твердого компонента гибридной системы.

Таким образом, из приведенного анализа и результатов [3, 5] следует, что временем воспламенения необходимо считать время образования нестационарного диффузионного фронта пламени. В связи с этим становится ясным, почему величину τ_* следует называть временем индукции или временем прогрева.

Поступила в редакцию
22/VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Heterogeneous Combustion. Academic Press, New-York, London, 1964 (Русск. пер. «Гетерогенное горение». М., «Мир», 1967).
2. Д. А. Франк - Каменецкий. Диффузии и теплопередачи в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
3. E. W. Price, N. H. Bradleу a. o. AIAA, 1966, 7.
4. F. A. Williams. AIAA, 1966, 8.
5. В. Б. Либронич. ПМТФ, 1968, 2.
6. C. H. Waldman, M. Summerfield. AIAA, 1968, 7.
7. S. W. Liu. AIAA, 1969, 4.
8. А. М. Гришин, Е. М. Игнатенко, Н. А. Игнатенко. 2-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1969.
9. Г. Карслой, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
10. А. М. Гришин. ИФЖ, 1969, XVI, 5.

УДК 536.46

РАСЧЕТ ГЕТЕРОГЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СОВОКУПНОСТИ ЧАСТИЦ

M. A. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов
(Ленинград)

В данное время нестационарные задачи о тепловом воспламенении моно- и полифракционной совокупностей частиц рассмотрены достаточно подробно, например в работах [1—3]. Естественно, что при рассмотрении указанных задач их авторы вводят ряд упрощающих предположений. Однако некоторые предположения не всегда приемлемы, а другие требуют проверки. Теплообмен частицы с газом в этих работах рас-

считывается так, как если бы каждая частица находилась в бесконечной среде. В то же время объем газа, в котором взвешены частицы, ограничен и может быть достаточно мал.

В балансе энталпии без всякого обоснования в [1—3] принимается, что температура газа в любой момент времени одинакова по всему объему. В действительности же вблизи каждой частицы всегда имеется газовый слой, внутри которого температура непрерывно изменяется вплоть до температуры поверхности частицы. Таким образом, в упомянутых расчетах не учитывается неравномерность прогрева (охлаждения) газового объема. Очевидно, что при очень больших концентрациях частиц это может привести к серьезным ошибкам в расчетах. Необходимо оценить, при каких именно больших концентрациях частиц в газовзвеси нужно учитывать распределение температур по газовому объему.

Вместе с тем возникает ряд довольно трудных вопросов, ответы на которые, по-видимому, могут быть даны только после анализа результатов численного расчета. Наперед неясно, например, можно ли считать, что окислитель в каждый момент времени равномерно распределен по объему газа вплоть до самой поверхности частиц. Неизвестно также, можно ли в индукционный период пренебрегать выгоранием окислителя, как это сделано, например, в работе [2]. Приближенный анализ [3] показывает, что в некоторых случаях этого делать нельзя; выгорание качественно изменяет картину воспламенения частицы во взвеси. В работе Л. А. Клячко [2] расчет гетерогенного воспламенения совокупности частиц проделан для случая, когда начальные температуры частиц и газа равны (сам по себе случай вряд ли представляет какой-либо практический интерес). Конечно, время прогрева частиц до температуры среды в реальных газовзвесях мало по сравнению с полным временем индукции и им, следовательно, можно было бы пренебречь. Однако сама газовая среда за это время может охладиться до температуры ниже предельной для воспламенения частицы данного размера (газовзвесь считается адиабатической). Естественно, что дальнейший разогрев частиц при этом заметно затянется во времени и может оказаться, что в расчете момента воспламенения газовзвеси нельзя пренебрегать процессом выравнивания температур частиц и газовой среды.

Итак, с помощью расчета попытаемся найти ответ на перечисленные выше вопросы и тем самым установить приемлемость предположений, сделанных в работах [1 и 3]. Попытаемся также показать, что в той упрощенной постановке, в какой задача о воспламенении газовзвеси частиц рассмотрена в работе [2], решение задачи может привести не только к количественным ошибкам при вычислении времени индукции газовзвеси, но и к неверным выводам относительно зависимости времени индукции от различных параметров.

Так же, как и в [2], но при более общих предположениях, рассмотрим задачу о моменте воспламенения монодисперсной совокупности частиц твердого горючего, равномерно распределенных в газообразном окислителе. Будем считать, что реагирование возможно только на поверхности частиц; причем реакция имеет первый порядок по окислителю, а скорость ее определяется законом Аррениуса. Кроме того, предположим, что частицы распределены в газе равномерно; температура каждой частицы одинакова по всему ее объему (вследствие большой теплопроводности горючего) и все частицы имеют сферическую форму. Не будем учитывать тепло- и массообмен газовзвеси с внешней средой. В этом случае можно считать, что все частицы находятся в равных ус-

ловиях и каждая из них заключена в диабатическую газовую оболочку. Объем последней в любой момент времени можно найти делением всего газового объема на общее число взвешенных в нем частиц.

Распределения температуры $T(r, t)$ и содержания окислителя $n(r, t)$ внутри газовой оболочки, в которую заключена частица, описываются следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(c_p \rho T)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \rho v c_p T \right) \right] &= 0 \\ \frac{\partial(\rho n)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(-\rho D \frac{\partial n}{\partial r} + \rho v n \right) \right] &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (1)$$

Примем, что давление одинаково по всему объему газовой оболочки и не меняется со временем. Кроме того, будем считать, что молекулярный вес газа тоже остается постоянным. Иначе говоря, положим $\rho T = \rho^* T^*$. Последнее равенство означает, что удельное объемное тепло-содержание газа $c_p \rho T$ есть величина постоянная (удельная теплоемкость газа c_p считается постоянной). Следовательно, накопление (потеря) тепла в газовой оболочке непосредственно связано не с нагревом (охлаждением) газа, как это принято в работе [2], а только с его расширением.

Предположим, наконец, что поля концентрации окислителя $n(r, t)$ и плотности газа $\rho(r, t)$ безынерционно следуют за изменением температуры частицы $T_s(t)$ и изменением ее размера $r_s(t)$, т. е. будем решать задачу в квазистационарной постановке. Коэффициент теплопроводности λ и произведение коэффициента диффузии на плотность газа $D\rho$ положим постоянными в пределах газовой оболочки ($\lambda = \lambda_s$, $\rho D = \rho_s D_s$).

При перечисленных предположениях система уравнений (1) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \\ \rho_s D_s \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \rho v \frac{\partial n}{\partial r} &= 0 \\ \rho v r^2 &= \rho_s v_s r_s^2 \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Границные условия к уравнениям (2):

- 1) $T(r_s) = T_s$; 2) $\left(-\rho D \frac{\partial n}{\partial r} + \rho v n \right)_{r=r_s} = -k \rho_s n_s \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right)$,
- 3) $\beta \left(-\rho D \frac{\partial n}{\partial r} + \rho v n \right)_{r=r_s} = -\rho_s v_s$, 4) $T(r_1) = T_1$, 5) $n(r_1) = n_1$.

Здесь v_s — стефановская скорость; T_1 и n_1 — соответственно температура и содержание окислителя на внешней границе газовой оболочки ($r=r_1$); k — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; β — стехиометрический коэффициент.

Допустим, что число Льюиса $Le = \frac{\lambda_s}{c_p \rho_s D_s} = 1$. Введем в задачу (1)–(3) новую независимую переменную

$$\eta = \exp \left[\frac{\rho_s v_s r_s c_p}{\lambda_s} \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) \right] - 1 \quad (4)$$

и вместо стефановской скорости v_s — параметр

$$\eta_1 = \exp \left[\frac{\rho_s v_s r_s c_p}{\lambda_s} \left(1 - \frac{r_s}{r_1} \right) \right] - 1. \quad (5)$$

Решив систему уравнений (2) при граничных условиях (3), получаем равенство для определения параметра η_1 :

$$\frac{(1 + \eta_1) \ln(1 + \eta_1)}{\beta n_1 - \eta_1} = \frac{k c_p r_s \rho_s}{\lambda_s} \left(1 - \frac{r_s}{r_1} \right) \exp \left(- \frac{E}{R T_s} \right) \quad (6)$$

и распределения температуры и содержания окислителя в газовой оболочке

$$\left. \begin{array}{l} T = (T_1 - T_s) \frac{\eta_1}{\eta_1 - 1} + T_s \\ n = \frac{(1 + \beta n_1) \eta_1 + \beta n_1 - \eta_1}{\beta(1 + \eta_1)} \end{array} \right\}. \quad (7)$$

Мгновенные значения температуры и радиуса частицы определяются соответственно из баланса тепла

$$\frac{c_p \rho_t r_s}{3} \frac{dT_s}{dt} = Q \beta k \rho_s n_s \exp \left(- \frac{E}{R T_s} \right) + \lambda_s \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=r_s}$$

и массы

$$-\rho_t \frac{dr_s}{dt} = \rho_s v_s.$$

Здесь Q — удельная теплота реакции горючего с окислителем, рассчитанная на единицу массы горючего; ρ_t — плотность частицы; удельная теплоемкость всех газовых компонентов и горючего считается одинаковой. С помощью равенств (4)–(7) уравнения баланса тепла и массы частицы преобразуем к виду:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{c_p \rho_t r_s^2}{3 \lambda_s} \left(1 - \frac{r_s}{r_1} \right) \frac{dT_s}{dt} = \left(\frac{Q}{c_p} + \frac{T_1 - T_s}{\eta_1} \right) \ln(1 + \eta_1) \\ - \frac{c_p \rho_t r_s}{\lambda_s} \left(1 - \frac{r_s}{r_1} \right) \frac{dr_s}{dt} = \ln(1 + \eta_1) \end{array} \right\}. \quad (8)$$

Радиус газовой оболочки r_1 и значения температуры и содержания окислителя на ее внешней границе T_1 и n_1 определяются следующими тремя соотношениями:

1. Условие постоянства полной энталпии системы «частица — газовая оболочка»

$$\begin{aligned} \rho_t r_s^3 (c_p T_s + Q) + 3 \int_{r_s}^{r_1} c_p \rho T r^2 dr &= \rho_t (r_s^0)^3 (c_p T_s^0 + Q) + c_p \rho_0 T_0 \times \\ &\times [(r_1^0)^3 - (r_s^0)^3], \end{aligned} \quad (9)$$

где T_s^0 и r_s^0 — начальные значения соответственно температуры и радиуса частицы; T_0 и r_1^0 — начальные значения температуры и радиуса газовой оболочки.

2. Условие постоянства массы

$$\rho_t r_s^3 + 3 \int_{r_s}^{r_1} \rho r^2 dr = \rho_t (r_s^0)^3 + \rho_0 [(r_1^0)^3 - (r_s^0)^3]. \quad (10)$$

3. Стехиометрическое соотношение

$$\frac{\rho_T}{\beta} [(r_s^0)^3 - r_s^3] = \rho_0 n_0 [(r_1^0)^3 - (r_s^0)^3] - 3 \int_{r_s}^{r_1} \rho n r^2 dr, \quad (11)$$

где n_0 — начальное содержание окислителя.

Напомним, что распределения температуры $T(r)$ и содержания окислителя $n(r)$ в пределах газовой оболочки определяются формулами (7) и (4) — (6).

Таким образом, для расчета мгновенных значений шести величин $(T_s, r_s, \eta_1, T_1, n_1, r_1)$ составлена система из шести уравнений (6), (8), (11). Введем в эти уравнения безразмерные переменные

$$\theta = \frac{c_p T}{Q}, \quad \xi = \frac{r}{r_s^0}, \quad \tau = \frac{\lambda^* t}{c_p \rho_T (r_s^0)^2}$$

и параметры

$$a = \frac{k c_p \rho^* r_s^0}{\lambda^*}, \quad b = \frac{\rho^*}{\rho_T}, \quad \Pi = \frac{E c_p}{R Q}, \quad \alpha = \beta n_0 \frac{\rho_0}{\rho_T} \left[\left(\frac{r_1^0}{r_s^0} \right)^3 - 1 \right].$$

Здесь α — коэффициент избытка окислителя. Учтем также зависимость коэффициента теплопроводности λ_s и плотностей газа ρ_s и ρ_0 от температуры

$$\lambda_s = \lambda^* \left(\frac{T_s}{T^*} \right)^\gamma, \quad \rho_s T_s = \rho_0 T_0 = \rho^* T^*.$$

Тогда уравнения (6), (8) — (11) соответственно примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{(1 + \eta_1) \ln(1 + \eta_1)}{\beta n_1 - \eta_1} &= a \xi_s \left(1 - \frac{\xi_s}{\xi_1} \right) \left(\frac{\theta^*}{\theta_s} \right)^{\gamma+1} \exp \left(- \frac{\Pi}{\theta_s} \right) \\ \frac{\xi_s^2}{3} \left(1 - \frac{\xi_s}{\xi_1} \right) \left(\frac{\theta^*}{\theta_s} \right)^\gamma \frac{dQ_s}{d\tau} &= \left(1 + \frac{\theta_1 - \theta_s}{\eta_1} \right) \ln(1 + \eta_1) \\ - \xi_s \left(1 - \frac{\xi_s}{\xi_1} \right) \left(\frac{\theta^*}{\theta_s} \right)^\gamma \frac{d\xi_s}{d\tau} &= \ln(1 + \eta_1) \\ (1 - b\theta^* + \theta_s) \xi_s^3 + b\theta^* \xi_1^3 &= 1 + \theta_s^0 + \frac{\alpha \theta_0}{\beta n_0} \\ 3b\theta^* \int_{\xi_s}^{\xi_1} \frac{\xi^2 d\xi}{\theta} &= 1 + \frac{\alpha}{\beta n_0} - \xi_s^3, \quad 3\beta b\theta^* \int_{\xi_s}^{\xi_1} \frac{n \xi^2 d\xi}{\theta} = \alpha - 1 + \xi_s^3 \end{aligned} \right\}. \quad (12)$$

Формулы (7) и (4) тоже несколько изменятся:

$$\theta = \frac{\theta_1 - \theta_s}{\eta_1} \eta + \theta_s, \quad n = \frac{(1 + \beta n_1) \eta + \beta n_1 - \eta_1}{\beta(1 + \eta_1)},$$

$$\eta = \exp \left[\frac{1 - \frac{\xi_s}{\xi}}{1 - \frac{\xi_s}{\xi_1}} \ln(1 + \eta_1) \right] - 1.$$

Начальные условия к системе уравнений (12):

$$\theta_s(0) = \theta_s^0, \quad \xi_s(0) = 1, \quad \theta_1(0) = \theta_0, \quad n_1(0) = n_0, \quad \xi_1(0) = \left(1 + \frac{\alpha \theta_0}{\beta n_0 b \theta^*} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

По уравнениям (12) и начальным условиям (13) численными методами были рассчитаны основные характеристики процесса горения взвеси углеродных частиц в кислородсодержащей среде: $\theta_s(\tau)$, $\theta_1(\tau)$, $n_1(\tau)$, $n_s(\tau)$ и т. д. Кинетические константы были взяты из работы [2]: $\beta k 4,5 \cdot 10^4$ м/сек, $E = 1,4 \cdot 10^5$ дж/моль. Расчеты велись при следующих значениях параметров процесса: $r_s^0 = 1 \div 100$ мк, $a = 0,05 \div 10$, $n_0 = -0,1 \div 1$, $T_0 = 1000 \div 2000^\circ$ К, $T_s^0 = 300 \div 1500^\circ$ К. Все вычисления про-деланы на электронновычислительной машине «БЭСМ-4».

Качественный анализ результатов расчета позволил прежде всего выявить зависимость времени задержки воспламенения монодисперсной газовзвеси гетерогенно реагирующего горючего от различных начальных параметров процесса. Задача поставлена так, что нельзя было ожидать воспламенения частицы в смысле критического перехода ее с одного режима на другой. Поэтому возможно лишь условное определение расчетного момента воспламенения газовзвеси. Можно принять различные определения: например, быстрый рост температуры частиц; резкое изменение разности температур между частицей и газом; условие, что эта разность достигает некоторой заданной доли (близкой к единице) от своего значения при диффузионном горении частиц. Возможна также контролировать воспламенение не по температуре частиц, а по содержанию окислителя у ее поверхности. Например, условие, что содержание окислителя у поверхности частицы составляет некоторую заданную (близкую к нулю) долю содержания его в среде, эквивалентно последнему из названных только что «температурных» условий.

Перечисленные здесь условные определения момента воспламенения газовзвеси отнюдь не равнозначны. Так, например, в случае очень мелких частиц температуры частицы и газа могут очень быстро возрастать, оставаясь при этом почти равными. Однако расчеты показали, что во всем изученном диапазоне параметров процесса все упомянутые определения воспламенения приводят к практически совпадающим значениям времени индукции газовзвеси. Пример тому можно найти на рис. 1, где изображена зависимость от времени температуры частицы T_s и содержания кислорода у ее поверхности n_s . При конкретных расчетах газовзвесь считалась воспламенившейся, если содержание кислорода у поверхности частиц падало до 1 %. Это определение момента воспламенения использовалось везде, кроме случаев очень малых начальных содержаний кислорода в среде и очень больших коэффициентов его избытка. В этих случаях момент воспламенения газовзвеси определялся по быстрому росту температуры частиц.

Выше упоминалось, что в условиях постоянства массы и полной энтальпии газовзвеси в принципе необходимо учитывать распределение температур и концентраций в газовом объеме. Тем не менее вычисления показали, что это обстоятельство очень мало сказывается на результатах расчета во всем исследованном диапазоне параметров. Оказалось, что при определении индукционного периода реальных газовзвесей ($a \geqslant 0,05$) температуру газа и концентрацию окислителя можно считать одинаковой по всему объему, а тепло- и массообмен частиц с газом при этом вычислять по критерию Нуссельта.

В случае совокупности гетерогенно реагирующих частиц расходование (выгорание) газового окислителя и твердого горючего по-разному влияет на течение процессов тепло- и массообмена. Расходование окислителя ведет только к замедлению химической реакции. Расходование горючего тоже связано с замедлением реакции, так как уменьшается

поверхность реагирования. Но, кроме того, по мере уменьшения размера частиц изменяются и коэффициенты их тепло- и массообмена. Л. А. Клячко [2] наперед пренебрегает обоими этими обстоятельствами. Поэтому были предприняты расчеты, позволяющие проверить правомерность такого пренебрежения. Оказалось, что пренебрежение выгоранием может привести к ошибке в вычислении времени индукции при-

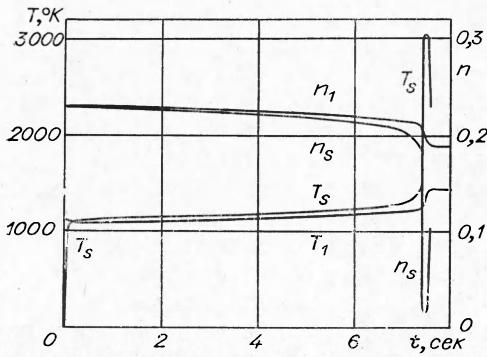


Рис. 1. Зависимость от времени температуры частиц T_s , температуры газа T_1 , содержания кислорода в среде n_1 и у поверхности частиц n_s ($r_s^0 = 50 \text{ мк}$, $n_0 = 0,23$, $T_s^0 = 300^\circ\text{K}$, $T_0 = 1100^\circ\text{K}$, $\alpha = 6$).

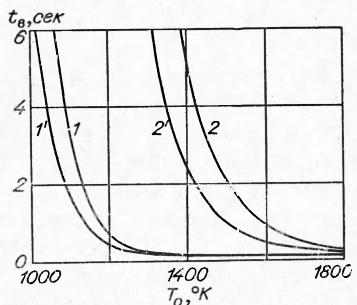


Рис. 2. Зависимость времени индукции t_b от начальной температуры газа T_0 .
1 и 1' — $\alpha = 1$; 2 и 2' — $\alpha = 0,1$.

мерно в два раза. Типичная зависимость времени индукции газовзвеси t_b от начальной температуры газа T_0 показана на рис. 2. Кривые 1' и 2' рассчитаны без учета выгорания. Показанная на рисунке зависимость $t_b(T_0)$ рассчитана для одних и тех же начальных значений радиуса частицы $r_s^0 = 50 \text{ мк}$, содержания кислорода $n_0 = 0,23$, температуры частиц $T_s^0 = 300^\circ\text{K}$, но для резко различных значений коэффициента избытка окислителя α . Может возникнуть сомнение, связанное с тем, что кривые $t_b = t_b(T_0)$ рассчитаны при существенно различных начальных температурах частиц и газа, тогда как в работе [2] рассмотрен только случай одинаковых начальных температур. На рис. 3 (воздух, $r_s^0 = 50 \text{ мк}$, $T_0 = T_s^0 = 1100^\circ\text{K}$) кривая 3 (зависимость времени индукции от коэффициента избытка кислорода) рассчитана по схеме и исходным данным работы [2], кривая 2 определена для тех же значений параметров, но с учетом выгорания горючего и окислителя.

Обычно считается, что, если удалось достичнуть воспламенения частицы, значит, обеспечено практически полное ее сгорание с большой скоростью. Разумеется, в схемах расчета, не учитывающих расходования горючего и окислителя, всегда получится такой результат. Более того, если для скорости реакции вместо закона Аррениуса принять (как это сделано, например, в работе [2]) экспоненциальную зависимость от температуры, и, кроме того, не учитывать диффузионного сопротивления подводу кислорода к поверхности частиц, расчетная скорость горения будет монотонно и неограниченно возрастать со временем. Представляло интерес расчетом проверить, насколько приемлемы такие допущения. Действительно, в ряде случаев оказалось, что, однажды воспламенившись, частицы сгорают практически до конца. Например, при малых начальных избытках окислителя ($\alpha < 1$) температура воспламенившихся частиц практически не меняется и они горят диффузионно, пока не израсходуется весь окислитель. Однако при

больших α ($\alpha > 5$) процесс горения газовзвеси протекает совершенно иначе (см. рис. 1). На рисунке изображена зависимость T_s , T_1 , n_1 и n_s от времени. Формально и здесь отмечается воспламенение газовзвеси — быстрый рост температуры частицы и резкое падение содержания окислителя у ее поверхности. Однако воспламенение и выгорание частиц происходит при практически неизменной температуре среды. Уменьшение размера частицы ведет к ее быстрому погасанию.

Как уже упоминалось, зависимость периода индукции газовзвеси от начальной температуры газовой среды иллюстрирует рис. 2. Естественно, что период индукции падает с ростом начальной температуры среды при любых прочих условиях. Здесь следует сделать лишь два замечания. Во-первых, на рис. 2 отчетливо виден сильный рост периода индукции по мере приближения сверху к некоторой предельной температуре среды. В этом смысле существует (вопреки утверждению в [2]) предел воспламенения не только для одиночной частицы, но и для совокупности частиц. Во-вторых, ниже будут приведены результаты расчета, свидетельствующие о том, что начальная температура среды существенно влияет на характер зависимости времени индукции газовзвеси от коэффициента избытка окислителя и от его начального содержания.

Зависимость периода индукции газовзвеси от избытка окислителя иллюстрируется рис. 3 и 4. Если начальная температура частиц равна начальной температуре газа (рис. 3, 2), период индукции монотонно возрастает с ростом коэффициента избытка окислителя. В данном случае увеличение избытка окислителя (массы газа), по-видимому, сводятся лишь к двум обстоятельствам: по мере нагрева частицы мед-

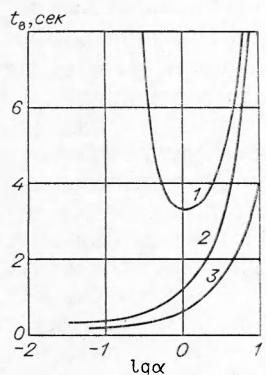


Рис. 3. Зависимость времени индукции от коэффициента избытка кислорода α .

$$1 - T_s^0 = 300^\circ\text{K}; \quad 2 \text{ и } 3 - \\ - T_s^0 = T_0.$$

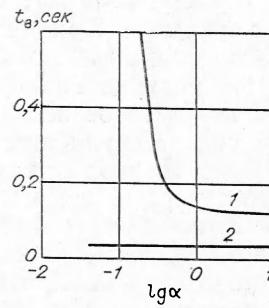


Рис. 4. Зависимость времени индукции от коэффициента избытка кислорода.

$$1 - T_s^0 = 300^\circ\text{K}; \quad 2 - T_s^0 = T_0.$$

леннее падает содержание в газе кислорода, но и медленнее растет его температура. Очевидно, что при очень малых α формально будет получаться рост времени индукции с уменьшением α , так как частицы не могут гореть совсем без окислителя.

Иная зависимость $t_b(\alpha)$ получается при малой начальной температуре частиц (рис. 3, 1). При слишком малых и слишком больших избытках окислителя время индукции растет столь сильно, что можно

говорить о нижнем и верхнем пределах воспламенения газовзвеси по избытку окислителя. Пока не изучено, случайно ли минимальный период индукции получился для стехиометрической смеси горючее — окислитель. Нижний предел воспламенения объясняется, по-видимому, тем обстоятельством, что при малых избытках окислителя газ вначале сильно охлаждается за счет теплообмена с частицами. Можно также предположить, что столь сильная зависимость периода индукции от избытка окислителя, особенно резкий его рост с увеличением избытка, связана с выбором начальных параметров газа вблизи предела воспламенения одиночной частицы заданного размера (в смысле ее теплового взрыва). Правильность такого предположения подтверждает рис. 4, где показаны результаты аналогичных расчетов при тех же исходных данных, но для более высокой начальной температуры среды $T_0 = 1400^\circ\text{K}$. Как и ожидалось, период индукции оказался гораздо меньше, чем в предыдущем случае (см. рис. 3); при большой начальной температуре частиц ($T_s^0 = T_0 = 1400^\circ\text{K}$) он практически не зависит от избытка окислителя. При $T_s^0 = 300^\circ\text{K}$ отсутствует восходящая ветвь кривой $t_b(\alpha)$; период индукции монотонно падает с ростом избытка, так как воспламенение частиц обеспечено даже при той минимальной температуре, до которой газ охлаждается за счет теплообмена с частицами.

Наперед ясно, что период индукции газовзвеси будет монотонно уменьшаться, если увеличивать содержание окислителя, сохраняя при этом массу газа, приходящуюся на единицу массы горючего, т. е. если часть нейтрального газа заменять окислителем. Менее очевиден результат, когда содержание окислителя изменяется при постоянном коэффициенте избытка его, что соответствует просто изменению массы нейтрального газа. На рис. 5 показана расчетная зависимость времени индукции t_b от содержания окислителя в среде n_0 при одних и тех же параметрах: $\alpha=1$, $r_s^0 = 50 \text{ мк}$, $T_s^0 = 300^\circ\text{K}$, но при разных начальных температурах среды T_0 . При малых начальных содержаниях кислорода, как и следовало ожидать, период индукции газовзвеси падает с ростом содержания. Из рисунка видно существование концентрационного предела воспламенения газовзвеси, по крайней мере в прикладном смысле. При больших содержаниях кислорода в некоторых случаях наблюдается (рис. 5, 1) рост периода индукции по мере обогащения смеси кислородом. Этот, на первый взгляд, неожиданный результат связан с тем, что начальные параметры газа выбраны здесь близкими к пределу воспламенения одиночной частицы заданного размера. Рост содержания кислорода, означающий в данном случае уменьшение общей массы газа, приходящейся на одну частицу, естественно, ведет к более «глубокому» охлаждению среды в начальный период прогрева частиц. Вблизи предела воспламенения частицы такое охлаждение связано с заметным увеличением периода индукции. Действительно, при повышении начальной температуры среды до значения 1400°K , существенно превышающего предел воспламенения одиночной частицы с радиусом 50 мк в воздухе, восходящая ветвь кривой $t_b(n_0)$ практически исчезает (рис. 5, 2).

На рис. 6 показаны примеры расчетной зависимости периода индукции газовзвеси от начального размера частиц для двух резко отличающихся друг от друга значений коэффициента избытка окислителя α ; начальные параметры в этих примерах были выбраны следующими: $n_0 = 0,23$, $T_s^0 = 300^\circ\text{K}$, $T_0 = 1400^\circ\text{K}$. Почти во всем диапазоне практически интересных размеров частиц (от 10 до 100 мк) время индукции монотонно возрастает с ростом размера. Этого и следовало ожидать,

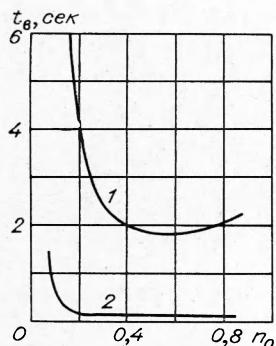


Рис. 5. Зависимость времени индукции от начального содержания кислорода n_0 .
1 — $T_0=1100^{\circ}\text{K}$; 2 — $T_0=1400^{\circ}\text{K}$.

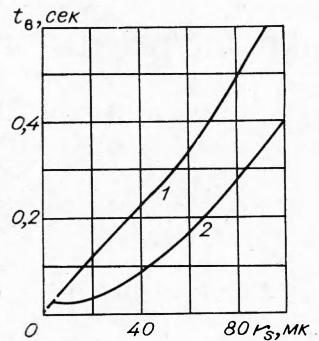


Рис. 6. Зависимость времени индукции от начального радиуса частиц r_s^0 .
1 — $\alpha=0.3$; 2 — $\alpha=3$.

поскольку начальные условия выбраны достаточно далекими от предельных для воспламенения частиц вышеуказанных размеров ($10 \div 100 \text{ мк}$). Лишь в области очень малых размеров при больших избытках окислителя наблюдается зависимость $t_b(r_s^0)$, полученная ранее Л. А. Клячко [2]. На рис. 6 она отмечена пунктиром, так как для частиц очень малых размеров (до 5 мк) трудно зафиксировать момент их воспламенения, хотя бы и условно. Темп роста температуры таких мелких частиц меняется со временем очень мало (частицы постепенно окисляются, минуя тепловой взрыв). Перегрев частиц над средой при этом получается небольшим.

Поступила в редакцию
3/VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Гуревич, В. М. Лыдкин, А. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 3.
2. Л. А. Клячко. Теплоэнергетика, 1966, 8.
3. Э. Н. Руманов, В. И. Лисицын, Б. И. Хайкин. Матер. 9-й респ. межвуз. конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1969.