

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин. ФГВ, 1970, 6, 1, 54.
2. Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. Н. Терехов и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 21.
3. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Матем., механ., 1982, 3, 69.
4. G. A. Marxaman, M. Gilbert. 9-th Symp. (Intern.) on Combust. Academic Press: N. Y., 1963.
5. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Матем., механ., 1980, 2, 81.
6. Н. Н. Зверев, Н. Н. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 1, 143.
7. K. W. Ragland. AIAA J., 1970, 8, 3.
8. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5, 859.
9. Toshisuke Hirano, Mitsuo Kinoshita. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. Tokyo, 1974.
10. G. A. Marxaman, C. E. Wooldridge, R. I. Muzzy. Progress in Aeronautics and Astronautics. V. 15. Heterogeneous Combustion Conference. Palm Beach, Florida, 1963. Academic Press: N. Y., 1964.
11. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
12. Н. Н. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Матем., механ., 1981, 3, 57.

О ЗАЖИГАНИИ ЦЕЛЛЮЛОЗООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ ЛУЧИСТЫМ ПОТОКОМ

И. С. Мицко, Н. И. Шабалин

(Минск)

Исследование процессов зажигания целлюлозообразных материалов чрезвычайно затруднено необходимостью учета при анализе сложных взаимосвязанных нестационарных физико-химических процессов. Вероятно, эти обстоятельства послужили причиной того, что результаты, полученные в ряде теоретических [1, 2] и экспериментальных [3, 4] работ в этой области, не соответствуют, а зачастую даже противоречат друг другу. В связи с этим представляется целесообразным проведение дальнейших исследований по тепловому зажиганию целлюлозообразных материалов и, в частности, по определению его важнейшей характеристики — периода индукции.

Физическая модель процесса представляется следующей: при нагреве твердого топлива внешним источником тепла q происходит его термическое разложение с выделением летучих компонентов, которые диффундируют в газовую фазу, смешиваясь с окислителем. По мере дальнейшего нагрева и достижения некоторых тепловых условий приготовления из окислителя и летучих компонентов горючая смесь воспламеняется. Поскольку исследуется тепловая природа зажигания, газовая смесь принимается реакционноспособной, поэтому процессы переноса массы в системе не рассматриваем. Кроме того, по имеющимся литературным данным (например, [5]) для определенного класса твердых топлив теплоту термического разложения можно считать равной нулю, в связи с чем тепловым эффектом пиролиза при формулировке задачи пренебрегаем.

Учитывая, что найти нестационарное распределение температуры газовой фазы при наличии свободной конвекции Θ_n аналитически невозможно, используем корреляцию вида $\Theta_n = k\Theta_{n1}$ аналогично работе [6], где k — коэффициент, отражающий молярный механизм переноса тепла; Θ_{n1} — температурное поле, определенное для неподвижной среды. Тогда математически задача формулируется системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta_x}{\partial \tau} &= a_x \frac{\partial^2 \Theta_x}{\partial y^2} + \frac{Qk}{c_x \rho_x} \exp\left(-\frac{E}{RT_x}\right), \\ \frac{\partial \Theta_n}{\partial \tau} &= a_n \frac{\partial^2 \Theta_n}{\partial y^2}, \\ y = -\infty: \quad \lambda_n \frac{\partial \Theta_n}{\partial y} &= 0, \quad \Theta = T - T_0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 y = \infty: & \quad \lambda_x \frac{\partial \Theta_x}{\partial y} = 0, \\
 y = 0: & \quad \Theta_x = \Theta_n, \quad -\lambda_x \frac{\partial \Theta_x}{\partial y} = I - \lambda_n \frac{\partial \Theta_n}{\partial y}, \\
 \tau = 0: & \quad \Theta_x = \Theta_n = 0.
 \end{aligned}$$

Здесь и далее T — температура, К; τ — время, с; y — пространственная координата, м; a — коэффициент температуропроводности, м²/с; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); c — удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг · К); ρ — плотность, кг/м³; ε — степень черноты конденсированного вещества; q — плотность поджигающего теплового потока, Вт/м²; k — предэкспонент, 1/с; E — энергия активации, Дж/моль; \bar{Q} — тепловой эффект химической реакции, Дж/м³; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К); \vec{v} — скорость конвекции, м/с; индексы: 0 — начальные значения, х — химически активная среда, н — конденсированное топливо, и — химическая инертная среда, * — момент зажигания.

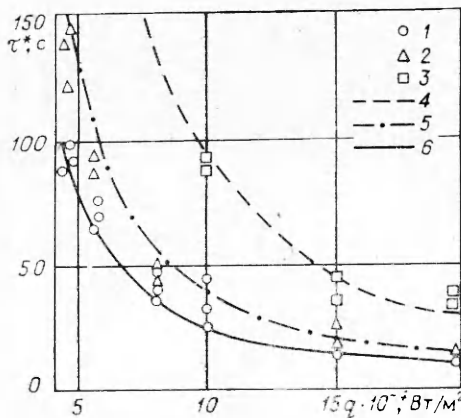
Решение системы для химически инертной среды в случае нагрева внешним источником тепла постоянной мощности имеет вид [7]

$$\Theta_n = k \frac{2I (a_x a_n)^{0,5}}{\lambda_n a_x^{1,5} + \lambda_x a_n^{0,5}} \tau^{0,5} i\Phi^* \left(\frac{y}{2a_x^{0,5} \tau^{0,5}} \right), \quad (1)$$

$$\text{где } i\Phi^*(z) = \int_z^\infty \Phi^*(\xi) d\xi; \quad \Phi^*(z) = 1 - \Phi(z); \quad \Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \times \\
 \times e^{-\xi^2} d\xi; \quad I = \varepsilon q.$$

В работе [8] показано, что в случае нагрева конденсированного топлива лучистым потоком постоянной интенсивности критерием зажигания реакционноспособной, ламинарно движущейся газовой среды может служить достижение характеристикой $\frac{dT_x}{d\tau} = \frac{\partial T_x}{\partial \tau} + \vec{v} \nabla T_x$ минимума по времени в объеме, где температура имеет наибольшее значение. Наличие такого «седла» отражает существенное отличие в протекании процессов переноса тепла в химически активной и инертной средах. Это обусловлено, во-первых, тем, что монотонно убывающая скорость изменения температуры, присущая нагреву химически нейтрального тела, становится монотонно возрастающей при развитии химической реакции и, во-вторых, указанное изменение теплового состояния при соответствующих условиях происходит достаточно резко [9].

С учетом сказанного выше в аналитическом приближении время



достижения минимума можно заметить временем пересечения соответствующих характеристик инертной $\frac{dT_n}{d\tau}$ и адиабатической $\frac{\partial T_{\text{ад}}}{\partial \tau} = \frac{Qk}{c_x \rho_x} \exp\left(-\frac{E}{RT_n}\right)$. Так как максимальная температура реализуется на поверхности раздела газовой и кон-

Зависимость времени задержки воспламенения образца от величины поджигающего теплового потока.

1, 6 — сосна; 2, 5 — дуб; 3, 4 — текстолит. Лп — расчет.

Таблица 1

Материал	ρ , кг/м ³	c , Дж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	a , м ² /с
Текстолит	1350	1461	0,29	$1,47 \cdot 10^{-7}$
Сосна	373	2700	0,15	$1,49 \cdot 10^{-7}$
Смесь воздуха с летучими компонентами	0,746	1030	0,033	$4,3 \cdot 10^{-6}$
Дуб	710	2400	0,23	$1,35 \cdot 10^{-7}$

Примечание. $\varepsilon \cdot k = 0,416$, $T_0 = 293$ К.

денсированной фаз, то, применяя (1), получим выражение для определения задержки воспламенения

$$\frac{0,5642I (a_x a_n)^{0,5}}{\lambda_n a_x^{0,5} + \lambda_x a_n^{0,5}} \tau^{*-0,5} = \frac{Qk}{c_x \rho_x} \exp \left\{ \frac{E}{R \left[T_\tau + \frac{1,1284kI (a_x a_n)^{0,5} \tau^{*0,5}}{\lambda_n a_x^{0,5} + \lambda_x a_n^{0,5}} \right]} \right\}. \quad (2)$$

В дальнейшем по нескольким экспериментальным значениям τ^* и $q = I/\varepsilon$ для данного материала по (2) определяются кинетические параметры E , Qk и корреляционный коэффициент k , затем с помощью выражения (2) находятся времена задержки воспламенения в зависимости от интенсивности поджигающего теплового потока. На рисунке представлено сравнение рассчитанных и экспериментальных результатов, полученных на установке «Камин» [10]. Используемые при анализе

Таблица 2

Материал	T , К при $q \cdot 10^{-4}$, Вт/м ²						$\frac{E}{R}$, К	$\frac{Qk}{c_x \rho_x}$, К/с
	4,5	5,5	7,5	10	15	20		
Дуб	698	710	727	748	776	798	15 334,9	$48,35 \cdot 10^8$
Сосна	793,4	807	835	958	394	923,3	15 452,5	$8,22 \cdot 10^8$
Текстолит	821	835	858	878	911	934	18 968,9	$78,15 \cdot 10^8$

средние значения параметров сведены в табл. 1, рассчитанные величины — в табл. 2.

Если рассматривать зажигание конденсированного топлива внешним источником тепла вида $\varepsilon q = \frac{I \tau^{n-1}}{(n-1)!}$, $n = 1, 2, 3 \dots$, то нетрудно видеть, что в этом случае при анализе процесса воспламенения необходимо оперировать производными $\frac{\partial^n \Theta_v}{\partial \tau^n}$ и функцией химического тепповыделения в виде $\frac{\partial^{n-1} S}{\partial \tau^{n-1}}$, где $S = \frac{Qk}{c_x \rho_x} \exp \left(-\frac{E}{RT_\tau} \right)$, а решение Θ_n достигается методом Лапласа и имеет вид

$$\Theta_n = k \frac{I (a_x a_n)^{0,5} (2\tau)^{n-0,5}}{\lambda_n a_x^{0,5} + \lambda_x a_n^{0,5}} i^{2n-1} \Phi^* \left(\frac{y}{2a_x^{0,5} \tau^{0,5}} \right),$$

$$i^m \Phi^*(z) = \int_z^\infty i^{m-1} \Phi^*(\xi) d\xi, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Приемлемое совпадение экспериментальных и расчетных значений (максимальное расхождение составляет 21%) подтверждает правомочность приведенного рассмотрения и позволяет надеяться, что оно может быть использовано для количественного анализа процессов зажигания в газовой или конденсированной фазе, а также при гетерогенном горении.

Поступила в редакцию 30/III 1982,
после доработки — 23/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. I. R. Welker. Adv. Fire Retardants. Pt. 1, Westport, 1972.
2. C. H. Bamford, J. Crank, D. H. Malan. Proc. Cambridge Philosophical Soc., 1976, 42, 166.
3. H. R. Wesson, I. R. Welker, C. M. Sliepcevich. Comb. Flame, 1971, 16, 3, 303.
4. D. L. Simms, H. Law. Comb. Flame, 1967, 11, 5.
5. А. М. Гришин. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
6. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1972.
7. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
8. И. С. Мицко.— В кн.: Теплофизические процессы в энергетических установках. Минск: ИТМО, 1982.
9. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
10. И. И. Шабалин, И. С. Мицко, Т. Т. Ивановская и др. Вестн. АН БССР, 1980, 4.

К ТЕПЛОЙ ТЕОРИИ ГЕТЕРОГЕННОГО ЗАЖИГАНИЯ ГАЗИФИЦИРУЮЩИХСЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

М. Е. Егоров, В. В. Матвеев

(Чебоксары)

Зажигание большинства конденсированных веществ сопровождается газификацией летучих компонентов, при этом часть тепла уносится оттекающими от поверхности продуктами газификации. В [1, 2] вопрос о зажигании при наличии газификации исследован с точки зрения газофазной модели и получены критериальные соотношения для температуры и ее градиента на поверхности, обеспечивающие необходимые условия для интенсивного протекания химической реакции в газовой фазе.

В настоящей работе зажигание газифицирующихся конденсированных веществ рассматривается с точки зрения развития на поверхности гетерогенных экзотермических химических реакций без учета процессов диффузии (процесс идет в кинетической области). Допущение в гетерогенной реакции нулевого порядка, принимаемое в литературе [3—5], представляет интерес, поскольку позволяет за счет существенного упрощения математической модели получить ясную физическую картину рассматриваемого процесса.

Предполагая летучие компоненты химически инертными и экспоненциальную зависимость скорости газификации от температуры поверхности, проведем исследование краевой задачи

$$\begin{aligned} c\rho T_t - c\rho v T_x &= \lambda T_{xx}, \\ x = 0: -\lambda T_x &= q(t) - Lv + Q_r k_r \exp(-E_r/RT_s), \\ x = \infty: T &= T_\infty(\infty) = T_0, \quad t = 0: T = T_\infty(x), \end{aligned} \quad (1)$$

где $v = v_0 \exp(-E_0/RT_s)$; $T_s = T(x=0)$; T , T_∞ — текущая температура и ее начальное распределение; T_0 — температура на «холодном конце»; t — время; x — пространственная координата; c , ρ , λ — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности (постоянные); Q_r , k_r , E_r — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации гетерогенной реакции; R — универсальная газовая постоянная; q — плотность внешнего теплового потока; L — теплота газификации летучего компонента; v_0 , E_0 — константы в законе скорости газификации.

Используя интегральное преобразование Фурье и вводя масштаб толщины теплового слоя x_0 , в безразмерных переменных

$$\Theta = \frac{T}{T_0}, \quad u = \frac{\lambda t}{c\rho x_0^2}, \quad v = \frac{x}{x_0}, \quad f = \frac{x_0 q}{\lambda T_0} = 0 \quad (1), \quad (2)$$

задачу (1) представим относительно температуры $\Theta_s = T_s/T_0$ на поверхности конденсированного вещества в виде