

и составляет, согласно оценке  $\sim 20$  МПа для типичного модельного топлива при  $d_0 = 0,1$  см. При этом пороговое значение  $w$  лежит на уровне 150 м/с. Скорость пламени при давлениях выше порогового находится по формуле

$$w - u_{кр} = \frac{\delta_B \rho_{гв}^2 R T_B (u_{гв} - u_{кр})^4}{16 \lambda_r \rho_h c_h (T_i - T_{II})^2}. \quad (7)$$

Выведенные формулы сопоставлены с результатами численного интегрирования задачи на ЭВМ в широком диапазоне начальных свойств топлива. Два примера, иллюстрирующие хорошее согласие между формулами и расчетом для типичного модельного топлива, приведены на рис. 1 и 2. Смена механизма переноса энергии, контролирующего скорость распространения пламени, наблюдалась в большинстве расчетных вариантов, за исключением случаев малых  $d_0$  и больших  $b$  в согласии с формулой (6). При численном счете о смене механизма можно было судить по изменению знака у разности  $u_{гв} - w$  при повышенных давлениях.

Таким образом, получены новые данные относительно механизма и свойств волны конвективного горения, которые необходимо учитывать при построении полной теории перехода горения пористых систем в детонацию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыве. М.: Наука, 1973.
2. K. K. Kuo, R. Vichnevetsky, M. Summerfield. AIAA J., 1973, 11, 4, 444.
3. S. J. Hoffman, H. Krier. AIAA J., 1981, 19, 12, 1571.
4. P. S. Gough, F. Zwarts. AIAA J., 1979, 17, 1, 19.
5. C. I. Chen. AIAA J., 1978, 16, 3, 259.
6. В. А. Фотеенков, А. И. Коротков и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 137.
7. Б. С. Ермолаев. Канд. дис. ИХФ АН СССР, 1978.
8. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 290.

УДК 620.22 : 614.841 : 661.937

### САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ЗАЖИГАНИЕ МЕТАЛЛОВ В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Б. А. Иванов, И. Л. Книжникова, С. Е. Наркунский  
(Балашиха)

Вопросы самовоспламенения и зажигания конденсированных материалов в окислительной среде рассматривались в [1—3]. Эксперименты с металлами показали, что их самовоспламенение происходит при  $T \approx 1200^\circ\text{C}$  [4]. В этих условиях основными являются потери излучением.

В рамках модели, описанной в работах [3, 5], рассмотрим задачу о самовоспламенении тела, находящегося в контакте с кислородной средой, имеющей температуру  $T_0$ . Исследуется возможность стационарного решения уравнения

$$Q_{кр}/RT [\exp(-E/RT)] = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4). \quad (1)$$

Условие самовоспламенения определяется из выражения

$$\delta_{кр} = \frac{Q_{кр} E \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)}{4R^2 T_0^6 \varepsilon \sigma} = \frac{1}{e}, \quad (2)$$

которое позволяет оценить температуру самовоспламенения металлов, если известны кинетические константы.

Рассмотрим воспламенение металлов в условиях, которые часто встречаются на практике. Образец металла, находящийся в окислительной среде, нагревается за счет пропускания электрического тока до момента воспламенения. Условие теплового равновесия может быть записано в следующем виде:

$$q_{\text{ист}} + \frac{Qk_p}{RT} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4). \quad (3)$$

Введя безразмерную температуру  $\Theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}$  и параметр  $\beta = \frac{RT_*}{E}$  и приняв за масштабную  $T_*$  — температуру самовоспламенения из уравнения (2), запишем условия самовоспламенения следующим образом:

$$\frac{e}{4\beta} k + \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) (1 + \beta\Theta) - \frac{e}{4\beta} (1 + \beta\Theta)^2 = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)] [1 - (1 + \beta\Theta)\beta]}{(1 + \beta\Theta)^3} - e(1 + \beta\Theta)^2 = 0, \quad (5)$$

где (5) представляет равенство нулю производной левой части уравнения (4);  $k = q_{\text{ист}}/\varepsilon\sigma T_*$  — безразмерный тепловой поток. Задавшись значением  $\beta$  из (5), можно определить значение критической температуры  $\Theta_{\text{кр}}$ , а затем из (4) найти критический поток  $k_{\text{кр}}$  (уравнение (5) решалось численным методом). При  $1/\beta = 20 \div 70$  величина  $k$  изменяется от 1,06 до 1,003, т. е. незначительно. При  $1/\beta \leq 10$  уравнение (5) решения не имеет.

Частным случаем этой задачи является задача о воспламенении мгновенно нагретого образца или о вбрасывании нагретого образца в окислитель (температура последнего не имеет значения), т. е.  $k = 0$ . Уравнение (4) устанавливает связь между  $\beta$  и  $\Theta$  при воспламенении. При изменении  $1/\beta$  от 20 до 70  $\Theta$  изменяется от 4,17 до 4,45, поэтому можно принять, что минимум температуры, при котором происходит воспламенение, будет соответствовать  $\Theta = \Theta_{\text{min}} = 4,17$  для любых материалов.

Исследуем воспламенение твердого тела тепловым импульсом. Задачу решаем для случая цилиндрического стержня. К торцу образца подводится поток тепла постоянной интенсивности в течение времени  $t$ . На торцевой поверхности образца протекает химическая реакция первого порядка. Потерями тепла и тепловыделением на боковых поверхностях, а также выгоранием и диффузионным сопротивлением продуктов пренебрегаем. Математически задача описывается следующим образом.

Распределение температуры в стержне задается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (6)$$

с начальным

$$t = 0, x \geq 0: T = T_0 \quad (7)$$

и граничными условиями

$$\begin{aligned} t > 0, x = 0: \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= q_{\text{ист}} + Qk \left(\frac{p}{RT}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \varepsilon\sigma T^4, \\ t > 0, t \rightarrow \infty: T &= T_0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \\ 0 \leq t \leq t_{\text{ист}}: q &= q_{\text{ист}} = \text{const}, \\ t > t_{\text{ист}}: q &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

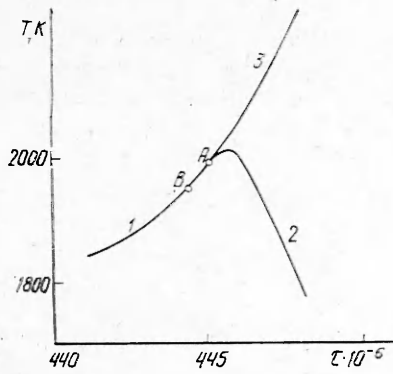


Рис. 1. Температура поверхности в зависимости от величины безразмерного времени  $\tau$  при действии внешнего источника (1) и при его выключении (2, 3).

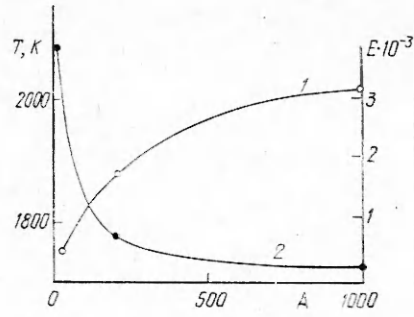


Рис. 2. Зависимость температуры и энергии зажигания от величины теплового потока. 1 — температура поверхности; 2 — энергия зажигания.

После преобразований, аналогичных проведенным ранее, уравнения (6) — (8) приводятся к безразмерному виду

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} \quad (9)$$

с начальными условиями  $\tau = 0$ :  $\Theta = \Theta_0$ ,  $\xi = 0$ ,  $\tau = 0$ :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = - \frac{\exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]}{1 + \beta\Theta} - A + B(1 + \beta\Theta)^4, \quad (10)$$

где  $\tau = t/t^*$ ;  $\xi = x/x^*$ ;  $t^* = x^*/a$ ;  $x^* = (\lambda\beta T_*^2 R / \Theta k p) \exp(1/\beta)$ ;  $\beta = RT_*/E$ ;  $A = q_{\text{ист}} x^* / \lambda\beta T_*$ ;  $B = \sigma \varepsilon x^* T_*^3 / \lambda\beta$ ;  $T_*$  — масштабная температура, которую выбираем равной температуре  $T_0$ , определяемой из уравнения (2).

Задача решалась методом конечных разностей. Получены зависимость температуры на поверхности стержня от времени, а также распределение температуры по стержню. На рис. 1 показано изменение температуры на поверхности от времени. Важно отметить, что при выключении источника в точке *B* дальнейшее изменение температуры на поверхности идет по кривой 2, т. е. после небольшого подъема температура снижается. Если выключение источника происходит на один шаг по времени дальше, т. е. в точке *A*, то происходит непрерывный подъем температуры (ветвь 3). Точку *A* считаем точкой зажигания. В [5] в качестве критерия зажигания использовалось специальное условие, связывающее теплоприход от источника с теплоприходом от химической реакции. Это соотношение при зажигании различных материалов при невысоких температурах принималось равным  $\sigma_0 = q_{\text{ист}}/q_{\text{хим}} = 1; \sqrt{2}; 4,2$ .

В таблице приведены результаты расчета температуры воспламенения, проведенного по методу, предложенному в данной работе ( $T_3$ ), а также при использовании критериев воспламенения для различных значений величины безразмерного теплового потока  $A = eq/4\sigma T_*^4$ . Из приведенных данных видно, что различие в значениях  $T_{\text{св}}$  может достигать 300 К, т. е. весьма существенно.

С увеличением интенсивности теплового потока сильно снижается необ-

A	$\sigma_0$	$T_3$ , К	$T_3$ , К при		$q_{\text{ист}}/q_{\text{пот}}$
			$\sigma_0=1$	$\sigma_0=4,2$	
20	0,475	1776	1628	1564	8,3
200	0,450	1925	1745	1670	44,0
1000	0,436	2050	1837	1754	230,0

ходимое для зажигания время действия источника, а также уменьшается энергия зажигания ( $E = A\tau$ ). Температура поверхности в момент зажигания увеличивается (рис. 2). Видно, что рост изменения температуры и энергии зажигания с увеличением интенсивности потока замедляется, т. е. кривые стремятся к асимптоте. Минимума энергии зажигания, как можно было предположить, не обнаружено.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1977, 13, 6, 824.
2. А. Б. Арутюнян, С. А. Харатян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1979, 15, 3, 16.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Б. А. Иванов, А. П. Никонов.— В кн.: Проблемы инженерной охраны труда. Т. XIII. М.: Металлургия, 1970.
5. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние теории зажигания. Препринт ИХФ АН СССР, 1970.

УДК 536.46 : 532.528+662.311.5

### ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПАРОГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

А. В. Тютяев, А. П. Амосов, Л. Г. Болховитинов  
(Куйбышев)

Наиболее эффективным механизмом инициирования взрыва жидких взрывчатых веществ (ЖВВ) при ударных воздействиях — воспламенение разогретых при быстром сжатии парогазовых пузырьков [1, 2]. В работах [1—5] оцениваются параметры разогрева парогазовых пузырьков в жидкости при ударном сжатии, в работах [6—7] исследуется развитие очага горения в ЖВВ. Однако промежуточная стадия — воспламенение разогретого при быстром сжатии парогазового пузырька и превращение его в очаг горения — практически не изучена. Только в работе [2] анализировалось воспламенение цилиндрической парогазовой полости в тонком слое ЖВВ. При этом гидродинамическое уравнение движения границы полости при ее расширении не рассматривалось, а задавался степенной закон изменения радиуса полости во времени.

Существующие теории очагового теплового воспламенения [8—10] не рассматривают гидродинамическое расширение очага разогрева, поэтому на их основе оценивать возможность воспламенения разогретого парогазового пузырька в жидкости можно только в предельном случае очень медленного расширения пузырька.

В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования теплового взрыва сферического пузырька, находящегося в неограниченной жидкости и наполненного реакционноспособными газами и парами. Жидкость принимаем несжимаемой, имеющей постоянную температуру  $T_c$  и постоянное давление  $p_\infty$  вдали от пузырька. Считаем, что возникший по каким-то причинам газовый сферический пузырек в начальный момент времени имеет радиус  $r_0$ , давление  $p_0$  и температуру  $T_0$ , причем  $p_0 > p_\infty$ ,  $T_0 > T_c$ . Считаем также, что в пузырьке может происходить химическая реакция нулевого порядка. Температуру и давление газа принимаем в любой момент времени равномерно распределенными по всему объему пузырька. При этих условиях тепловой баланс в пузырьке описывается уравнением

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = Q k_0 \rho \varepsilon^{-E/RT} - \alpha \frac{S}{V} (T - T_c) - \frac{p}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{12\mu}{r^2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2, \quad (1)$$

где  $c_p$  и  $\rho(r)$  — теплоемкость и средняя по объему плотность газа;  $T$  — температура газа;  $p$  — давление в пузырьке;  $V$  — объем пузырька;  $S$  — площадь его поверхности;  $\alpha$  — эффективный коэффициент теплообмена;