

**О ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ
ПРИ КОНДУКТИВНОМ ПОДВОДЕ ТЕПЛА
ОТ СРЕД С ПЛОХОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ**

В. Н. Виллюнов, А. К. Колчин
(Томск)

Исследованию простейшей модели зажигания (основная роль отводится реакциям в конденсированном веществе) конденсированных взрывчатых веществ посвящен целый ряд расчетных и теоретических работ: зажигание горячим телом высокой теплопроводности [1—6], лучистой энергией [7—9], вынужденной конвекцией [10—13].

Ниже изучаются закономерности зажигания взрывчатых веществ горячей неподвижной средой с плохой теплопроводностью (граничное условие четвертого рода).

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваются две полубесконечные пластины (рис. 1) конденсированного вещества, способного к термическому разложению, расположенному на расстоянии $2h$. Начало координат находится в середине щели. В начальный момент времени температура топлива $T_{2н}$, «пространство» между пластинами заполнено горячей средой (газ, жидкость) с температурой $T_{1н}$. Качественный анализ показывает, что если расстояние между пластинами велико, а температура и тепловая активность среды значительны, то пластины конденсированного вещества зажигаются и по истечении некоторого времени устанавливается стационарная скорость горения топлива. Однако существует такой набор параметров (ширина щели, начальная температура и т. п.) поджигающей среды и взрывчатого вещества, когда зажигания не происходит. Здесь под зажиганием подразумевается процесс, время развития которого намного меньше адиабатического периода индукции системы при начальной температуре $T_{2н}$. Физически ситуация понятна: в этом случае энергия на единицу площади будет недостаточна, чтобы за короткое время возбудить химическую реакцию, приводящую к стационарному распространению пламени в топливе. Цель настоящей работы заключается в установлении границы зажигания и потухания, а также расчета времени зажигания.

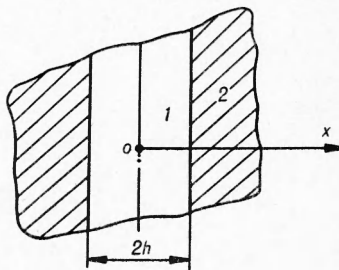


Рис. 1. Схема опыта.
1 — горячая среда; 2 — взрывчатое вещество.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Принимая одномерную модель распространения тепла и учитывая объемное от химических реакций тепловыделение в конденсированном веществе, приходим к следующей системе дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}; \quad t > 0; \quad -h < x < h - \quad (1)$$

уравнение распространения тепла в поджигающей среде;

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + (1 - \eta) \frac{Qz}{c_2} \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right); \quad t > 0 - \\ h < x < \infty, \quad -h > x > -\infty - \quad (2)$$

уравнение распространения тепла в конденсированном веществе;

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) \cdot z \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right); \quad t > 0; \quad h < x < \infty, \quad -h > x > -\infty - \quad (3)$$

уравнение химической кинетики¹.

Здесь индексом 1 и 2 обозначаются соответственно параметры, относящиеся к поджигающей среде и топливу; T — температура; η — относительная часть выгоревшего вещества; x — координата; t — время; $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ — температуропроводность; λ — коэффициент теплопроводности; c — теплоемкость; ρ — плотность; Q — тепловой эффект химической реакции; z — предэкспонент, E — энергия активации; h — половина толщины щели.

Исходя из физической постановки задачи и учтя симметрию к системе уравнений (1)–(3), присоединим следующие начальные и граничные условия:

$$T_1(0, x) = T_{1н}; \quad 0 \leq x < h; \quad T_2(0, x) = T_{2н}; \quad \eta(0, x) = 0; \quad h \leq x < \infty; \\ \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial x} = 0; \quad t \geq 0,$$

а также условия «склейки» на границе между поджигающей средой и конденсированным веществом.

$$T_1(h, t) = T_2(h, t); \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1(h, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(h, t)}{\partial x}; \quad t > 0.$$

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Для уменьшения числа переменных, от которых зависит решение задачи, и сокращения числа численных расчетов перейдем к безразмерным зависимым и независимым переменным, определив их формулами:

¹ В целях простоты рассматриваются только реакции первого порядка, тепловое расширение поджигающей среды и возможные фазовые превращения при нагревании топлива не учитываются.

$\Theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*)$ — безразмерная температура;

$\xi = x \left[\frac{a_2 E}{RT_*^2} \frac{Qz}{c_2} \exp \left(- \frac{E}{RT_*} \right) \right]^{1/2}$ — координата;

$\tau = t \frac{EQz}{RT_*^2 c_2} \exp \left(- \frac{E}{RT_*} \right)$ — время.

В безразмерных переменных уравнения, а также дополнительные условия принимают следующий вид:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{K_\lambda^2}{K_s^2} \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial \xi^2}, \quad 0 \leq \xi < \sigma; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial \xi^2} + (1 - \eta) \exp \left(\frac{\Theta_2}{1 + \gamma \Theta_2} \right), \quad \sigma < \xi < \infty; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \beta (1 - \eta) \exp \left(\frac{\Theta_2}{1 + \gamma \Theta_2} \right), \quad \sigma \leq \xi < \infty; \quad (6)$$

$$\tau = 0; \quad \begin{cases} \Theta_{1н} = \frac{E}{RT_*^2} (T_{1н} - T_*); & 0 \leq \xi < \sigma; \\ \Theta_{2н} = \frac{E}{RT_*^2} (T_{2н} - T_*); & \sigma \leq \xi < \infty; \\ \eta = 0; & \sigma \leq \xi < \infty; \end{cases}$$

$$\frac{\partial \Theta_1(0, \tau)}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial \Theta_2(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0; \quad \tau \geq 0;$$

$$\Theta_i(\sigma, \tau) = \Theta_2(\sigma, \tau), \quad K_\lambda \frac{\partial \Theta_1(\sigma, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_2(\sigma, \tau)}{\partial \xi}. \quad (7)$$

Решение смешанной задачи нелинейного уравнения теплопроводности определяется функциональной зависимостью:

$$\Theta_i = \Theta_i(\xi, \tau, \sigma, K_\lambda, K_s, \beta, \gamma, \Theta_{1н}, \Theta_{2н}) \quad i = 1, 2,$$

$$\eta = \eta(\xi, \tau, \sigma, K_\lambda, K_s, \beta, \gamma, \Theta_{1н}, \Theta_{2н})$$

т. е. зависит от семи безразмерных параметров. Здесь $\sigma = h \cdot$

$\left[\frac{a_2 EQz}{RT_*^2 c_2} \exp \left(- \frac{E}{RT_*} \right) \right]^{1/2}$ — безразмерная полутолщина щели;

$K_\lambda = \lambda_1 / \lambda_2$ — относительный коэффициент теплопроводности;

$K_s = \sqrt{\frac{\lambda_1 c_1 \rho_1}{\lambda_2 c_2 \rho_2}}$ — коэффициент тепловой активности, характеризующий тепловую активность зажигающей среды по отношению к тепловой активности взрывчатого вещества;

$\beta = \frac{RT_*^2 c_2}{EQ}$ — коэффициент выгорания;

$\gamma = \frac{RT_*}{E}$. Путем разумного выбора масштаба температуры

T_* сократим число безразмерных параметров, определяющих решение задачи. С этой целью проанализируем поведение решения линейной задачи теплопроводности. Если теплофизические параметры зажигающей среды и топлива таковы, что тепловая активность среды $\varepsilon_1 = \sqrt{\lambda_1 \rho_1 c}$ намного меньше тепловой активности топлива $\varepsilon_2 = \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}$, на поверхности соприкосновения слой среды в начальный момент времени мгновенно охлаждается до начальной температуры топлива $T_{2н}$. И, наоборот, если $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$ на поверхности среда — топливо устанавливается начальная температура зажигающей среды $T_{1н}$. В более общем случае (когда K_ε не равен нулю или бесконечности) температура на поверхности в начальный момент времени определяется выражением [14]

$$T(h, 0) = (T_{1н} - T_{2н}) \frac{K_\varepsilon}{1 + K_\varepsilon} + T_{2н}. \quad (8)$$

Для данной задачи вполне естественно за масштаб T_* принять эту температуру, т. е. $T_* = T(h, 0)$. При таком выборе температуры T_* параметры γ и β для задачи зажигания являются несущественными, кроме того, в силу (8), K_ε , $\Theta_{1н}$, $\Theta_{2н}$ связаны соотношением

$$\Theta_{1н} = - \frac{\Theta_{2н}}{K_\varepsilon}.$$

Искажая масштаб пространственной координаты зажигающей среды ξ , исключаем и безразмерный параметр K_λ . Действительно, полагая на участке среды $\xi_1 = \frac{\xi}{K_\lambda}$ вместо уравнения (4) и условия «склейки» (7), получаем:

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = \frac{1}{K_\varepsilon^2} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi_1^2}; \quad \frac{\partial \theta_1(\sigma_0, \tau)}{\partial \xi_1} = \frac{\partial \theta_2(\sigma_0, \tau)}{\partial \xi},$$

где

$$\sigma_0 = \sigma / K_\lambda.$$

Таким образом, решение задачи при кондуктивном зажигании конденсированного вещества определяется только тремя существенными параметрами — σ_0 , K_ε , $\Theta_{2н}$, а, следовательно, критическое условие (обсуждение этого понятия будет дано ниже) имеет следующий вид

$$\sigma_0^* = \sigma_*(K_\varepsilon, \Theta_{2н}). \quad (9)$$

ПРИБЛИЖЕННАЯ ТЕОРИЯ¹

Зависимость (9) может быть установлена на основе теории зажигания Я. Б. Зельдовича [4], обобщенной в работе [13], на случай краевых задач второго и третьего рода.

Рассмотрим решение линейной задачи, когда в уравнении (5) отсутствует нелинейный источник тепла $\sim e^b$. Это решение, если ограничиться одним первым членом разложения ряда (что справедливо при

¹ Выгорание не учитывается ($\beta=0$)

малых значениях критерия Фурье $Fo = \frac{\tau}{\sigma} \ll 1$) как известно ([14], стр. 292), имеет вид

$$\Theta_2 - \Theta_{2н} = - \Theta_{2н} \left[\Phi^* \left(\frac{\xi - \sigma}{2\sqrt{\tau}} \right) - \frac{2}{1 + K_\varepsilon} \Phi^* \left(\frac{\xi - \sigma + 2\sigma_0 K_\varepsilon}{2\sqrt{\tau}} \right) \right], \quad (10)$$

где

$$\Phi^*(y) = 1 - \Phi(y); \quad \Phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz.$$

Критерий зажигания сформулируем как достижение градиентом $\frac{\partial \Theta_2}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \sigma}$ вычисленного по линейному уравнению некоторого критического значения $q^* = \left(\frac{\partial \Theta_2}{\partial \xi} \right)_{\xi = \sigma}$, которое определяется из решения стационарного уравнения зажигания

$$\frac{d^2 \Theta_2}{d\xi^2} + e^{\Theta_2} = 0$$

и условия зажигания Я. Б. Зельдовича [1]

$$q^* = - \sqrt{2(e^{\Theta_\sigma} - e^{\Theta_{2н}})}. \quad (11)$$

Найдя из (10) производную $\frac{\partial \Theta_2}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \sigma}$ и приравняв ее критическому значению (11), получаем:

$$\tau_3 = \frac{\Theta_{2н}^2}{2\pi} \frac{\left(1 - \frac{2}{1 + K_\varepsilon} e^{-\frac{\sigma_0^2 K_\varepsilon^2}{\tau_3}} \right)^2}{(e^{\Theta_\sigma} - e^{\Theta_{2н}})}. \quad (12)$$

Это уравнение необходимо рассматривать совместно с уравнением (10), записанным для $\xi_1 = \sigma_0$.

$$\Theta_\sigma = \frac{2\Theta_{2н}}{1 + K_\varepsilon} \Phi^* \left(\frac{\sigma_0 K_\varepsilon}{\sqrt{\tau}} \right). \quad (13)$$

Если учесть влияние $\gamma \neq 0$, то вместо (12) получаем выражение

$$\tau_3 = \frac{\Theta_{2н}^2}{2\pi} \frac{\left(1 - \frac{2}{1 + K_\varepsilon} e^{-\frac{\sigma_0^2 K_\varepsilon^2}{\tau_3}} \right)^2}{\varphi_\sigma \exp \left(\frac{\Theta_\sigma}{1 + \gamma \Theta_\sigma} \right) - \varphi_{2н} \exp \left(\frac{\Theta_{2н}}{1 + \gamma \Theta_{2н}} \right)},$$

где

$$\varphi_\sigma = (1 + \gamma \Theta_\sigma)^2 [1 - 2! \gamma (1 + \gamma \Theta_\sigma) + 3! \gamma^2 (1 + \gamma \Theta_\sigma)^2 + \dots],$$

$$\varphi_{2н} = (1 + \gamma \Theta_{2н})^2 [1 - 2! \gamma (1 + \gamma \Theta_{2н}) + 3! \gamma^2 (1 + \gamma \Theta_{2н})^2 + \dots],$$

Из последних формул видно, что для малых $\Theta_{2н}$ и больших по модулю $\Theta_{2н}$ влияние γ незначительно.

Формулы (12), (13) дают искомую параметрическую зависимость

$$\tau_3 = \tau_3(\Theta_{2н}, K_\epsilon, \sigma_0).$$

При определенной связи между параметрами $\Theta_{2н}$, K_ϵ , σ_0 эта зависимость не удовлетворяется, что и определяет критическое условие (9). График функции $\tau_3(\Theta_{2н}, K_\epsilon, \sigma_0)$ показан на рис. 2. Для больших $|\Theta_{2н}|$ имеется четкое критическое значение σ_0^* , для малых $|\Theta_{2н}|$ о критическом размере можно говорить лишь условно. Здесь резкого перехода от зажигания к потуханию указать нельзя (рис. 4). Математи-

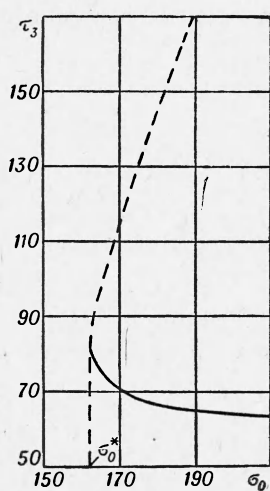


Рис. 2. Зависимость τ_3 от σ_0 (приближенная теория) для $\Theta_{2н} = -20$; $K_\epsilon = 0,1$; $\beta = 0$; $\gamma = 0$.

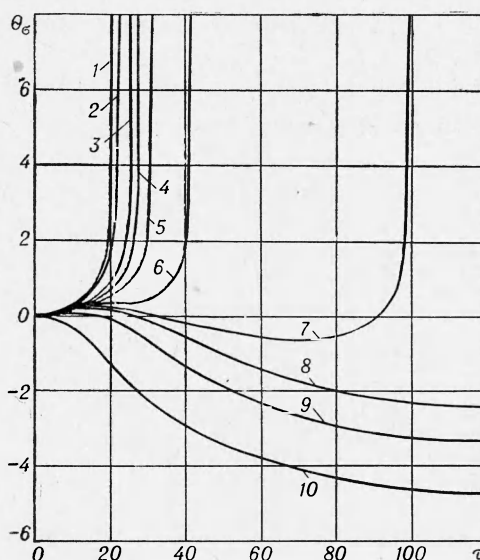


Рис. 3. Температура на границе раздела среда — взрывчатое вещество в зависимости от времени при $\Theta_{2н} = -10$; $K_\epsilon = 0,1$, $\beta = 0$; $\gamma = 0$ для различных σ_0 :

1 — 160; 140; 120; 100; 2 — 80; 3 — 70; 4 — 68; 5 — 66; 6 — 64; 7 — 63; 8 — 62; 9 — 60; 10 — 50.

чески это связано с тем обстоятельством, что скорость химической реакции (или тепловыделение) конечна при температуре $\Theta_{2н}$, а следовательно, можно указать такое время, в течение которого система полностью прореагирует даже при условии отсутствия поджигающей среды¹. Однако следует иметь в виду, что при малых $|\Theta_{2н}|$ задача о зажигании теряет смысл, ибо необходимыми и достаточными условиями зажигания являются:

$$|\Theta_{2н}| \gg 1, \quad \gamma \ll 1, \quad \beta \ll 1.$$

Численные значения σ_0^* от $\Theta_{2н}$, K_ϵ , полученные расчетом по формулам (12), (13), приводятся в табл. 1.

¹ Условие будет четким, если «обрезать» тепловыделение подобно тому, как это делается в стационарной теории горения.

Таблица 1

K_ε	Θ_{2H}		
	-10	-20	-30
	σ_0^*		
1,0	5,5	15	24,5
0,3	16,5	53	86,3
0,1	66,0	162	230,0

Таблица 2

K_ε	Θ_{2H}		
	-10	-20	-30
	σ_0^*		
1,0	4,5	6,5	7,5
0,3	15,5	39,0	62,0
0,1	63,0	164,0	260,0

Рассмотрим предельный случай, когда поджигающая среда заполняет левую полуплоскость $\sigma \rightarrow \infty$; В этом случае, как и следовало ожидать, время зажигания конденсированного вещества найдется по формуле

$$\tau_{3\infty} = \frac{\Theta_{2H}^2}{2\pi} \quad (14)$$

или в размерных переменных

$$t_{3\infty} = \frac{E c_2 (T_* - T_{2H})^2}{2\pi R T_*^2 Q z} e^{E/RT_*}; \quad T_* = (T_{1H} - T_{2H}) \frac{K_\varepsilon}{1 + K_\varepsilon} + T_{2H}.$$

В частном случае, когда $K_\varepsilon \rightarrow \infty$, $T_* \rightarrow T_{1H}$, получаем известную зависимость для времени зажигания топлива нагретым телом [4]. Для согласования теории и расчета в формулу (14) необходимо ввести поправочный коэффициент χ .

$$\tau_{3\infty} = \chi \Theta_{2H}^2 \quad (15)$$

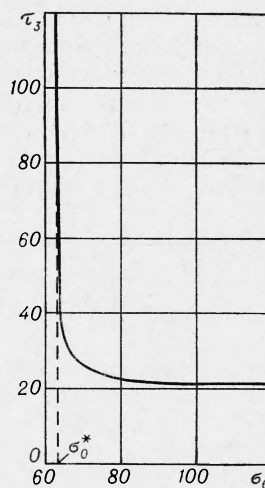
Расчеты показывают, что при импульсном действии источника тепла $\chi = 0,21$ [5] и при продолжительном — $\chi = 0,22 + 1,6 |\Theta_{2H}^{-1}| + \Theta_{2H}^{-2}$ [6]. Если поджигающая среда газовая, коэффициент тепловой активности зависит от давления $K_\varepsilon \sim \sqrt{p}$ и состава газовой среды, а следовательно, и время зажигания является функцией этих параметров.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Для получения более надежных результатов был проведен численный счет задачи с помощью ЭВМ. Исходная система дифференциальных уравнений (4) — (5) интегрировалась разностным методом (явная разностная схема). Диапазон изменения параметров: $0,1 \leq K_\varepsilon \leq 1$, $10 \leq |\Theta_{2H}| \leq 30$, $0 < \sigma_0 < \infty$.

Критический размер σ_0^* (табл. 2) находился из анализа графиков $\tau_3(\sigma_0, K_\varepsilon, \Theta_{2H})$, один из которых приведен на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость τ_3 от σ_0 (численный расчет) для $\Theta_{2H} = -10$, $K_\varepsilon = 0,1$; $\beta = 0$; $\gamma = 0$. Критический размер определяется по максимальному наклону.



Сравнение табл. 1 и 2 показывает удовлетворительное совпадение теоретических и расчетных значений критического размера, особенно для достаточно малых значений коэффициента тепловой активности K_ε . Результаты табл. 2 с достаточной точностью (максимальное отклонение 6%) аппроксимируются аналитической формулой

$$\sigma^* = \sigma_0^* K_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_\varepsilon} \left[4,5 + \frac{1,3 (|\Theta_{2H}| - 8)}{(1 + K_\varepsilon)^3} \right]. \quad (16)$$

Характер изменения безразмерной температуры Θ_0 при $\xi = \sigma_0$ для различных σ_0 при $\Theta_{2H} = -10$, $K_\varepsilon = 0,1$ показан на рис. 3.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЗАЖИГАНИЯ ДЛЯ ПИРОКСИЛИНА

Исследуем влияние давления и атмосферы поджигающей среды на характеристику зажигания прессованного пироксилина. Из экспериментальных работ [15, 16] следует, что пироксилин является простейшей системой нелетучего взрывчатого вещества, которая с хорошей точностью подчиняется изученной выше теоретической модели зажигания в твер-

Таблица 3

p , атм	$t_{3\infty}$, сек	$h^* \cdot 10^3$, см	T_* , °К	K_ε	K_λ	Θ_{2H}
52	9,4	53,4	523	0,090	0,407	-19,6
89	0,210	6,2	573	0,113	0,407	-19,9
141	0,008	1,00	623	0,136	0,407	-20,0

дой фазе. Исходные кинетические и теплофизические данные для пироксилина, согласно работе [16], таковы: $E=48\,000$ кал/моль; $Qz=3,6 \cdot 10^{21}$ кал/г · сек; $c_2=0,3$ кал/г · град; $\rho_2=1,5$ г/см³; $\lambda_2=3 \cdot 10^{-4}$ кал/см · сек · град.

В табл. 3 в зависимости от давления приведен расчет времени зажигания $t_{3\infty}$ по (15) и критического размера h^* (16) при $T_{1H}=3000^\circ\text{К}$, $T_{2H}=300^\circ\text{К}$. Поджигающая среда — кислород: $\lambda_1=1,22 \cdot 10^{-4}$ ккал/см · сек · град; $c_1=0,24$ кал/г · град; λ_1, c_1 взяты¹ при температуре $T=350^\circ\text{С}$ [17]; $\mu=32$. Для газовой среды коэффициент тепловой активности K_ε является функцией не только давления, но и температуры, в дальнейшем он подсчитывается при температуре T_* соответствующей приблизительно температуре зажигания конденсированного вещества. Влияние природы поджигающей среды на характеристики зажигания и потухания иллюстрируется табл. 4, где даны характеристики зажигания пироксилина в атмосфере азота.

Таблица 4

p , атм	$t_{3\infty}$, сек	$h^* \cdot 10^3$, см	T_* , °К	K_ε	K_λ	Θ_{2H}
52	48,7	115	504	0,081	0,347	-19,2
89	1,09	13,4	550	0,102	0,347	-19,8
141	0,04	2,1	597	0,123	0,347	-20,0

¹ Зависимость λ_1 и c_1 от температуры компенсируется в известной мере зависимостью от температуры коэффициентов λ_2 и c_2 .

Исходные теплофизические данные для азота при $T=350^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = 1,04 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$; $c_1 = 0,255 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$; $\mu = 28$ [17].

В свете полученных результатов представляет интерес проанализировать существующие точки зрения на механизм зажигания порохов. Основным вопросом зажигания является вопрос о местоположении первоначального пламени, то есть, что является ответственным за зажигание: твердая или газовая фаза? В работах [18, 19] отдается предпочтение газофазной модели зажигания смесевых порохов на том основании, что эта модель дает зависимость задержки зажигания от давления и концентрации кислорода в зажигающей среде. Полученные выше данные показывают, что и твердофазная модель зажигания качественно согласуется с экспериментальными результатами. Это не означает, что авторы полностью исключают газофазные модели зажигания. Летучие взрывчатые вещества типа нитрогликоля, как это впервые показал А. Ф. Беляев [20], зажигаются в парах над поверхностью вещества. Математическая теория зажигания летучих систем развита в работах [21, 22].

В настоящей работе не учитывалось излучение и тепловое расширение поджигающей среды. Учет этих эффектов, особенно в том случае, когда среда газовая, представляет существенный интерес. Кроме того, имеет смысл рассмотреть усложненную модель зажигания, учитывающую экзотермическую гетерогенную реакцию между средой и взрывчатым веществом.

Поступила в редакцию
28/II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, 2, 12.
2. R. J. Seeger. Proc. Symp. Calc. Mach. Cambr. 1948.
3. G. B. Cook. Proc. Roy. Soc., 1958, A246, 154.
4. Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1963, 150, 2.
5. В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ИФЖ, 1965, 9, 2.
7. R. Blanchard, C. R. Acad. Sci., 1963, 256, 2.
8. E. W. Price, H. H. Bradley, D. D. Hightower, R. O. Fleming. AIAA [Preprints], 1964, 120.
9. В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский, ФГВ, 1965, 4.
10. J. H. Frazer, V. L. Hicks. J. Phys. a Colloid. Chem., 1950, 54, 6.
11. V. L. Hicks, J. Chem. Phys., 1954, 22, 3.
12. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР (в печати).
13. В. Н. Вилунов, ФГВ, 1966, 2.
14. А. В. Лыков. Теория теплопроводности, М., ГИТЛ, 1952.
15. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
16. В. Н. Лисицкий, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
17. В. С. Чиркин. Теплофизические свойства материалов. М., ФМ, 1959.
18. P. F. McAlevy, P. L. Cowan, M. Summerfield. Solid Propellant Rocket Research., Acad. Press, N. Y.—London, 1960.
19. R. B. Beyer, N. Fishman. Solid Propellant Rocket Research, Acad., Press., N. Y.—London, 1960.
20. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1938, 12, 13.
21. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 11—12.
22. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1963, 6.