

УДК 536.46

Б. С. Сеплярский

**ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ  
ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОПOTЕРЬ С БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

На основе волнового механизма образования квазистационарной зоны химической реакции [1] определены критические условия и время задержки зажигания при наличии тепловых потерь в окружающую среду. В работах [2, 3] критические условия находились согласно стационарной теории. Однако последняя не позволяет рассчитать временные характеристики зажигания, а также учесть влияние выгорания на закономерности воспламенения конденсированных веществ. Как показывают результаты данного исследования, именно связь глубины выгорания  $\eta$  и скорости промежуточной волны  $\omega$  с величиной потерь тепла в окружающую среду составляют специфику воспламенения в неадиабатических условиях.

Рассматривается обычная в тепловой теории зажигания модель процесса. На границе полубесконечного тела радиусом  $r_0$ , способного к экзотермическому превращению в момент времени  $t = 0$ , температура мгновенно достигает значения  $T_3$  ( $T_3 > T_n$ ) и затем не меняется. На боковой поверхности тела происходит теплообмен с окружающей средой. Предполагается, что он подчиняется закону Ньютона и характеризуется параметром  $\alpha$ . Считается, что в результате реакции образуются только конденсированные продукты и при начальной температуре скорость реакции  $W = 0$ .

Система уравнений, описывающая такой процесс в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + f(\eta) \exp [\Theta / (1 + \beta \Theta)] - z(\Theta + \Theta_n),$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma f(\eta) \exp [\Theta / (1 + \beta \Theta)] = W(\Theta, \eta).$$

Начальные и граничные условия:

$$\tau = 0, \xi > 0: \Theta(\xi) = -\Theta_n, \eta(\xi) = 0,$$

$$\tau > 0, \xi = 0: \Theta(\tau) = 0,$$

$$\xi \rightarrow \infty: \partial \Theta / \partial \xi = 0.$$

Здесь

$$\tau = t/t_*; t_* = t_{ад}(T_3) = \frac{cRT_3^2}{EQk_0} \exp\left(\frac{E}{RT_3}\right);$$

$$\Theta = \frac{E(T - T_3)}{RT_3^2}; \xi = \frac{x}{x_*}; x_* = \sqrt{at_{ад}}; a = \frac{\lambda}{c\rho_0};$$

$$\Theta_n = \frac{E(T_3 - T_n)}{RT_3^2}; \beta = \frac{RT_3}{E}; \gamma = \frac{cRT_3^2}{QE}; z = \frac{\alpha t_{ад}}{c\rho_0};$$

$T$  — температура;  $x$  — координата;  $t$  — время;  $\eta$  — относительная концентрация продуктов реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества;  $c$ ,  $\rho_0$  — теплоемкость и плотность вещества,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $\Theta$ ,  $\xi$ ,  $\tau$  — безразмерные температура, координата и время;  $f(\eta)$  — функция, характеризующая зависимость скорости реакции от глубины превращения исходного вещества;  $W(\Theta, \eta)$  — скорость реакции выгорания исходного реагента.

При анализе процесса зажигания считаем выполненными обычные в теории воспламенения неравенства  $\gamma \ll 1$ ,  $\beta \ll 1$ . Прежде, чем перейти к непосредственному определению характеристик зажигания, кратко напомним результаты работы [1], где весь процесс воспламенения разбит на стадии: инертный прогрев, распространение зоны реакции, тепловой взрыв. Зажигание начинается со стадии инертного прогрева, когда можно пренебречь реакционным тепловыделением и нет зоны химической реакции. Длительность стадии инертного прогрева  $\tau_n$  определяется приравнением потока тепла от нагревателя  $q_n$  потоку тепла в промежуточной волне горения  $q_{ст}$ . ПВГ — это стационарная волна горения с максимальной температурой, равной температуре зажигания. При  $\tau = \tau_n$  по веществу начинает двигаться волна превращения ПВГ, в которой и образуется квазистационарная зона химической реакции. Когда размер этой зоны  $\xi_p = \omega(\tau - \tau_n)$  станет равным ширине зоны реакции в ПВГ ( $\tau = \tau_0$ ), все тепло, идущее на нагрев вещества, будет давать химическая реакция, а градиент температур на поверхности станет равным нулю. При дальнейшем увеличении зоны реакции тепло не успевает отводиться в холодные слои вещества. На профиле температур появляется максимум и нагреватель становится холодильником. Когда максимум сместится вправо на величину  $\xi_{ст}$ , поток тепла в нагреватель станет равным потоку тепла в исходное вещество, в этом месте и происходит срыв теплового равновесия — воспламенение вещества ( $\tau = \tau_s$ ). Таким образом, для определения  $\tau_n$ ,  $\tau_0$ ,  $\tau_s$  необходимо рассчитать основные параметры промежуточной волны горения: скорость  $\omega$ , размер зоны реакции  $\xi_{ст}$ , поток тепла, идущий на нагрев холодных слоев вещества  $q_{ст}$ .

Для выяснения качественной стороны вопроса о влиянии теплопотерь на закономерности зажигания конденсированных систем рассмотрим простейшую реакцию нулевого порядка. Считаем, что  $T_s$  существенно ниже адиабатической температуры горения  $T_r = T_n + Q/c$ . Для этого случая имеются результаты численных экспериментов в широком диапазоне изменения коэффициента теплоотдачи [3], что позволяет проводить сравнение характеристик зажигания, полученных численным и приближенным методами.

В соответствии с классификацией волн горения [4] ПВГ относится к элементарным моделям горения второго рода, для которых скорость распространения определяется неполным превращением вещества в ведущей зоне. Расчет основных характеристик неадиабатических волн горения второго рода с заранее известной максимальной температурой проведен в [5], где показано, что для реакции нулевого порядка параметры фронта выражаются через характеристики адиабатической волны ( $\omega_0$ ,  $\eta_0$ ) и эффективный коэффициент теплопотерь  $A = z/\omega_0^2$ :

$$\eta_k = \eta_0/(1 - A), \quad \omega = \omega_0(1 - A), \quad (1)$$

$$\omega_0 = \sqrt{2}/\Theta_n, \quad \eta_0 = \gamma\Theta_n.$$

Поток тепла из зоны реакции  $q_{ст}$  совпадает с его значением в адиабатической волне горения и не зависит от уровня тепловых потерь  $z$  и глубины превращения  $\eta_k$ :

$$q_{ст} = \omega\eta_k/\gamma = \omega_0\eta_0/\gamma = \sqrt{2}.$$

Аппроксимируем источник эквивалентным по площади прямоугольником, высота которого равна максимуму скорости тепловыделения

Таблица 1

$\Theta_H$	$\gamma$	$\beta$	$z \cdot 10^2$	$\tau_H$ (3)	$\tau_H$ (ЭВМ)	$\tau_0$ (4)	$\tau_0$ (ЭВМ)	$\tau_3$ (5)	$\tau_3$ (ЭВМ)	Режим
10	0	0	0,1	—	—	27	26,54	37	37,25	+
10	0	0	0,5	—	—	32	31,05	45,3	44,5	+
10	0	0	1,0	—	—	41,5	41,2	61,5	56,5	+
10	0	0	1,5	—	—	64,6	60,13	104	83,75	+
10	0,02	0	1,0	21,5	19,6	41,5	41,2	61,5	55,8	+
10	0,02	0	1,3	23,3	21,6	52	51	80	70,4	+
10	0,02	0	1,5	24,6	23,4	64,5	—	—	—	—
10	0,07	0	0,8	—	—	—	—	—	—	—
5	0,02	0,05	6,0	6,15	7,2	26,15	27,8	46,15	43,8	+
5	0,04	0,05	1,0	4,3	4,7	10	10	16,7	16,8	+
5	0,04	0,05	4,0	5,4	5,8	15,4	15,6	25,4	25,6	+
5	0,04	0,05	5,0	5,76	6,4	19	19,8	32,3	31,8	+
5	0,04	0,05	5,5	6	6,8	22	22,8	38	40	+
5	0,04	0,05	6,0	6,15	7,0	26,15	—	—	—	—
5	0,02	0,05	7,0	7	8,0	47	—	—	—	—
5	0,01	0,05	7,0	7	8,0	47	60	87	102	+

Примечание. + — зажигание, — потухание. В численных расчетах время инертного прогрева определялось из формулы

$$q_H(\tau_H) = q_X(\tau_H), \text{ где } q_H = \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0}, \quad q_X = \int_0^{\infty} \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)] d\xi.$$

( $W_{\max}/\gamma = 1$ ), а ширина определяется из равенства интегрального тепловыделения реального и модельного источников ( $\xi_{ст} = \sqrt{2}$ ). Поток тепла от нагревателя  $q_H$  можно найти из известного распределения температур в полуограниченном стержне без теплоизолированной боковой поверхности, на торце которого поддерживается постоянная температура [6]:

$$q_H = \Theta_H [(\pi\tau)^{-1/2} \exp(-z\tau) + z^{1/2} \operatorname{erf}[(z\tau)^{1/2}]].$$

При малых значениях  $z\tau_H$  разложим выражение в квадратных скобках в ряд и, ограничиваясь первым членом, получим

$$q_H = \Theta_H \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} + \frac{z\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi}} \right]. \quad (2)$$

Приравняв (2) потоку тепла в ПВГ  $q_{ст} = \sqrt{2}$ , найдем

$$\tau_H = \frac{\Theta_H^2}{2\pi} \left( 1 + \frac{\Theta_H^2}{2\pi} z \right)^2 = \tau_H^0 (1 + \tau_H^0 z)^2, \quad (3)$$

где  $\tau_H^0$  — время инертного прогрева без теплопотерь. Зная скорость волны реакции, а также  $\xi_{ст}$  и  $\tau_H$ , легко определить времена установления  $\tau_0$  и срыва теплового равновесия  $\tau_3$ :

$$\tau_0 = \tau_H + \frac{\xi_{ст}^2}{\omega} = \frac{\Theta_H^2}{2\pi} \left( 1 + \frac{\Theta_H^2}{2\pi} z \right)^2 + \frac{\Theta_H}{1 - 0,5z\Theta_H^2}, \quad (4)$$

$$\tau_3 = \tau_H + \frac{2\xi_{ст}^2}{\omega} = \frac{\Theta_H^2}{2\pi} \left( 1 + \frac{\Theta_H^2}{2\pi} z \right)^2 + \frac{2\Theta_H}{1 + 0,5z\Theta_H^2}. \quad (5)$$

Сравнение значений  $\tau_H$ ,  $\tau_0$ ,  $\tau_3$ , найденных по формулам (3)–(5), с результатами численного решения исходной системы уравнений на ЭВМ показало их хорошее совпадение (табл. 1). Для  $\Theta_H = 10$  и  $\gamma = 0$  результаты численного счета взяты из [3], а для других значений параметров получены автором.

При выводе (4), (5) полагалось, что за время формирования зоны реакции  $\tau_3$  шириной  $2\xi_{ст}$  вещество на поверхности не успевает полностью выгореть. Однако с ростом температуры нагревателя и коэффи-

циента теплотеря это условие может быть нарушено:  $\tau_a$  станет больше времени полного выгорания вещества  $\tau_b = \gamma^{-1}$  при  $T_a$ . Это означает, что между зоной интенсивной химической реакции и нагревателем образуется область продуктов, где скорость тепловыделения равна нулю. Возникновение эффекта отрыва зоны интенсивной химической реакции от нагретой до высокой температуры поверхности и служит критерием, разделяющим нормальные и вырожденные режимы зажигания.

Дальнейшее увеличение теплотеря приведет к достижению критических условий зажигания — предельным условиям существования промежуточной волны горения. Пределу горения отвечает такое значение  $z$ , когда происходит полное превращение вещества в зоне реакции [5]. Положив в (1)  $\eta_k = 1$ , найдем критические условия зажигания

$$z_{кр} = \frac{2}{\Theta_n^2} (1 - \gamma\Theta_n) = (1 - \eta_0) \omega_0^2. \quad (6)$$

При  $z > z_{кр}$  зажигание становится невозможным, процесс химического превращения затухает. Следует отметить, что при  $z \approx z_{кр}$  стадия инертного прогрева составляет незначительную часть времени задержки зажигания (см. табл. 1).

Таким образом, при  $T_a \ll T_r$  действие нагревателя приведет к воспламенению конденсированного вещества только тогда, когда в результате нагрева тела образуется зона реакции, способная к самостоятельному распространению, т. е.  $\xi_p = \xi_{ст}$ . Отсюда следует определение момента зажигания — зажигание произошло, если образовалась зона реакции, способная к распространению без внешнего подвода энергии. Для  $T_a \ll T_r$  этому условию отвечает момент установления теплового равновесия  $\tau_0$ . Развитие процесса при  $\tau > \tau_0$  определяет, каким образом происходит выход на режим высокотемпературного горения. При  $T_a \geq T_r$  для определения момента зажигания можно использовать условие, предложенное в [8] — количество тепла в нагретой области должно быть больше запаса тепла в прогретом слое стационарной волны горения.

Обобщение полученных результатов на случай произвольной кинетической функции  $f(\eta)$  не представляет трудностей. Продемонстрируем это на примере реакции первого порядка  $f(\eta) = 1 - \eta$ . Так же как и для реакции нулевого порядка, вычисление характеристик зажигания начнем с определения параметров ПВГ. В соответствии с методом узкой зоны [9] оставим в зоне реакции только старшие члены уравнения теплопроводности и после интегрирования для потока тепла из зоны реакции получим

$$q_{ст}^2 = 2 \int_{\Theta_n}^0 \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)] (1 - \eta) d\Theta. \quad (7)$$

Для вычисления интеграла в (7) учтем специфику процессов горения, когда источник сосредоточен в узкой области изменения температуры вблизи  $\Theta = 0$ . Тогда при вычислении (7) вместо  $f(\eta)$  можно использовать среднее значение этой величины при изменении  $\eta$  от 0 до  $\eta_k$

$$f(\eta)_{ср} = \frac{1}{\eta_k} \int_0^{\eta_k} f(\eta) d\eta = (1 - \eta_k/2). \quad (8)$$

Подстановка (8) в (7) позволяет определить  $q_{ст}$  и все остальные характеристики ПВГ:

$$q_{ст}^2 = 2(1 - 0,5\eta_k), \quad \omega = \gamma q_{ст}/\eta_k, \quad \xi_{ст}^2 = 2(1 - 0,5\eta_k).$$

Приравняв  $q_{ст}$  потоку тепла, идущему на нагрев исходного вещества найденному из распределения температуры в зоне прогрева ПВГ, полу-

Т а б л и ц а 2

$\Theta_H$	$\gamma$	$\beta$	$z_{кр} \cdot 10^2$ (ЭВМ)	$z_{кр} \cdot 10^2$ (6)	$\Theta_H$	$\gamma$	$\beta$	$z_{кр} \cdot 10^2$ (ЭВМ)	$z_{кр} \cdot 10^2$ (6)
10	0,02	0	1,4	1,6	5	0,02	0,05	6,5	7,2
10	0,04	0	1,7	1,8	5	0,04	0,05	5,7	6,4
10	0,05	0	0,65	1,0	5	0,10	0,05	<2,5	4,0
5	0,01	0,05	7,4	7,6					

чим соотношения, связывающие  $\omega$  и  $\eta_{кр}$  с уровнем теплопотерь  $A$ ,

$$\omega = B\omega_0 \left(1 - \frac{A}{B^2}\right), \quad \eta_{кр} = \frac{\eta_0}{(1 - A/B^2)}, \quad B = \left(\frac{1 - 0,5\eta_{кр}}{1 - 0,5\eta_0}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$A = \frac{z}{\omega_0^2}, \quad \omega_0 = \frac{\sqrt{2}}{\Theta_H} (1 - 0,5\eta_0)^{1/2} = \omega(z=0), \quad \eta_0 = \eta(z=0) = \gamma\Theta_H.$$

Так же как для реакции нулевого порядка, пределу существования ПВГ отвечает такое значение параметра  $z$ , когда достигается полное превращение исходного реагента. Положив в (9)  $\eta_{кр} = 1$ , найдем скорость волн на пределе распространения и критический уровень тепловых потерь

$$\omega_{кр} = \omega(\eta_{кр} = 1) = \gamma, \quad z_{кр} = (1 - \gamma\Theta_H)/\Theta_H^2.$$

Согласно [1], эти условия одновременно являются критическими условиями зажигания. При  $z > z_{кр}$  воспламенения нет. Приравняв  $q_H$  потоку тепла из зоны реакции  $q_{ст}$ , получим

$$\tau_H = \frac{\Theta_H^2}{\pi q_{ст}^2} \left(1 + \frac{\Theta_H^2 z}{\pi q_{ст}^2}\right)^2.$$

Зная  $\omega$ ,  $\xi_{ст}$  и  $\tau_H$ , находим и величины

$$\tau_0 = \tau_H + \xi_{ст}/\omega = \tau_H + \eta_{кр}/[\gamma(1 - 0,5\eta_{кр})],$$

$$\tau_3 = \tau_H + 2\xi_{ст}/\omega = \tau_H + 2\eta_{кр}/[\gamma(1 - 0,5\eta_{кр})].$$

Сравнение времени формирования  $\tau_3$  зоны реакции шириной  $2\xi_{ст}$  и характерного времени выгорания вещества на поверхности  $\tau_b$  для реакции первого порядка  $\tau_b = 1/\gamma$  позволяет создать классификацию режимов воспламенения.

Кроме приближенного анализа задачи велось численное интегрирование исходной нестационарной системы уравнений на ЭВМ. Интегрирование выполнено на неравномерной пространственной сетке по невязной схеме на четырехточечном Т-образном шаблоне. Численный счет полностью подтвердил физическую картину развития процесса воспламенения, положенную в основу расчета, а также основные выводы приближенного анализа. Оказалось, что  $z_{кр}$  есть функция произведения  $\gamma\Theta_H$ , причем результаты приближенного анализа дают верхнюю оценку для  $z_{кр}$  (табл. 2).

На рис. 1, I и рис. 2, а показано характерное распределение температуры в веществе  $\Theta(\xi, \tau)$ , а также поток тепла от нагревателя  $q_H = -\Theta'_\xi|_{\xi=0}$ , количество тепла,

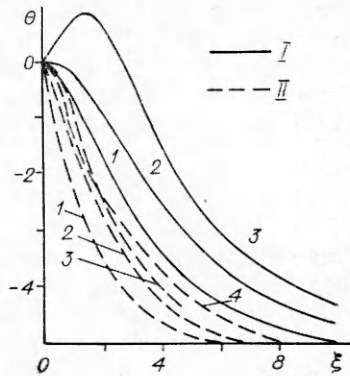


Рис. 1. Распределение температуры в веществе в различные моменты времени;  $\Theta_H = 5$ ,  $\gamma = 0,04$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\tau_b = \gamma^{-1} = 25$ .

I —  $z = 0,05$ ; II —  $z = 0,06$ .  $\tau$ : 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 60.

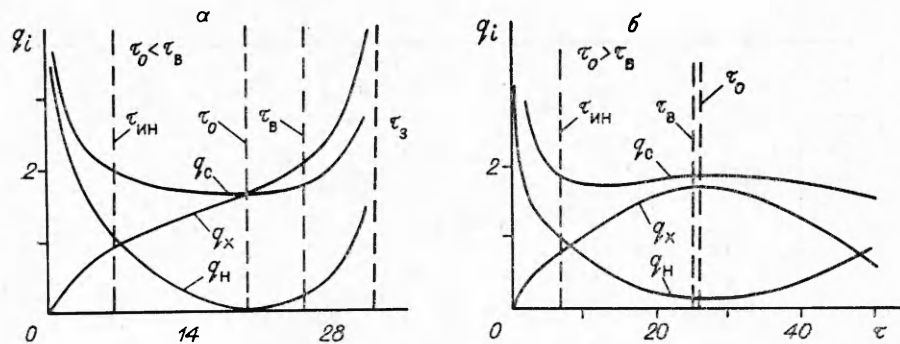


Рис. 2. Зависимость  $q_n$ ,  $q_x$ ,  $q_c$  от времени;  $\Theta_n = 5$ ,  $\gamma = 0,04$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\tau_b = \gamma^{-1} = 25$ .  
а)  $z = 0,05$ ; б)  $z = 0,06$ .

выделяемое в результате химического превращения  $q_x = \int_0^{\infty} W/\gamma d\xi$ , и общее количество тепла, идущее на нагрев вещества  $q_c = q_n + q_x$ , в различные моменты времени, найденные в результате численного решения исходной системы для  $z < z_{кр}$ . Там же приведены значения  $\tau_n$  и  $\tau_0$ , вычисленные по формулам (3), (4). Видно, что на стадии инертного прогрева основной вклад в нагревание вещества вносит поток тепла от нагревателя ( $q_n > q_x$ ). На стадии формирования зоны химической реакции ( $\tau_n < \tau < \tau_0$ )  $q_{ст}$  меняется очень слабо и близко к значению потока тепла в ПВГ, тепловыделение от химической реакции  $q_x > q_n$ . Изменение  $q_n$  и  $q_x$  на этом этапе носит практически линейный характер, как это и следует из предложенной модели развития процесса.

При  $z > z_{кр}$  и тех же значений основных параметров  $\Theta_n$  и  $\gamma$  происходит затухание процесса химического превращения (см. рис. 1, II, рис. 2, б). На первой стадии прогрева  $\tau < \tau_n$  изменение  $q_n$ ,  $q_x$ ,  $q_c$  происходит так же, как и при  $z < z_{кр}$ . Затем следует стадия образования зоны химической реакции  $\tau > \tau_n$ . Ее размеры увеличиваются пропорционально времени и вместе с ней растет и тепловыделение от химической реакции. Однако до достижения момента установления теплового равновесия  $\tau_0$  вещество на поверхности тела выгорит и дальнейшее расширение зоны реакции станет невозможным. Тепловыделение от химической реакции не может обеспечить поток тепла в холодные слои вещества, необходимый для существования промежуточной волны горения. Достигнув максимума в момент  $\tau = \tau_b$ ,  $q_x$  начинает уменьшаться. После выгорания вещества в поверхностных слоях образца распределение температуры  $\Theta(\xi, \tau)$  и поток тепла на поверхности  $q_n$  стремятся к своим стационарным значениям, найденным из решения инертной задачи [6].

Как показали результаты численных расчетов, развитие процесса нагрева зависит от соотношения времен  $\tau_0$  и  $\tau_b = 1/\gamma$ . Если  $\tau_0 < \tau_b$ , то стадия прогрева заканчивается воспламенением вещества (см. рис. 1, I, рис. 2, а). При  $\tau_0 > \tau_b$  ширина зоны реакции не может достигнуть своего значения в ПВГ  $\xi_{ст}$ , поэтому распределение волны реакции невозможно и процесс зажигания не реализуется (см. рис. 1, II, рис. 2, б). Таким образом, для нормальных режимов зажигания ( $\tau_0(z=0) < \tau_b$ ) уточненное условие для нахождения  $z_{кр}$  имеет вид

$$\tau_0 = \frac{\Theta_n^2}{2\pi} \left( 1 + \frac{\Theta_n^2}{2\pi} z_{кр} \right) + \frac{\Theta_n}{1 - 0,5z_{кр}\Theta_n^2} = \frac{1}{\gamma}.$$

Для определения  $z_{кр}$  в вырожденных режимах зажигания ( $\tau_0(z=0) > \tau_b$ ) следует пользоваться результатами численного счета, так как выражение (6) дает завышенные значения.

Итак, на основе волнового механизма образования зоны химической реакции определены основные характеристики процесса зажигания: вре-

мена инертного прогрева, установления и срыва теплового равновесия, и выявлен их физический смысл. Показано, что развитие процесса нагрева вещества зависит от соотношения времен формирования зоны химической реакции, способной к самостоятельному распространению  $\tau_0$ , и полного выгорания на поверхности образца  $\tau_b$ . Рассчитаны критические значения коэффициента теплопотерь. Оказалось, что критические условия зажигания совпадают с предельными условиями существования промежуточной волны горения. Определены основные характеристики процесса зажигания для реакции первого порядка. Результаты численных расчетов подтвердили правильность основных допущений, положенных в основу расчета, а также основные выводы приближенного анализа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сеплярский Б. С. // Химическая физика горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черногловка, 1986.
2. Барзыкин В. В., Худяев С. И. Докл. АН СССР, 1966, 169, 6, 1366.
3. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6, 1130.
5. Алдушин А. П. ФГВ, 1984, 20, 3.
6. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. шк., 1967.
7. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
8. Амосов А. П. Докл. АН СССР, 1978, 243, 3, 673.
9. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. ЖФХ, 1938, 12, 1, 100.

г. Куйбышев

Поступила в редакцию 29/V 1989,  
после доработки — 20/X 1989

УДК 536.46

*Н. С. Захаров, С. А. Казарин*

### ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ, НАГРЕВАЕМЫХ ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Процессу зажигания реагирующих веществ накаливаемой поверхностью посвящены работы [1—4], подробный обзор которых содержится в [5]. Исследования в [1—4] проводились для реакций, приводящих сразу к образованию конечных продуктов. Как известно [5], горение веществ протекает в несколько стадий, учет которых приводит к более точным результатам. В данной работе рассматриваются закономерности зажигания конденсированных веществ, разлагающихся до конечных продуктов в несколько стадий, когда газообразные составляющие не имеют выхода наружу, что вызывает повышение давления. Источником воспламенения вещества служит металлическая стенка, нагреваемая концентрированным потоком энергии от внешнего источника.

Пусть вследствие нагрева металлической пластины толщиной  $l_2$  внешним тепловым потоком происходит теплопередача к поверхности конденсированного вещества, примыкающего к металлу без газовой прослойки и имеющего ширину  $l_1$ . Нагрев может приводить к плавлению и испарению вещества. Процессы фазового перехода протекают как с поглощением, так и с выделением тепла, причем с повышением температуры развиваются химические реакции. Поскольку вещество плотно прилегает к стенке и считается непористым, то образовавшиеся в результате первичной газификации продукты реакции вызывают повышение давления, которое очень быстро выравнивается по всему объему. Далее