

УДК 536.46

*Б. С. Сеплярский*

**ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ  
ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА**

На основе волнового механизма образования зоны химической реакции проанализированы закономерности зажигания конденсированных веществ в условиях фильтрации газообразного реагента. Рассмотрены две схемы организации процесса — встречная и спутная фильтрация газообразного реагента. Рассчитаны основные характеристики процесса зажигания. Определены критические условия воспламенения при импульсном подводе энергии, а также величина критического расхода газа при встречной фильтрации газообразного реагента.

В данной работе на основе предложенного автором волнового механизма образования зоны химической реакции [1] анализируются закономерности зажигания гетерогенных систем при встречной и спутной фильтрации газообразного реагента. Рассматривается следующая модель процесса. На границе пористого тела длиной  $l$  задается расход газа  $g_0$ , содержащего окислитель (концентрация  $a_0$ ). В момент времени  $t = 0$  на одной из границ образца температура мгновенно достигает значения  $T_3$  ( $T_3 > T_n$ ) и остается в дальнейшем неизменной. В результате прогрева образца скорость химической реакции, выделяющей тепло  $Q$  на единицу массы пористой среды, резко возрастает, что приводит к воспламенению вещества. Считается, что скорость реакции  $W$  при начальной температуре  $T_n$  пренебрежимо мала, а ее зависимость от параметров определяется выражением

$$W = k_0 \exp(-E/RT),$$

где  $E$  — энергия активации;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель. Такое представление скорости реакции отражает факт более сильной зависимости  $W$  от температуры, чем от концентрации окислителя и глубины выгорания  $\eta$ .

Для описания процесса необходимо рассматривать систему уравнений переноса тепла и вещества в пористой среде с нелинейными источниками, отражающими экзотермическое взаимодействие реагентов, которая в обычных для теории горения безразмерных переменных имеет вид

$$(1 + B_1\eta) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - G \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \xi} = - B_1 \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = - B_1 \gamma \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \quad (2)$$

$$\frac{\partial G a}{\partial \xi} = - B_2 \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = - B_2 \gamma \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \gamma \exp[\theta/(1 + \beta\theta)] = \bar{W}, & \eta < 1, \\ 0, & \eta = 1, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\tau = t/t_{ад}; \theta = \frac{E}{RT_3^2} (T - T_3); \xi = x/x_*; x_* = \sqrt{a_\tau t_{ад}};$$

$$t_{ад} = \frac{c_0 RT_3^2}{E Q k_0} \exp\left(\frac{E}{RT_3}\right) = \gamma t_x; \quad a_T = \lambda / c_0 \rho_0; \quad G = \frac{g c_T}{c_0 \rho_0 u_*} = \frac{u_T}{u_*};$$

$$u_* = x_* / t_{ад} = \sqrt{a_T / t_{ад}}; \quad B_1 = (\mu_1 - \mu_2) c_T / c_0;$$

$$B_2 = \mu_1 c_T / c_0; \quad \beta = RT_3 / E; \quad \gamma = \frac{RT_3^2 c_0}{Q E};$$

$T$  — температура,  $t$  — время;  $\lambda$  — эффективная теплопроводность;  $g$  — массовый расход газа;  $c_T$ ,  $\rho_T$  — теплоемкость и плотность газа;  $\rho_0$  — начальное содержание горючего в единице объема пористой среды;  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  — стехиометрические коэффициенты по окислителю и газообразным продуктам;  $\eta$  — глубина превращения конденсированного вещества;  $a_T$  — коэффициент температуропроводности;  $t_x$  — характерное время химической реакции при  $T_3$ ;  $a$  — концентрация окислителя;  $u_x$  — скорость переноса тепла потоком газа;  $c_0$  — теплоемкость пористого вещества;  $u_*$  — характерная скорость волны горения;  $\theta$ ,  $\xi$ ,  $\tau$  — безразмерные температура и время;  $G$  — безразмерный поток газа;  $\beta$ ,  $\gamma$  — малые параметры в тепловой теории горения;  $B_1$ ,  $B_2$  — параметры.

При записи системы использован ряд допущений, позволяющих существенно упростить анализ без потери общности результатов. Предполагается, что температуры газа и пористого скелета совпадают, теплота реакции не зависит от температуры, что обуславливает следующую связь между теплоемкостями реагентов — газа  $c_T$ , исходного конденсированного вещества  $c_0$  и продуктов  $c_n$ :

$$c_0 + (\mu_1 - \mu_2) c_T = c_n (1 + \mu_1 - \mu_2).$$

Потери тепла в окружающую среду незначительны, взаимодействие реагентов описывается реакцией нулевого порядка, скорость фильтрации газа  $v \gg u$  ( $u$  — скорость распространения фронта), что позволяет пренебречь нестационарными членами в уравнениях (2), (3), т. е. считать фильтрацию квазистационарной.

Процесс нагрева пористого вещества потоком фильтрующего газа существенно отличается от нагрева при кондуктивном подводе энергии: 1) независимо от вида граничных условий при  $t \rightarrow \infty$  в веществе распространяется тепловая волна с  $u_T = g_0 c_T / c_0 \rho_0$ , а зона прогрева, где происходит основное изменение температур, растет по закону  $\sqrt{a_T t}$ . При  $a_T = 0$  профиль температур имеет вид ступеньки ( $x < u_T t$ ,  $T = T_3$ ,  $x > u_T t$ ,  $T = T_n$ ); 2) даже при  $T'_x|_{x=0} = 0$  вещество нагревается со скоростью  $g_0 c_T (T_3 - T_n)$ , только газ отдает свое тепло не на границе, а в глубине вещества.

Отмеченные особенности прогрева пористого тела не позволяют использовать для определения характеристик зажигания известные приближенные методы [2, 3].

На рис. 1 показано распределение температуры в веществе  $\theta(\xi, \tau)$ , а также тепловыделение от химической реакции  $q_x = \int_0^\infty \exp[\theta/(1 + \beta\theta)] d\xi$

и кондуктивный поток тепла на границе  $q_n = \theta'_\xi|_{\xi=0}$ , найденные численным интегрированием исходной системы уравнений на ЭВМ в условиях совместного действия конвективного и кондуктивного нагревов, когда на границе поддерживается постоянная температура. Там же штриховыми линиями нанесены значения этих же характеристик при прогреве инертного тела. В последнем случае тепловыделение от химической реакции определялось подстановкой распределения температуры, найденного из решения инертной задачи  $\theta_{ин}(\xi, \tau)$ , в выражение для  $q_x$ .

Характер изменения профиля температуры аналогичен зажиганию в условиях чисто кондуктивного подвода энергии ( $G = 0$ ). Основное отличие состоит в резком уменьшении временных характеристик зажигания при тех же значениях  $\theta_n$ . На начальной стадии ( $q_x < q_n$ ) нагрев происходит по законам инертного тела. Затем тепловыделение от хими-

Рис. 1. Распределение температуры в веществе (а) и зависимость  $q_n$ ,  $q_x$  от времени (б);  $\theta_n = 5$ ,  $G_0 = 1$ ,  $\gamma = 0,02$ ,  $\beta = 0,06$ .

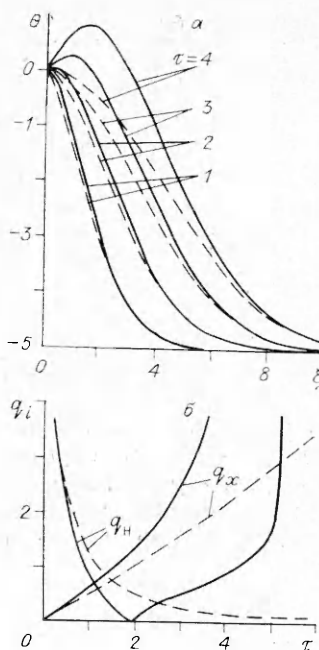
ческой реакции оказывает определяющий вклад в общее количество тепла, идущее на нагрев вещества  $q_c$  ( $q_c = q_x + q_n$ ). Однако отличие профилей температур заметно только при температурах, близких к температурам зажигания,  $\theta \approx 0$ . При  $\tau > \tau_0$  на профиле температур возникает максимум. Нагреватель вместо источника оказывается стоком тепла. Максимум разогрева, увеличиваясь, смещается вправо. Процесс воспламенения заканчивается резким ростом температуры — вспышкой.

Такой ход изменения  $q_x$ ,  $q_n$  делает обоснованным применение для определения характеристик зажигания метода расчета, предложенного в [1], который отражает основную особенность процесса зажигания — переход от прогрева за счет энергии внешнего источника к прогреву теплом, выделяемым химической реакцией.

Прежде чем перейти к непосредственному определению характеристик зажигания, кратко напомним результаты [1]. В соответствии с [1], весь процесс можно разбить на три стадии: инертный прогрев, распространение зоны химической реакции, тепловой взрыв. Зажигание начинается со стадии инертного прогрева, когда можно пренебречь реакционным тепловыделением и нет зоны химической реакции. Длительность стадии инертного прогрева  $\tau_{ин}$  можно определить, приравняв поток тепла от нагревателя  $q_n$  потоку тепла в промежуточной волне горения (ПВГ). ПВГ — это стационарная волна горения с  $T_{max} = T_s$ . При  $\tau > \tau_{ин}$  по веществу движется волна превращения ПВГ, в которой и образуется квазистационарная зона химической реакции. Когда размер этой зоны  $\xi_p = \omega (\tau - \tau_{ин})$  станет равным ширине зоны реакции в ПВГ ( $\xi_p = \xi_{ст}$ ,  $\tau = \tau_0$ ), все тепло, идущее на нагрев вещества, будет давать химическая реакция, а градиент температур на поверхности тела станет равным нулю.

При дальнейшем увеличении зоны реакции тепло не успевает отводиться в холодные слои вещества и на профиле температур появляется максимум, а вместе с ним — и поток тепла в нагреватель, который 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 основных характеристик зажигания  $\tau_{ин}$ ,  $\tau_0$ ,  $\tau_s$  необходимо рассчитать основные параметры промежуточной волны горения: скорость  $\omega$ , размер зоны реакции  $\xi_{ст}$ , поток тепла, идущий на нагрев холодных слоев вещества  $q_{ст}$ , и закономерности прогрева пористого вещества в условиях фильтрации при граничных условиях первого рода.

Для удобства изложения назовем промежуточную волну горения в условиях фильтрации промежуточной волной фильтрационного горения (ПВФГ). Анализ начнем с определения характеристик ПВФГ. В соответствии с классификацией волн горения [4] ПВФГ относится к элементарным волнам горения второго рода, для которых скорость распространения определяется неполным превращением вещества в зоне реакции. Неполнота превращения обычно связана с некоторыми физико-химическими процессами (например плавление, диссоциация), резко уменьшающими тепловыделение и препятствующими поступлению тепла



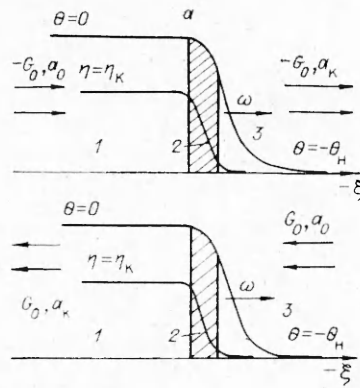


Рис. 2. Структура ПВФГ при спутной (а) и встречной (б) фильтрации газа (1—3 — зоны продуктов, реакции и прогрева соответственно).

от более высокотемпературных зон. Для упрощения выкладок и наглядности полученных результатов полагаем, что количество газообразных продуктов реакции равно количеству окислителя, поглощаемому при взаимодействии реагентов ( $\mu_1 = \mu_2$ ,  $B_1 = 0$ ), а зависимость скорости реакции от параметров описывается выражением

$$W = k_0 \exp(-E/RT) \varphi(z),$$

$$z = a(1 - \eta)(T_3 - T), \quad \varphi(z > 0) = 1, \quad \varphi(z = 0) = 0.$$

При дальнейшем анализе наибольший интерес представляет случай прекращения реакции в результате достижения  $T_3$ .

В системе координат, связанной с фронтом, система (1) — (4) принимает вид

$$\omega \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{d^2\theta}{d\xi^2} - G \frac{d\theta}{d\xi} + \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \quad (5)$$

$$\frac{dG}{d\xi} = 0, \quad G = G_0 = \text{const}, \quad (6)$$

$$\frac{dGa}{d\xi} = -B_2 \omega \frac{d\eta}{d\xi}, \quad (7)$$

$$\omega d\eta/d\xi = \gamma \varphi(z) \exp[\theta/(1 + \beta\theta)]. \quad (8)$$

Дальнейший анализ ПВФГ проведем последовательно для спутного и встречного относительно фронта горения направлений фильтрующегося газа.

**Спутная фильтрация.** Структура такой волны показана на рис. 2, а. В зоне 3 происходит инертный прогрев вещества. Интенсивная химическая реакция локализована вблизи максимальной температуры  $\theta = 0$  (зона 2). После достижения равновесных условий  $\theta = 0$  реакция прекращается. Так как  $T_{\text{max}}$ , достигаемая в результате саморазогрева, заранее известна, то задача состоит в определении конечной глубины превращения  $\eta_k$ , скорости фронта  $\omega$  и концентрации окислителя за фронтом  $a_k$ . Тогда систему (5) — (8) следует рассматривать со следующими граничными условиями:

$$\xi \rightarrow -\infty: \theta = \theta_n, \quad G = -G_0, \quad a = a_k, \quad \eta = 0,$$

$$\xi \rightarrow +\infty: \theta = 0, \quad G = -G_0, \quad a = a_0, \quad \eta = \eta_k,$$

где  $\theta_n = E(T_n - T_3)/RT_3^2$ . Складывая (5) и (8) и интегрируя от  $-\infty$  до  $+\infty$ , получаем  $-\omega\theta_n + G_0\theta_n + \gamma^{-1}\omega\eta_k = 0$ , откуда можно определить

$$\eta_k = \gamma\theta_n \left(1 - \frac{G_0}{\omega}\right) = \eta_{k0} \left(1 - \frac{G_0}{\omega}\right) \quad (9)$$

( $\eta_{k0}$  — степень превращения безгазового состава при  $G_0 = 0$ ).

В приближении узкой зоны реакции, предполагающей высокую энергию активации  $E(T_3 - T_n)/RT_3^2 \gg 1$ , выражение для скорости фронта  $\omega$  получим по методу Зельдовича — Франк-Каменецкого

$$\omega = \frac{V\sqrt{2}}{\theta_n} + G_0 = \omega_k + G_0 \quad (10)$$

( $\omega_k$  — кинетическая скорость волны реакции при  $T_s$ ). Как следует из (10), роль конвективного переноса тепла сводится к более быстрому распространению фронта горения без изменения температурного профиля. Этот результат можно получить интегрированием (5) по зоне прогрева:

$$\theta = -\theta_n + \theta_n \exp[(\omega - G_0)\xi] = -\theta_n + \theta_n \exp(\omega_k \xi). \quad (11)$$

Характерный размер зоны прогрева равен  $\omega_k^{-1}$  и не зависит от расхода газа  $G_0$ .

ПВФГ имеет следующие отличия от обычной волны фильтрационного горения (ВФГ) в условиях спутной фильтрации [5]: 1) во фронте не достигается полное превращение пористого реагента ( $\eta_k < 1$ ), причем с увеличением расхода газа  $\eta_k \rightarrow 0$ ; 2) тепловая структура волны горения (см. рис. 2) может существовать при любых значениях  $a_0$ . Причиной этого является превышение скорости распространения зоны реакции над скоростью переноса тепла газовым потоком ( $\omega > G_0$ ), что математически означает разрешимость системы (5)–(8) для ПВФГ в условиях спутной фильтрации при любых  $a_0$ .

Поток тепла из зоны реакции не зависит от расхода газа и определяется выражением

$$q_{ст} = (\omega - G_0)\theta_n = V\sqrt{2}.$$

Аппроксимируя химический источник эквивалентным по площади прямоугольником, высота которого равна скорости тепловыделения при максимальной температуре  $\gamma^{-1}W(0) = 1$ , а ширина находится из равенства интегрального тепловыделения реального и модельного источника, имеем  $\xi_{ст} = V\sqrt{2}$ . При снижении  $G_0$  величина  $a_k$  уменьшается и наконец наступает режим полного поглощения окислителя ( $a_k = 0$ ). Этому моменту отвечает следующая связь между параметрами процесса:

$$G_0 a_0 = V\sqrt{2}\gamma B_2.$$

**Встречная фильтрация** описывается той же системой (5)–(8), которую нужно рассматривать со следующими граничными условиями:

$$\xi \rightarrow -\infty: \theta = -\theta_n, a = a_0, G = G_0, \eta = 0, \theta'_\xi = 0,$$

$$\xi \rightarrow +\infty: \theta = 0, a = a_k, G = G_0, \eta = \eta_k, \theta'_\xi = 0, \bar{W} = 0.$$

Структура волны горения, направление движения фронта реакции и потока газа показаны на рис. 2, б. Она также состоит из зон прогрева, реакции и продуктов. Скорость распространения зоны реакции рассчитывается по методу Зельдовича — Франк-Каменецкого

$$\omega = \frac{V\sqrt{2}}{\theta_n} - G_0 = \omega_k - G_0. \quad (12)$$

Как следует из (12), волна распространяется навстречу газовому потоку только в диапазоне  $G_0 < \omega_k$ .

Полноту превращения исходного вещества в продукт найдем, проинтегрировав уравнение теплового баланса от  $-\infty$  до  $+\infty$ :

$$\eta_k = \eta_{ок} \left(1 + \frac{G_0}{\omega}\right) = \eta_{ок} \left(\frac{\omega_k}{\omega_k - G_0}\right); \quad \eta_{ок} = \gamma\theta_n. \quad (13)$$

При определении  $\omega$  и  $\eta_k$  считалось выполненным условие  $T_s < T_r = \gamma^{-1}\eta_k(1 + \delta\eta_k)^{-1}$ ,  $\delta = \mu c_r / c_0 a_0$ . Следовательно, окислитель проскакивает за зону реакции ( $a_k > 0$ ), а прекращение тепловыделения наступает при достижении  $T_s$ .

В соответствии с [5] достижение полного превращения в условиях встречной фильтрации заканчивается срывом распространения. Причина срыва горения обусловлена положительной обратной связью между температурой, скоростью горения и уровнем теплоотвода, которая имеет место только в режиме полного превращения. Положив в (13)  $\eta_k = 1$ , найдем критическое значение расхода газа

$$G_{0\text{кр}} = \sqrt{2}(1 - \gamma\theta_n)/\theta_n = \omega_k(1 - \gamma\theta_n).$$

Конвективный теплоперенос не приводит к изменению тепловой структуры волны горения,  $\theta = -\theta_n + \theta_n \exp(\omega_k \xi)$ . При увеличении  $G_0$  скорость фронта уменьшается, оставаясь конечной даже в критических условиях:  $\omega_{\text{кр}} = \sqrt{2}\gamma$ , а глубина превращения увеличивается, стремясь к единице.

Величина потока тепла из зоны реакции  $q_{\text{ст}}$ , ее размеры совпадают с их значением в классической волне горения и не зависят от  $G_0$ :

$$q_{\text{ст}} = \sqrt{2}, \quad \xi_{\text{ст}} = \sqrt{2}.$$

Для определения временных характеристик зажигания осталось найти величину потока тепла на границе  $\xi = 0$  при прогреве инертного тела. Для этого надо проинтегрировать уравнение теплопроводности (1) без источника со следующими граничными условиями: спутная фильтрация:

$$\xi = 0: G = G_0, \quad \theta = 0; \quad \xi \rightarrow \infty: G = G_0, \quad \theta = -\theta_n, \quad \theta'_\xi = 0;$$

встречная фильтрация:

$$\xi = 0: G = -G_0, \quad \theta = 0; \quad \xi \rightarrow \infty: G = -G_0, \quad \theta = -\theta_n, \quad \theta'_\xi = 0.$$

Решение такой задачи было получено автором операционным методом [6], а затем определен поток тепла на границе тела. Спутная фильтрация:

$$q_n = -\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \frac{\theta_n}{\sqrt{\pi \tau}} \exp\left(-\frac{G_0^2}{4} \tau\right) - \frac{\theta_n}{2} G_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{G_0}{2} \sqrt{\tau}\right). \quad (14)$$

Встречная фильтрация:

$$q_n = -\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \frac{\theta_n}{\sqrt{\pi \tau}} \exp\left(-\frac{G_0^2}{4} \tau\right) + \frac{\theta_n}{2} G_0 \operatorname{erfc}\left(-\frac{G_0}{2} \sqrt{\tau}\right). \quad (15)$$

Зная  $q_n$  и характеристики ПВФГ  $\omega$ ,  $\xi_{\text{ст}}$ ,  $q_{\text{ст}}$ , легко определить параметры зажигания  $\tau_{\text{ин}}$ ,  $\tau_0$ ,  $\tau_3$ . Спутная фильтрация:

$$\frac{\theta_n}{\sqrt{\pi \tau_{\text{ин}}}} \exp\left(-\frac{G_0^2}{4} \tau_{\text{ин}}\right) - \frac{\theta_n}{2} G_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{G_0}{2} \sqrt{\tau_{\text{ин}}}\right) = \sqrt{2}, \quad (16)$$

$$\tau_0 = \tau_{\text{ин}} + \frac{\xi_{\text{ст}}}{\omega} = \tau_{\text{ин}} + \sqrt{2} \left(\frac{\sqrt{2}}{\theta_n} + G_0\right)^{-1}, \quad (17)$$

$$\tau_3 = \tau_0 + \frac{\xi_{\text{взр}}}{\omega} = \tau_{\text{ин}} + \left(\sqrt{2} + 0,5G_0 + \sqrt{0,25G_0^2 + 1}\right) \left(\frac{\sqrt{2}}{\theta_n} + G_0\right)^{-1}, \quad (18)$$

$$\xi_{\text{взр}} = \frac{G_0}{2} + \sqrt{0,25G_0^2 + 1}. \quad (19)$$

Зависимость  $\tau_{\text{ин}}(G_0)$  показана на рис. 3. Видно, что  $\tau_{\text{ин}} \rightarrow 0$  с увеличением  $G_0$ . Наиболее резкое изменение времени инертного прогрева происходит при малых значениях  $G_0$ . Выражение для координаты разогрева шестив на один характерный интервал  $\xi_{\text{взр}}$  получено в результате решения стационарной линеаризованной задачи о тепловом взрыве в условиях продува газа.

Анализ выражений (16)–(19) показал следующее.

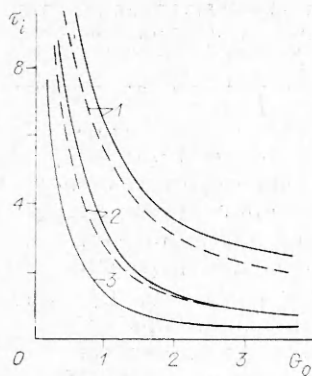


Рис. 3. Зависимость  $\tau_z$  (1),  $\tau_0$  (2),  $\tau_{ин}$  (3) от расхода газа в условиях спутной фильтрации;  $\theta_n = 10$ ,  $\theta(\xi = 0) = 0$ ,  $\gamma = 0,02$ ,  $\beta = 0$ , — численный счет, формулы (16)–(18).

1. С ростом  $G_0$ :  $\tau_0 \rightarrow 0$  вместе с  $\tau_{ин}$ , а время срыва теплового равновесия  $\tau_z$  приближается к единице — величине адиабатического периода индукции в безразмерных переменных.

2. Возможны два режима зажигания: кондуктивный (малый расход газа), когда срыв теплового равновесия наступает вблизи нагретой поверхности ( $\xi_{взр} \approx \sqrt{2}$ ), и конвективный (большие расходы газа), когда скорость конвективного переноса тепла  $G_0 \gg \omega_k$ .

3. Если длина образца  $\xi_l < \xi_{взр}$ , то срыва теплового равновесия не происходит, и за стадией распространения ПВФГ следует режим квазиизотермического выгорания пористого вещества ( $\theta \sim 0$ ).

4. С ростом  $G_0$  из-за уменьшения времени зажигания выгорание не сказывается на временных характеристиках процесса, даже при тех значениях  $\gamma$ , когда имеют место вырожденные режимы в условиях кондуктивного подвода энергии.

5. Влияние газовыделения и поглощения слабо сказывается на характеристиках зажигания.

Кроме приближенного анализа задачи велось численное интегрирование исходной нестационарной системы уравнений на ЭВМ на равномерной пространственной сетке по неявной схеме на четырехконечном  $T$ -образном шаблоне. В результате решения кроме ранее перечисленных

характеристик  $q_n = \theta'_\xi|_{\xi=0}$ ,  $q_x = \int_0^\infty \exp[\theta/(1 + \beta\theta)] d\xi$ , определялись также

времена установления  $\tau_0$  и срыва теплового равновесия  $\tau_z$ .

На рис. 3 приведена зависимость времени установления нулевого градиента  $\tau_0$  и воспламенения  $\tau_z$  от расхода газа. Видно, что при малых  $G_0$  время задержки быстро уменьшается, затем кривая  $\tau_z = f(G_0)$  насыщается, аналогичным образом ведет себя зависимость  $\tau_0 = f(G_0)$ . Именно такой характер зависимостей и предсказывает теория. При зажигании в конвективном режиме (большие значения  $G_0$ )  $\tau_0$  и  $\tau_z$  перестают зависеть от безразмерного температурного напора  $\theta_n$  и определяются только величиной расхода газа.

На рис. 4 показана зависимость  $\tau_0 - \tau_{ин}$  от величины  $\sqrt{2}(\omega_k + G_0)^{-1}$ . В соответствии с (17) эта зависимость линейная (кривая 2) с наклоном 1, там же нанесены результаты численных расчетов. Можно констатировать, что теория дает не только хорошее качественное, но и количественное совпадение с результатами численного счета (ошибка  $< 10\%$ ).

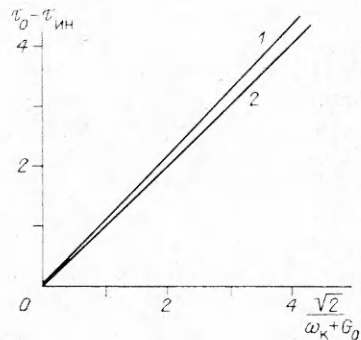


Рис. 4. Зависимость  $\tau_0 - \tau_{ин}$  от величины обратного расхода газа;  $\theta_n = 10$ ,  $\gamma = 0,02$ ,  $\beta = 0$  (1 — численный счет, 2 — теория).



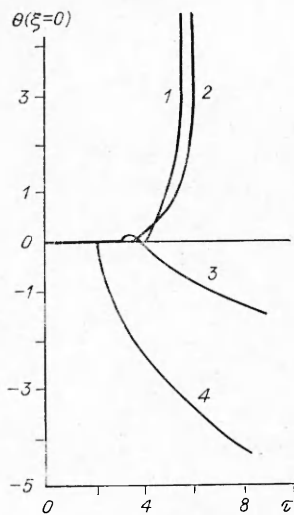


Рис. 5. Зависимость температуры на поверхности вещества от времени при импульсном подводе энергии ( $\tau_1$ : 1 — 4, 2 — 3,5, 3 — 3, 4 — 2).

Совпадение для  $\tau_3$  оказалось значительно хуже. Как показали результаты расчетов, скорость движения максимума температуры заметно отличается от величины  $\omega = \omega_k + G_0$ . Это связано с тем, что профиль температур в прогретом слое, сформировавшемся к моменту  $\tau_0$ , заметно отличается от стационарного, что замедляет расширение зоны реакции при  $\tau > \tau_0$ . Неплохое совпадение с результатами численного счета при воспламенении в конвективном ( $G_0 \gg \omega_k$ ) режиме дает следующая формула:

$$\tau_3 = \tau_{ин} + \xi_{взр} (G_0 - \omega_k)^{-1} + 1.$$

Приближенная формула для координаты разогрева на один интервал  $\xi_{взр}$  хорошо согласуется с результатами численного счета. Так для данных рис. 1 по (19)  $\xi_{взр} = 1,65$ , а расчетное значение  $\xi_{взр} = 1,6$ , для тех же данных и  $G_0 = 1,5$   $\xi_{взр} = 2$  и  $1,9$  соответственно.

Рассмотрим вопрос о воспламенении пористого вещества при импульсном подводе энергии. В этом случае нагрев горячим газом происходит за время  $\tau_1$ , затем газовый поток отключается и на границе ставятся адиабатические условия. Такая постановка задачи имеет смысл для «безгазовых» систем, в которых все необходимые для реакции компоненты имеются в ж-фазе. Этот процесс описывается системой (1)–(4), которую нужно рассматривать со следующими начальными и граничными условиями:

$$\tau = 0, 0 < \xi < \infty: \theta = -\theta_H, G = G_0, \eta = 0,$$

$$0 < \tau < \tau_1, \xi = 0: \theta = 0, G = G_0; \xi \rightarrow \infty: \theta = -\theta_H, G = G_0, \theta'_\xi = 0,$$

$$\tau > \tau_1, \xi = 0: \theta'_\xi = 0, G_0 = 0; \xi \rightarrow \infty: \theta = -\theta_H, G = G_0 = 0, \theta'_\xi = 0.$$

Как показали результаты приближенного и численного анализа этой задачи, поведение системы при  $\tau_1 = \tau_0$  однозначно определяется соотношением  $q_c^0/q_a = r$ , где  $q_c^0$  — запас тепла в прогретом слое вещества к моменту установления теплового равновесия,  $q_a$  — запас тепла в сосуде критического размера в задаче о несимметричном воспламенении Зельдовича [7],

$$q_a = Q_0 + \sqrt{2} \ln^2 2 - \pi^2/6 \sqrt{2}, \quad Q_0 = \frac{\theta_H^2}{2\sqrt{2}} + (\sqrt{2} \ln 2) \theta_H.$$

Если  $r > 1$ , то критическая длительность импульса  $\tau_{1кр}$  совпадает со временем формирования зоны реакции, способной к самостоятельному распространению  $\tau_0$ . При обратном знаке неравенства  $\tau_{1кр} > \tau_0$ . Тогда  $\tau_{1кр}$  находится из равенства  $q_c(\tau_{1кр}) = q_a$ . Следует отметить, что в условиях кондуктивного подвода энергии  $r > 1$  и критическое время действия нагревателя равно  $\tau_0$ . С ростом расхода газа  $q_c^0$  уменьшается и может стать меньше  $q_a$ , тогда  $\tau_{1кр} > \tau_0$ . Таким образом, можно сформулировать необходимые и достаточные условия для критической длительности импульса:

$$q_c(\tau_{1кр}) \geq q_a, \quad \xi_p(\tau_{1кр}) \geq \xi_{ст}. \quad (20)$$

На рис. 5 показана зависимость температуры поверхности вещества от времени при различных значениях  $\tau_1$ . Параметры процесса выбраны таким образом, что  $q_c^0 < q_a$ . При  $\tau_1 = \tau_0 = 3$  после прекращения нагрева



тепловыделение уменьшается, для  $\tau_1 - 3,5$ , когда  $q_c(\tau_1) \geq q_3$ , вещество воспламеняется, что подтверждает правильность условий (20).

Рассмотрим теперь случай встречной фильтрации. Зная характеристики ПВФГ в условиях встречной фильтрации и закономерности прогрева инертного тела при граничных условиях первого рода, легко найти параметры зажигания  $\tau_{ин}$ ,  $\tau_0$ ,  $\tau_3$ . Приравняв поток тепла от нагревателя (15) потоку тепла в ПВФГ, найдем время инертного прогрева

$$\frac{\theta_H}{\sqrt{\pi\tau_{ин}}} \exp\left(-\frac{G_0^2}{4}\tau_{ин}\right) + \frac{\theta_H}{2} G_0 \operatorname{erfc}\left(-\frac{G_0}{2}\sqrt{\tau_{ин}}\right) = \sqrt{2}. \quad (21)$$

Затем следует стадия образования зоны химической реакции:

$$\xi_p = \omega(\tau - \tau_{ин}) = (\sqrt{2}/\theta_H - G_0)(\tau - \tau_{ин}). \quad (22)$$

Приравняв (22)  $\sqrt{2}$  (размеру зоны реакции в ПВФГ), найдем время установления теплового равновесия

$$\tau_0 = \tau_{ин} + \frac{\xi_{ст}}{\omega} = \tau_{ин} + \theta_H \left(1 - \frac{G_0\theta_H}{\sqrt{2}}\right)^{-1}. \quad (23)$$

При  $\tau > \tau_0$  на профиле температур появляется максимум, смещающийся навстречу потоку со скоростью  $\omega$ . Когда он сместится на величину  $\xi_{взр} = -0,5G_0 + \sqrt{0,25G_0^2 + 1}$ , разогрев станет равным одному характерному интервалу, и за время порядка единицы происходит тепловой взрыв образовавшегося нагретого слоя вещества. Тогда имеем

$$\tau_3 = \tau_0 + \frac{\xi_{взр}}{\omega} = \tau_{ин} + \left(\sqrt{2} + \frac{G_0}{2} + \sqrt{0,25G_0^2 + 1}\right) \left(\frac{\sqrt{2}}{\theta_H} - G_0\right)^{-1}. \quad (24)$$

Значение  $\xi_{взр}$  было найдено из решения стационарной линеаризованной задачи о тепловом взрыве в условиях встречной фильтрации газа.

Как следует из выражений (21)–(24)  $\tau_{ин}$ ,  $\tau_0$  и  $\tau_3$  возрастают при увеличении расхода газа. Если пренебречь выгоранием в поверхностных слоях вещества за время инертного прогрева, то критические условия воспламенения  $G_{0\text{кр}}$  совпадают с предельными условиями существования ПВФГ:

$$G_{0\text{кр}} = \frac{\sqrt{2}}{\theta_H} (1 - \gamma\theta_H). \quad (25)$$

Более точное выражение для  $G_{0\text{кр}}$  можно получить из равенства

$$\tau_0(G_0) = \tau_3 = \gamma^{-1},$$

где  $\tau_3$  — время полного выгорания вещества при температуре зажигания. При  $\tau_0 > \tau_3$  воспламенение становится невозможным.

Сделав в (25) предельный переход  $\gamma \rightarrow 0$ , найдем пределы инициирования волнового режима в каталитическом реакторе при встречной фильтрации газообразного реагента  $G_{0\text{кр}} = \sqrt{2}/\theta_H$ . В отличие от ранее рассмотренного случая на пределе инициирования каталитического горения  $\tau_0$ ,  $\tau_3$  стремятся к бесконечности, так как скорость движения ПВФГ близка к нулю.

Подведем итоги проведенного исследования.

1. Определены характеристики промежуточных волн фильтрационного горения для различной организации процесса сжигания — встречной и спутной фильтрации газообразного реагента.

2. Показано, что волны горения как с нормальной, так и инверсной структурой существуют при любых значениях концентрации окислителя в газовом потоке.

3. Определены пределы существования промежуточной волны фильтрационного горения в условиях встречной фильтрации газа.

4. Конвективный перенос тепла фильтрующимся газовым потоком не изменяет температурный профиль ПВФГ, увеличивая или уменьшая скорость движения фронта реакции.

5. Рассчитаны основные параметры зажигания: времена инертного прогрева, установления и срыва теплового равновесия.

6. Показано, что в условиях спутной фильтрации с ростом расхода газа  $G_0$  происходит переход от кондуктивного режима зажигания к конвективному, когда  $\tau_{ин} \rightarrow 0$  и  $\tau_0 \rightarrow 0$ , а  $\tau_a \rightarrow 1$  — к величине адиабатического периода теплового взрыва.

7. Обнаружен режим квазиизотермического объемного выгорания вещества и найдена область его существования.

8. Определены критические условия воспламенения «безгазовых» составов при импульсном подводе энергии газовым потоком.

9. Вычислены критические условия зажигания при встречной фильтрации газа. Показано, что с увеличением расхода газа время зажигания увеличивается, оставаясь конечным даже в критических условиях на пределе инициирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сеплярский Б. С. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
2. Мержанов А. Г., Аверсон А. Э. Современное состояние тепловой теории зажигания/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1970.
3. Вилунов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Мержанов А. Г. СВС-процесс (теория и практика горения)/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1980.
5. Алдунин А. П., Сеплярский Б. С. Распределение волны экзотермической реакции в пористой среде при продуве газа // Докл. АН СССР.— 1978.— 241, № 1.— С. 72—75.
6. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. шк., 1967.
7. Зельдович Я. Б. Теория зажигания накаленной поверхностью // ЖЭТФ.— 1939.— 9, № 12.— С. 1530.

г. Куйбышев

Поступила в редакцию 12/VI 1989,  
после доработки — 29/XI 1989

УДК 536.46 + 662.311

В. Н. Маршаков

### АНАЛИЗ ПОВТОРНОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПОРОХА ПОСЛЕ СПАДА ДАВЛЕНИЯ С ПОЗИЦИИ ОЧАГОВО-ПУЛЬСИРУЮЩЕГО МЕХАНИЗМА ГОРЕНИЯ

Режимы горения пороха при спаде давления: непрерывный, временного погасания (погасания с повторным воспламенением), полного погасания, а также области параметров спадов, при которых они наблюдаются, рассматриваются с позиций очагово-пульсирующего механизма горения нитроглицериновых порохов. Показано, что вероятностный характер каждого режима, значительные различия в тепловой обстановке участков поверхности горения канала, большие величины и разброс значений времен задержки повторного воспламенения, колебательный характер изменения температуры продуктов сгорания, ячеистый вид поверхности горения погашенных образцов, возможность расчета кривой полного погасания по соотношению скоростей горения очагов — все это свидетельствует о неоднородности процесса горения при спаде давления и может объясняться очаговым механизмом горения.

© 1991 Маршаков В. Н.

12