

РЕЖИМЫ ЗАЖИГАНИЯ ПОРИСТОГО ТЕЛА ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

УДК 536.46

Р. С. Буркина, А. М. Тимохин

Томский государственный университет,
634050 Томск

С помощью численного интегрирования исследовано зажигание полугограниченного пористого тела лучистым потоком тепла. Определено влияние потока газа из окружающей среды по порам и теплообмена между фазами внутри тела на режимы зажигания. Найдено критическое условие, разделяющее режимы зажигания и безвзрывного прогрева. Проанализирована зависимость времени и координаты точки воспламенения от параметров системы.

Зажигание пористых тел имеет ряд существенных особенностей по сравнению с аналогичными процессами в однородных средах. Это связано со спецификой переноса тепла в пористом теле, разделением компонентов химических реакций по фазовым состояниям и их локализацией в пространстве [1]. В результате зажигание таких тел может проходить в специфических режимах, определяемых характером поступления в пористое тело газообразного окислителя и теплообменом между фазами, при которых наблюдаются различная динамика параметров системы и значительные изменения временных характеристик процесса [2–4]. Эти обстоятельства делают необходимым проведение специальных исследований зажигания пористых систем, представляющих интерес в различных технологических процессах: инициирования самораспространяющегося высокотемпературного синтеза, запуска химических и энергетических реакторов, устройства пироавтоматики, условий пожаро- и взрывобезопасности хранения реакционноспособных материалов и другие.

В данной работе исследуется зажигание полугограниченного пористого тела, на внутренней поверхности которого могут проходить экзотермические гетерогенные реакции с газообразным окислителем, поступающим по порам из окружающей среды. Зажигание происходит под действием лучистого потока тепла постоянной интенсивности, который падает на внешнюю поверхность тела и полностью поглощается на ней. Учитываются два механизма поступления газа в тело по порам — в результате диффузии и с конвективным потоком постоянной скорости v .

В работе рассматривается только этап зажигания пористого тела и используются обычные в тепловой теории допущения [5]: не учитываются выгорание твердого каркаса и изменение пористой структуры тела. Поэтому коэффициент диффузии D , пористость ϵ и внутренняя поверхность пор S , определяемые структурой тела, считаются постоянными. Теплообмен между каркасом и газом в порах рассчитывается по закону Ньютона со стационарным значением коэффициента теплообмена α . Поскольку полагается, что поджигающий лучистый поток тепла и поток газообразного реагента нормальны к внешней поверхности тела, задача рассматривается в одномерном приближении с пространственной координатой x , нормальной к внешней поверхности. Тепловое расширение газа в порах считается незначительным и плотность газа постоянной ($\rho_g = \text{const}$).

При таких допущениях математическая постановка задачи имеет вид

$$\frac{\partial U_s}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 U_s}{\partial \xi^2} - \text{Nu}(U_s - U_g) + \omega \eta^n \exp\left(\frac{\Theta_i U_s}{1 + \sigma U_s}\right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_g}{\partial \tau} = \frac{1}{K_{\text{ж}}} \frac{\partial^2 U_g}{\partial \xi^2} - \text{Nu} K_{c\rho} (U_s - U_g) - \text{Pe} \frac{\partial U_g}{\partial \xi}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \text{Le} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - \text{Pe} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - \omega \Theta_i \gamma \eta^n \exp\left(\frac{\Theta_i U_s}{1 + \sigma U_s}\right). \quad (3)$$

Начальные и граничные условия:

$$U_s(\xi, 0) = U_g(\xi, 0) = -1, \quad \eta(\xi, 0) = 1; \quad (4)$$

$$\frac{\partial U_s(0, \tau)}{\partial \xi} = -1, \quad \frac{\partial U_g(0, \tau)}{\partial \xi} = K_{\text{ж}} \text{Pe} [U_g(0, \tau) - U_0], \quad \frac{\partial \eta(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\text{Pe}}{\text{Le}} [\eta(0, \tau) - 1]; \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_s(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial U_g(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0. \quad (6)$$

В уравнениях (1)–(6) использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $U_s = (T_s - T_c)/(T_c - T_i)$, $U_g = (T_g - T_c)/(T_c - T_i)$, $\xi = x/x_h$, $\tau = t/t_h$; $x_h = \lambda_s(T_c - T_i)/q$, $t_h = c_s \rho_s x_h^2 / \lambda_s$ — характерные масштабы инертного прогрева; $\eta = a/a_0$ — относительная концентрация газового реагента; $\Theta_i = E(T_c - T_i)/RT_c^2$; $\sigma = (T_c - T_i)/T_c$; $U_0 = (T_0 - T_c)/(T_c - T_i)$; $\varepsilon = V_g/(V_g + V_s)$ — пористость тела; $\text{Nu} = \alpha \lambda_s S (T_c - T_i)^2 / (q^2 (1 - \varepsilon))$; $\text{Pe} = v c_s \rho_s (T_c - T_i)/q$; $\omega = SQ \rho_g^n a_0^n k_0 \lambda_s (T_c - T_i) \exp(-E/RT_c) / (q^2 (1 - \varepsilon))$; $K_{c\rho} = c_s \rho_s (1 - \varepsilon) / (c_g \rho_g \varepsilon)$; $K_{\text{ж}} = \kappa_c / \kappa_g = \lambda_s c_g \rho_g / (c_s \rho_s \lambda_g)$; $\gamma = c_s \rho_s RT_c^2 (1 - \varepsilon) / (Q E a_0 \rho_g \varepsilon)$; $\text{Le} = D c_s \rho_s / \lambda_s$; c , ρ , λ , κ — удельная теплоемкость, плотность, теплопроводность и температуропроводность фаз; индексы s и g относятся соответственно к параметрам твердого каркаса и газа; T_i — начальная температура тела; T_0 — температура окружающей среды; T_c — масштабная, пока неопределенная температура; T_s и T_g — температуры твердого каркаса и газа в порах; V_s и V_g — объемы твердого каркаса и пор в теле; S — внутренняя поверхность пор, приходящаяся на единицу общего объема.

При низких температурах окружающей среды и высоких скоростях продува газа через тело нагрев твердого каркаса внешним лучистым потоком тепла компенсируется охлаждением от холодного потока газа из окружающей среды. В этом случае зажигания нет и система будет стремиться к стационарному состоянию. Для нахождения необходимых критических условий зажигания предварительно рассмотрим возможность существования стационарного решения системы (1)–(6) при условии, что химические реакции не влияют на ход процесса. Учтем, что при температуре, близкой к начальной ($U_s \simeq -1$), для активированных реакций ($\Theta_i \gg 1$) экспоненциальный член в законе Аррениуса практически равен нулю. Поэтому можно произвести «обрезку» функции скорости реакции в некотором интервале температур, близких к начальной. Так, в случае $\Theta_i = 20$, $\sigma = 0,5$ для $U_s = -0,6$

$$\exp(\Theta_i U_s / (1 + \sigma U_s)) \approx \exp(-17) \approx 0$$

и поэтому можно считать, что реакции не идут в интервале температур $-1 \leq U_s \leq -0,6$. В этом приближении инертная стационарная задача принимает вид

$$\frac{d^2 U_s}{d\xi^2} - \text{Nu}(U_s - U_g) = 0, \quad \frac{d^2 U_g}{d\xi^2} - \text{Pe} K_{\text{ж}} \frac{dU_g}{d\xi} + \text{Nu} K_{\text{ж}} K_{c\rho} (U_s - U_g) = 0,$$

$$\frac{dU_s(0)}{d\xi} = -1, \quad \frac{dU_g(0)}{d\xi} = K_{\text{ж}}\text{Pe}[U_g(0) - U_0], \quad \frac{dU_s(\infty)}{d\xi} = \frac{dU_g(\infty)}{d\xi} = 0.$$

Решение этой линейной задачи можно записать в виде

$$U_s(\xi) = C + (1/\lambda)\exp(-\lambda\xi), \quad U_g(\xi) = C - K_{\text{ж}}K_{c\rho}/(\lambda + K_{\text{ж}}\text{Pe})\exp(-\lambda\xi), \quad (7)$$

где

$$C = U_s(\infty) = U_g(\infty) = U_0 + K_{c\rho}/\text{Pe}, \quad (8)$$

а λ является положительным корнем характеристического уравнения

$$\lambda^3 + K_{\text{ж}}\text{Pe}\lambda^2 - \text{Nu}(K_{\text{ж}}K_{c\rho} + 1)\lambda - \text{Nu}K_{\text{ж}}\text{Pe} = 0. \quad (9)$$

Нетрудно показать, что это уравнение имеет единственный положительный корень, а два других либо действительные и отрицательные, либо комплексно-сопряженные с отрицательной вещественной частью. С ростом Pe положительный корень (9) монотонно убывает. Так, при $\text{Pe} = 0$ $\lambda = \sqrt{\text{Nu}(1 + K_{\text{ж}}K_{c\rho})}$, а при $\text{Pe} = \infty$ $\lambda = \sqrt{\text{Nu}}$.

Очевидно, зажигание не произойдет, если температура $U_s(\xi)$, определяемая формулой (7), находится в области температур, при которых химическая реакция не идет, т. е.

$$C + 1/\lambda < U_r, \quad (10)$$

где U_r — температура «обрезки» скорости реакции. Из (10) и (8) приходим к условию химически инертного протекания процесса

$$U_0 - U_r < -(K_{c\rho}/\text{Pe} + 1/\lambda).$$

В качестве нижней оценки критического условия можно рассматривать соотношение

$$U_0 - U_r < -(K_{c\rho}/\text{Pe} + 1/\sqrt{\text{Nu}}). \quad (11)$$

На самом деле зажигание может не происходить и при более высоких температурах окружающей среды, поскольку стационарное решение задачи может существовать и при температурах, несколько превышающих температуру U_r вблизи границы $\xi = 0$, при которых выделяемое у поверхности химическими реакциями тепло мало, а разогрев от него твердого каркаса компенсируется охлаждением от холодного потока газа из окружающей среды.

Для исследования различных режимов зажигания пористого тела и определения критических условий система (1)–(6) решалась численно в следующем диапазоне изменения параметров: $1 \leq \text{Nu} \leq 142,9$, $0 \leq \text{Pe} \leq 12000$, $K_{c\rho} = 1685$, $\text{Le} = K_{\text{ж}} = 1$, $\varepsilon = 0,3$, $0 \leq \gamma \leq 0,012$, $\sigma = 0,5$, $n = 1$, $\Theta_i = 20$, $-1 \leq U_0 \leq 0$. Масштабная температура T_c определялась как температура, при которой теплоприход от химических реакций в теле соизмерим с теплоприходом от внешнего источника. При таком подходе в качестве T_c удобно использовать экстраполированную температуру зажигания, т. е. ту, которую достигнет поверхность к моменту зажигания в результате инертного прогрета лучистым потоком тепла [5]. Данный выбор масштабной температуры аналогично [6] приводит к равенству $\omega = 2\Theta_i/(1 - \varepsilon)$, из которого при необходимости можно выразить T_c через исходные параметры системы. За условие зажигания системы брался резкий рост температуры каркаса.

Как показали расчеты, зажигание системы может проходить в двух качественно различных режимах: поверхностное зажигание, когда точка воспламенения находится на внешней поверхности каркаса (рис. 1,а), и подповерхностный взрыв, когда точка воспламенения находится внутри тела (рис. 1,б). Режимы подповерхностного взрыва имеют место

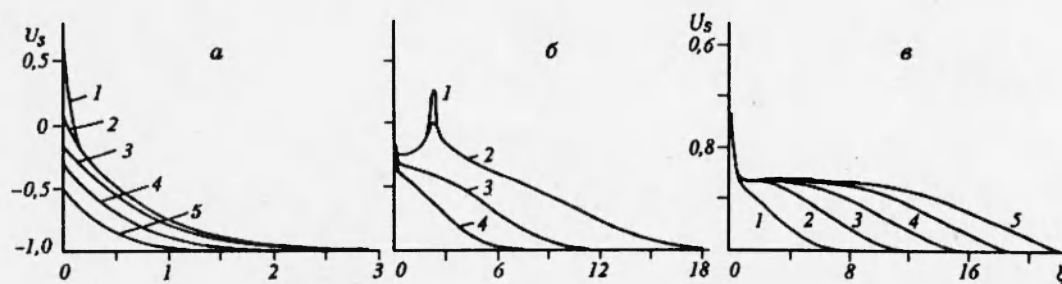


Рис. 1. Характерное изменение температуры каркаса в различных режимах ($Nu = 14,29$, $\gamma = 0$, $U_0 = -1$):

a — режим поверхностного зажигания ($Pe = 200$), τ : 1 — 0,696, 2 — 0,694, 3 — 0,6, 4 — 0,4, 5 — 0,2; *б* — режим подповерхностного взрыва ($Pe = 2400$), τ : 1 — 7,428, 2 — 7,426, 3 — 4,0, 4 — 2,0; *в* — режим безвзрывного прогрева ($Pe = 12000$), τ : 1 — 0,5, 2 — 1,0, 3 — 1,5, 4 — 2,0, 5 — 2,5

только при низкой температуре окружающей среды $U_0 < U_r$, и их реализация определяется параметрами Nu и Pe . При выполнении условия (11) происходит инертный безвзрывной прогрев пористого тела (рис. 1, в).

При малых значениях Nu внутренний теплообмен между фазами мал даже при низкой температуре газа и высокой температуре каркаса. В этом случае при любых значениях Pe определяющую роль в передаче тепла по твердому каркасу играет теплопроводность, что ведет к реализации режима поверхностного зажигания. В случае холодной окружающей среды ($U_0 = -1$) и малых Pe время зажигания τ_c мало отличается от соответствующего при зажигании однородного тела. С ростом Pe увеличивается жесткость граничного условия для температуры газа, т. е. температура газа в порах у внешней поверхности тела все более приближается к температуре окружающей среды. В результате температура газа у поверхности все больше отличается от температуры каркаса, увеличивается ее охлаждающее действие и время зажигания возрастает. При больших Pe оно выходит на стационарное значение, которое соответствует времени зажигания при теплообмене с газом постоянной температуры U_0 , и превышает τ_c при малых Pe приблизительно в три раза. Характерное поведение $\tau_c(Pe)$ в этом режиме показано на рис. 2 кривой 2.

В режиме поверхностного зажигания при невысоких Nu к моменту воспламенения ширина зоны химических реакций ξ_r с ростом Pe вначале увеличивается, что связано с ростом времени зажигания, а затем уменьшается в результате усиления охлаждающего действия газа. При любых Pe значение ξ_r отличается от ширины зоны реакций в соответствующей задаче для однородного тела не более чем на 25 %.

При низкой температуре окружающей среды ($U_0 = -1$), конечных значениях внутреннего теплообмена между фазами ($Nu > 2$) и невысоких скоростях продува газа ($Pe < Pe_*(Nu)$) в системе реализуется режим поверхностного зажигания. При приближении Pe к критическому значению время зажигания значительно возрастает (см. рис. 2, кривая 1) и соответственно увеличивается ширина зоны химических реакций. При $Pe \geq Pe_*(Nu)$ жесткое действие граничного условия для газа через межфазный теплообмен ограничивает рост температуры поверхности каркаса. Максимум температуры смещается с поверхности, и воспламенение происходит внутри тела. Реализуется режим подповерхностного взрыва.

При переходе зажигания в режим подповерхностного взрыва время воспламенения τ_c и степень его зависимости от Pe резко возрастают. На рис. 2 кривая 1 показывает изменение τ_c с ростом Pe при $Nu = 14,29$. Точка *A* соответствует $Pe_* = 2370$, которое для данного Nu

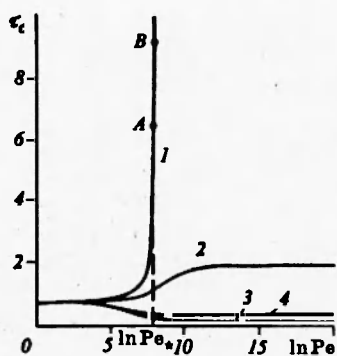


Рис. 2

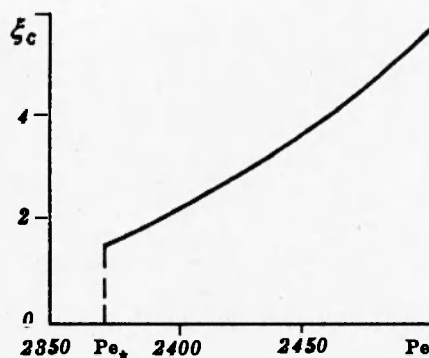
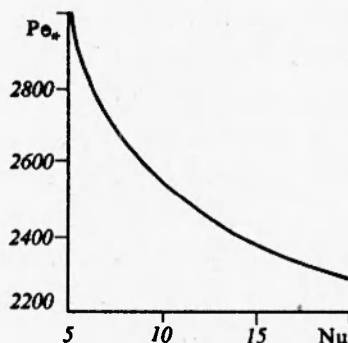


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость времени зажигания от Pe при различных Nu и U_0 :
 1 — $Nu = 14,29$, $U_0 = -1$; 2 — $Nu = 1,43$, $U_0 = -1$; 3 — $Nu = 14,29$, $U_0 = 0$; 4 — $Nu = 1,43$,
 $U_0 = 0$

Рис. 3. Координаты точки воспламенения в режиме подповерхностного взрыва ($Nu = 14,29$, $U_0 = -1$, $Pe_* = 2370$)

Рис. 4. Зависимость $Pe_*(Nu)$ при $U_0 = -1$

является критическим: начиная с него зажигание происходит в режиме подповерхностного взрыва. Точка B представляет время взрыва при $Pe = 2450$.

На рис. 3 показано изменение координаты точки воспламенения ξ_c с ростом Pe в режиме подповерхностного взрыва. Видно, что положение ξ_c смещается в глубь тела даже при незначительном увеличении Pe .

Критическое значение Pe_* определяется параметром Nu . В свою очередь, в случае холодной окружающей среды ($U_0 < U_r$) существует критическое значение $Nu_*(U_0)$, зависящее от температуры окружающей среды. При $Nu < Nu_*$ возможен лишь режим поверхностного зажигания. Так, при $U_0 = -1$ $Nu_* \cong 2$. На рис. 4 показана зависимость $Pe_*(Nu)$ при $U_0 = -1$. Если $Nu \rightarrow Nu_*$, то $Pe_* \rightarrow \infty$.

В случае холодной окружающей среды время воспламенения растет с увеличением как Pe , так и Nu (см. рис. 2, кривые 1, 2). Если температура окружающей среды высокая ($U_0 = 0$), то конвективный поток газа играет дополнительную поджигающую роль. В результате время зажигания с ростом Pe и Nu падает (см. рис. 2, кривые 3 и 4). При $Pe < 60$ поток газа через тело и температура окружающей среды практически не изменяют ха-

рактических зажигания. Заметное влияние потока газа происходит лишь при $Pe > 150$. В случае «теплой» окружающей среды ($-1 < U_0 < 0$) поток газа через тело вначале подогревает, а затем охлаждает его в зоне реакции. Для таких температур окружающей среды при разных значениях Nu зависимость $\tau_c(Pe)$ имеет различный характер: немонотонный, колебательный, а также такой, когда τ_c не меняется в некотором диапазоне изменения Pe . Все определяется тем, какой из процессов — охлаждение или прогрев каркаса от газа при конкретных Pe и Nu — играет ведущую роль.

Численный счет задачи проводился при $0 \leq \gamma \leq 0,012$. Полученные результаты показали, что в данном диапазоне изменения γ выгорание газового реагента мало, оно практически не изменяет количественных значений характеристик зажигания и не отражается на качественном ходе процесса.

На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Установлены два режима зажигания пористого тела лучистым потоком тепла: поверхностное зажигание и подповерхностный взрыв, режим безвзрывного прогрева.

2. Определена нижняя граница критического условия, разделяющая режимы зажигания и безвзрывного прогрева. При $U_0 = -1$ в диапазоне $4 \leq Nu \leq 20$ численно определено критическое значение $Pe_*(Nu)$, разделяющее режимы зажигания и теплового взрыва.

3. Изучена зависимость времени зажигания и координаты точки воспламенения от параметров Pe и Nu .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-03-8120).

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9-52.
2. Снегирев А. Ю., Таланов В. А. Зажигание конденсированных пористых систем фильтрующимся газом // Горение конденсированных систем / Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка, 1989. С. 61-64.
3. Сеплярский Б. С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 1. С. 3-12.
4. Дик И. Г., Толстых В. А. Двухтемпературная модель воспламенения пористых систем // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 3-8.
5. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
6. Буркина Р. С., Вилюнов В. Н. Асимптотика задач теории горения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1982.

Поступила в редакцию 30/I 1995 г.,
в окончательном варианте — 25/IV 1995 г.