

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА В ПОРИСТОМ СЛОЕ ПРИ ДИФФУЗИИ ГАЗООБРАЗНОГО РЕАГЕНТА

УДК 536.46

Р. С. Буркина, Е. Г. Рогачева

Томский государственный университет,
634050 Томск

С позиций стационарной теории Н. Н. Семенова по двухтемпературной модели проанализирован тепловой взрыв пористого слоя при диффузии в него газообразного окислителя с учетом распределения окислителя внутри слоя. Определены предел теплового взрыва, максимальный предвзрывной разогрев и распределение концентрации газообразного реагента в слое. Путем численного интегрирования исследовано поведение температур каркаса и газа в различных режимах процесса. Проанализирована зависимость времени взрыва от диффузии и выгорания газообразного реагента.

Режимы теплового взрыва реакционноспособной системы существенным образом зависят как от условий теплообмена на внешней поверхности и внутри системы [1–10], так и условий поступления в систему компонентов химических реакций [3, 5, 11]. При воспламенении пористой системы, как правило, присутствуют оба фактора, и их совместное действие может значительно смещать от классического [1] порог теплового взрыва и изменять динамику процесса. В то же время знание этих характеристик необходимо в вопросах пожаро- и взрывобезопасности горючих пористых систем при технологических процессах и хранении.

Исследование различных режимов экзотермических реакций в пористом слое при диффузии в него газообразного окислителя по однотемпературной модели проводилось в [3–5, 8, 9]. В [3] было предложено упрощение математической постановки задачи с помощью осреднения температуры и концентрации окислителя по пространственной координате с весовыми множителями, являющимися первыми собственными функциями соответствующих линейных (инертных) задач для температуры и концентрации. В результате постановка задачи сводилась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, для которой найдены стационарные точки и исследовано поведение осредненной системы в их окрестности. Были определены области устойчивых стационарных состояний, квазистационарных режимов, режимов Франк-Каменецкого, условия воспламенения и потухания системы, области автоколебаний в окрестности стационарных точек. В [5] проведен физический анализ характерных режимов экзотермических превращений в пористом слое, полученных в [3]. В [4] рассматривалась стационарная распределенная постановка данной задачи при числе Льюиса $Le = 1$ и граничных условиях первого рода. Это позволило свести систему к одному уравнению теплового взрыва, для которого получено решение в низкотемпературной области. В [8] выполнено численное решение исходной распределенной по пространственной координате постановки данной задачи и проведено сопоставление полу-

ченных критических значений параметров с результатами, полученными на основе метода осреднения [3]. Отмечено совпадение решений исходной и осредненной задач для одного из вариантов набора параметров в области автоколебаний, а также совпадение критических условий как при одинаковых, так и при существенно различных граничных условиях для температуры и концентрации окислителя, к сожалению, не указанных конкретно. Основная цель работы [9] — качественная и количественная оценка точности решения по осредненной системе [3] по сравнению с решением распределенной задачи. Наибольшее сомнение связывалось с тем, что в [3] осреднение температуры и концентрации проводилось с различными весовыми функциями при различных тепловом и диффузионном числах Био Bi_h и Bi_d . Проверка проводилась с помощью численного решения исходной распределенной системы уравнений. Установлено хорошее описание процесса осредненной системой в широком диапазоне чисел Bi_h и Bi_d . Наибольшие отклонения параметров, определенных по осредненной системе, от значений, рассчитанных по распределенной системе уравнений, наблюдаются при резко отличающихся значениях Bi_h и Bi_d . Учитывая, что основные особенности теплового воспламенения пористого слоя по сравнению с гомогенным имели место при затрудненной диффузии окислителя [3, 5], имеет смысл рассмотреть задачу с учетом распределения концентрации окислителя ($Bi_d = \infty$). Кроме того, осталось не исследованным влияние двухтемпературности модели на развитие данного процесса.

В настоящей работе рассматривается тепловой взрыв в пористом слое толщиной $2L$, который помещен в атмосферу газообразного окислителя концентрации a_0 . На внутренней поверхности пористого слоя могут проходить гетерогенные экзотермические реакции с газообразным окислителем, который поступает в слой, аналогично [1, 12], в результате естественной диффузии. Коэффициент диффузии D определяется структурой пористого слоя.

Исследование проводится для систем, в которых тепловые потоки внутри твердого каркаса немного превосходят внешние: $\alpha L \ll \lambda_s$, где λ_s — коэффициент теплопроводности твердого каркаса, α_s — коэффициент теплоотдачи на внешней поверхности слоя. Теплообмен на внутренней поверхности пор между газом и твердым каркасом происходит по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи α_i , причем ввиду малости размера пор этот теплообмен будет значительно превышать кондуктивную передачу тепла по газу: $\lambda_g V_g \ll \alpha_i L^2 S_i$, где λ_g — коэффициент теплопроводности по газу в порах, определяемый структурой пористого слоя, S_i и V_g — внутренняя поверхность пор и объем газа, приходящиеся на единицу общего объема. При таком выборе параметров можно не учитывать распределение температуры внутри слоя и следить лишь за изменением средней по слою температуры каркаса T_s и газа T_g . На этапе воспламенения не будем также учитывать выгорание твердого каркаса, поэтому пористость слоя и коэффициент диффузии считаются постоянными. Кроме того, полагается, что плотность газа и давление постоянны, конвективное движение газа отсутствует.

При таких допущениях процесс теплового воспламенения слоя описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d\Theta_s}{d\tau} = \bar{\eta} \exp\left(\frac{\Theta_s}{1 + \beta\Theta_s}\right) - \frac{\Theta_s}{\alpha} - \frac{\Theta_s - \Theta_g}{\alpha_i}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Theta_g}{d\tau} = \frac{K_{c\bar{c}}}{\alpha_i} (\Theta_s - \Theta_g), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = B \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - \gamma \eta \exp\left(\frac{\Theta_s}{1 + \beta \Theta_s}\right), \quad (3)$$

$$\bar{\eta}(\tau) = \int_0^1 \eta(\xi, \tau) d\xi. \quad (4)$$

Начальные и граничные условия:

$$\Theta_s(0) = \Theta_g(0) = \eta(\xi, 0) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \eta(0, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad \eta(1, \tau) = 1. \quad (6)$$

В (1)–(6) использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $\Theta_{s,g} = E(T_{s,g} - T_0)/RT_0^2$; $\xi = x/L$; $\tau = t/t_{ad}$; $t_{ad} = RT_0^2 c_s \rho_s (1 - \varepsilon) \exp(E/RT_0)/EQa_0 \rho_g S_i K_0$; $\eta = a/a_0$ — относительная концентрация газообразного реагента; $\beta = RT_0/E$; $\varkappa = ELQa_0 \rho_g S_i K_0 \exp(-E/RT_0)/(RT_0^2 \alpha (1 - \varepsilon))$; $\varkappa_i = EQa_0 \rho_g K_0 \exp(-E/RT_0)/(RT_0^2 \alpha_i)$; $\varepsilon = V_g/(V_g + V_s)$ — пористость слоя; $\gamma = RT_0^2 c_s \rho_s (1 - \varepsilon)/(EQa_0 \rho_g \varepsilon)$; $B = DRT_0^2 c_s \rho_s (1 - \varepsilon) \exp(E/RT_0)/(L^2 EQa_0 \rho_g S_i K_0)$; $K_{cp} = c_s \rho_s (1 - \varepsilon)/(c_g \rho_g \varepsilon)$. Индексы s и g относятся соответственно к конденсированной и газовой фазам. T_0 — начальная температура слоя и окружающей среды.

Параметры стационарного состояния системы легко находятся при приравнении к нулю правых частей уравнений (1)–(3):

$$\eta_{st}(\xi) = \frac{\text{ch} \left[\sqrt{\gamma/B} \xi \exp(\Theta_{st}/(2(1 + \beta \Theta_{st}))) \right]}{\text{ch} \left[\sqrt{\gamma/B} \exp(\Theta_{st}/(2(1 + \beta \Theta_{st}))) \right]}, \quad (7)$$

$$\bar{\eta}_{st} = \sqrt{\frac{B}{\gamma}} \exp\left(-\frac{\Theta_{st}}{2(1 + \beta \Theta_{st})}\right) \text{th} \left(\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(\frac{\Theta_{st}}{2(1 + \beta \Theta_{st})}\right) \right), \quad (8)$$

$$\Theta_s = \Theta_g = \Theta_{st}, \quad (9)$$

где стационарная температура Θ_{st} находится из решения трансцендентного уравнения

$$\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(\frac{\Theta_{st}}{2(1 + \beta \Theta_{st})}\right) \text{th} \left(\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(\frac{\Theta_{st}}{2(1 + \beta \Theta_{st})}\right) \right) = \frac{\Theta_{st}}{\varkappa}. \quad (10)$$

Формула (10) представляет для пористого слоя балансное соотношение Н. Н. Семенова [1] — равенство теплоприхода от химических реакций в пористом слое теплоотводу в окружающую среду. Как и в классическом случае, при $\varkappa < \varkappa_*$ уравнение (10) имеет 3 корня, из которых физический смысл имеет наименьший, отвечающий устойчивому низкотемпературному стационарному состоянию. Этот корень удобно исследовать в приближении $\beta = 0$ (как известно, для низкотемпературного состояния β имеет лишь поправочное значение [1]). При $\varkappa > \varkappa_*$ низкотемпературное состояние невозможно — происходит тепловой взрыв системы. Критическое значение параметра \varkappa_* определяется из условия касания левой и правой частей равенства (10). Определяемое при этом значение Θ_{st} дает наибольший стационарный разогрев системы. Так, при $\beta = 0$ получаем

$$\frac{\text{sh} \left[2\sqrt{\gamma/B} \exp(\Theta_{st^*}/2) \right]}{2\sqrt{\gamma/B} \exp(\Theta_{st^*}/2)} = \frac{\Theta_{st^*}}{2 - \Theta_{st^*}}, \quad (11)$$

$$\alpha_* = \sqrt{\frac{\gamma}{B}} \frac{\Theta_{st*}}{\exp(\Theta_{st*}/2) \operatorname{th}(\sqrt{\gamma/B} \exp(\Theta_{st*}/2))}. \quad (12)$$

Уравнение (11), определяющее максимальный предвзрывной разогрев в пористом слое, имеет единственный корень, значение которого находится в диапазоне $0 < \Theta_{st*} < 2$.

При $\gamma/B \ll 1$, когда выгорание газообразного реагента мало по сравнению с его диффузией в слой, использование асимптотических разложений в (11), (12) дает

$$\Theta_{st*} = 1 + \frac{e\gamma}{3B} + O\left(\left(\frac{\gamma}{B}\right)^2\right), \quad \alpha_* = \frac{1}{e} + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{B} + O\left(\left(\frac{\gamma}{B}\right)^2\right). \quad (13)$$

Величина концентрации газообразного реагента в слое (7) и ее среднее значение (8) в данном случае на пределе теплового взрыва близки к единице:

$$\eta_{st*}(\xi) = 1 - (1 - \xi^2) \frac{e\gamma}{2B} + O\left(\left(\frac{\gamma}{B}\right)^2\right), \quad \bar{\eta}_{st*} = 1 - \frac{e\gamma}{3B},$$

т. е. вначале происходит заполнение пористого слоя газообразным окислителем, а затем наступает тепловой взрыв аналогично случаю однородного слоя. Критические параметры (13) близки к классическим значениям теории Н. Н. Семенова.

Случай $\gamma/B \gg 1$ соответствует значительному превышению времени диффузионной релаксации над временем реакции в изотермических условиях. Асимптотическое исследование (11), (12) в этой области параметров приводит к выражениям

$$\begin{aligned} \Theta_{st*} &= 2 - 8e\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(-2e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right) + O\left(\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(-4e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right)\right), \\ \alpha_* &= \frac{2}{e}\sqrt{\frac{\gamma}{B}} + O\left(\left(\frac{\gamma}{B}\right)^{3/2} \exp\left(-4e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right)\right). \end{aligned} \quad (14)$$

В данном случае профиль концентрации окислителя и его среднее значение по слою на пределе теплового взрыва имеют вид

$$\begin{aligned} \eta_{st*}(\xi) &= \exp\left(-e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right) \operatorname{ch}\left(e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\xi\right) \left(1 + O\left(\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(-2e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right)\right)\right), \\ \bar{\eta}_{st*} &= \frac{1}{e}\sqrt{\frac{\gamma}{B}} + O\left(\sqrt{\frac{\gamma}{B}} \exp\left(-2e\sqrt{\frac{\gamma}{B}}\right)\right). \end{aligned}$$

Относительная концентрация газообразного реагента близка к единице в поверхностном слое $1 > \xi \geq 1 - O(\sqrt{B/\gamma})$. При удалении от поверхности она экспоненциально убывает в результате выгорания уже при начальной температуре, поэтому среднее по слою значение концентрации мало. Из (14) видно, что величина предвзрывного разогрева на пределе теплового взрыва в таком слое увеличивается по сравнению с классическим в $2\sqrt{\gamma/B}$ раз, а максимальный стационарный разогрев — в 2 раза. При $B \rightarrow 0$ значение $\alpha_* \rightarrow \infty$, т. е. тепловой взрыв невозможен даже в теплоизолированном слое из-за отсутствия в нем окислителя.

В отличие от [3] исследование в данной работе показывает, что тепловой взрыв может происходить при любых B и γ при $\alpha > \alpha_*$. Осредненная система приводила к тепловому взрыву слоя только при $S > 1$ [3]. В используемых переменных это соответствует $S = B\alpha_*/\gamma > 1$ при $B > \alpha_*/\gamma$. Случай $\gamma/B \gg 1$ включает в себя область $S < 1$ из [3]. Качественное различие результатов связано с тем, что среднее значение концентрации

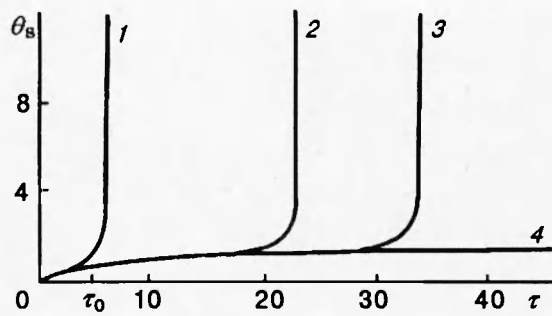


Рис. 1. Изменение температуры каркаса Θ_s пористого слоя:

1 — нестационарный режим, $\bar{\alpha} > \bar{\alpha}_*$; 2, 3 — квазистационарный режим с выходом во взрыв, $\bar{\alpha} \geq \bar{\alpha}_*$; 4 — стационарный режим, $\bar{\alpha} \leq \bar{\alpha}_*$.

окислителя по слою мало. Точка воспламенения будет находиться у поверхности слоя. При $S \gg 1$ и $\gamma \ll 1$ результаты [3] и данной работы совпадают: $\hat{\delta}_* = \bar{\alpha}_* = 1/e$; $\theta_{st*} = 1$.

Конечные значения параметров $\bar{\alpha}_i$ и K_{cp} межфазного теплообмена внутри слоя не влияют на стационарное состояние слоя и предел теплового взрыва, так как теплообмен между фазами происходит за конечное время. При $\bar{\alpha}_i \rightarrow 0$ (большой теплообмен между фазами) уравнения (1), (2) приводят к однотемпературной модели

$$\Theta_s = \Theta_g, \left(1 + \frac{1}{K_{cp}}\right) \frac{d\Theta_s}{d\tau} = \bar{\eta} \exp\left(\frac{\Theta_s}{1 + \beta\Theta_s}\right) - \frac{\Theta_s}{\bar{\alpha}},$$

из которой стационарное состояние системы полностью аналогично рассмотренному. Параметр K_{cp} будет влиять лишь на временные характеристики. Заметим, что пересчет критических значений параметра $\bar{\alpha}_*$ из (13), (14) на критическое значение параметра Франк-Каменецкого Fr_* согласуется с результатом [11] для теплоизолированного слоя при $\alpha \rightarrow 0$, исследованного по однотемпературной модели.

При $K_{cp} \rightarrow 0$, что физически маловероятно для пористого слоя, теплоемкость газовой фазы намного превосходит теплоемкость к-фазы внутри слоя. Согласно (2) температура газа изменяться не будет, $\Theta_g = 0$, и уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d\Theta_s}{d\tau} = \bar{\eta} \exp\left(\frac{\Theta_s}{1 + \beta\Theta_s}\right) - \frac{\Theta_s}{\bar{\alpha}},$$

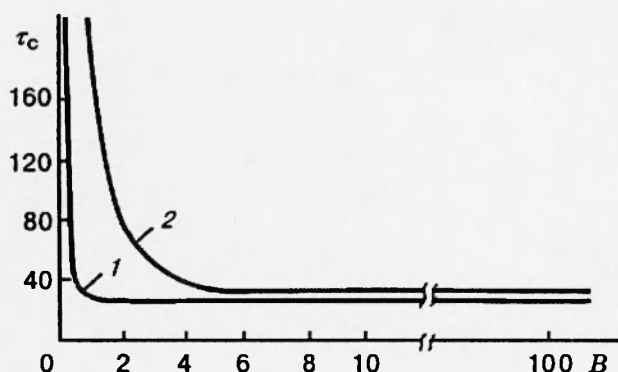
где $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_i / (\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_i)$.

Критическое значение $\bar{\alpha}$ определяется из формулы (12) (в предельных случаях — из (13), (14)), и тепловой взрыв слоя происходит лишь при $\bar{\alpha}_i > \bar{\alpha}_*$ и $\bar{\alpha} > (\bar{\alpha}_* \bar{\alpha}_i) / (\bar{\alpha}_i - \bar{\alpha}_*)$. Если $\bar{\alpha}_i \leq \bar{\alpha}_*$, то тепловой взрыв невозможен даже в теплоизолированном слое из-за большой теплопотери в газовую фазу.

Для определения динамического поведения параметров слоя и временных характеристик теплового взрыва проводилось численное интегрирование исходной задачи (1)–(6). Расчет проводился для следующих значений параметров: $0,005 \leq B \leq 100$; $0 \leq \gamma \leq 0,1$; $0,350 \leq \bar{\alpha} \leq 2,250$; $\bar{\alpha}_i = 1$; $\beta = 0,05$; $1 \leq K_{cp} \leq 6000$. В расчетах за тепловой взрыв принималось условие резкого возрастания температуры каркаса.

Результаты вычислений позволяют выделить несколько режимов протекания процесса в пористой системе. Характерное поведение температуры к-фазы в этих режимах показано на рис. 1. За критическое $\bar{\alpha}_*$ (предел теплового взрыва) принимаем то значение, при котором наблюдается первое стационарное состояние.

При достаточном удалении от предела теплового взрыва ($\bar{\alpha} > \bar{\alpha}_*$) воспламенение про-

Рис. 2. Зависимость $\tau_c(B)$:

$K_{ср} = 6000$; $\alpha = 0,3896$; $\gamma = 0$ (1)
и $0,005$ (2)

исходит сразу после заполнения слоя газом (см. рис. 1, кривая 1). При приближении к пределу теплового взрыва ($\alpha \gtrsim \alpha_*$) после заполнения слоя газом в нем устанавливается квазистационарное состояние (см. рис. 1, кривые 2, 3). В течение некоторого времени происходит медленное повышение температуры к-фазы слоя до критической. В этот период может происходить небольшое выгорание газового реагента при $\gamma/B < 1$ в результате химической реакции. При $\gamma/B \gtrsim 1$ в процессе достижения взрывных значений Θ_s и Θ_g могут наблюдаться 1 или 2 экстремума, т. е. выход во взрыв происходит колебательным образом и соответствует области автоколебаний в диффузионном режиме, определенной в [3, 5]. Это связано со значительным выгоранием окислителя в слое уже в период существования квазистационарного состояния. Среднее значение $\bar{\eta}(\tau)$ для данного набора параметров колеблется в результате взаимовлияния процессов выгорания окислителя и его поступления в слой диффузионным путем. Время квазистационарной химической реакции резко возрастает при приближении к пределу теплового взрыва.

Под пределом теплового взрыва (см. рис. 1, кривая 4) система выходит на стационарное состояние. Как и при взрывном протекании процесса, при $\gamma/B \gtrsim 1$ возможен выход на стационарное состояние в колебательном режиме вблизи предела теплового взрыва.

Время τ_0 выхода во взрывное, квазистационарное или стационарное состояния определяется диффузией реагента в слой и процессами теплообмена. При $B < 1$ оно значительно возрастает, процесс затруднен диффузией, и начальный участок выхода на кривых 1-4 (см. рис. 1) растягивается.

Для всех режимов процесса при конечных значениях $K_{ср} > 1$ температура газовой фазы Θ_g отстает от температуры к-фазы Θ_s . Так, при $K_{ср} = 6000$ разность $\Delta\Theta = \Theta_s - \Theta_g$ в квазистационарных и стационарных режимах мала, $\sim 10^{-6}$. Температура газовой фазы начинает заметно отставать от температуры к-фазы только при приближении к моменту взрыва, тогда $\Delta\Theta \approx 10^{-1}$. При $K_{ср} = 1$ в нестационарных режимах $\Delta\Theta \approx 10^{-1}$, наибольшее значение $\Delta\Theta$ принимает в моменты взрыва ($\Delta\Theta \approx 10$), и в стационарном режиме $\Delta\Theta$ убывает от 10^{-1} до 10^{-4} .

Параметр $K_{ср}$ не смещает предела теплового взрыва, но заметно влияет лишь на временные характеристики. Так, при $\gamma = 0,005$, $B = 1$ время теплового взрыва τ_c в нестационарном режиме при $\alpha = 0,6400$ возрастает от 2,510 при $K_{ср} = 6000$ до 3,589 при $K_{ср} = 1$, а вблизи предела теплового взрыва при $\alpha = 0,3898$ — от 158,600 до 191,212.

На рис. 2 показана зависимость времени взрыва τ_c от параметра B . С ростом B время τ_c убывает, что связано с увеличением диффузии и уменьшением времени заполнения слоя

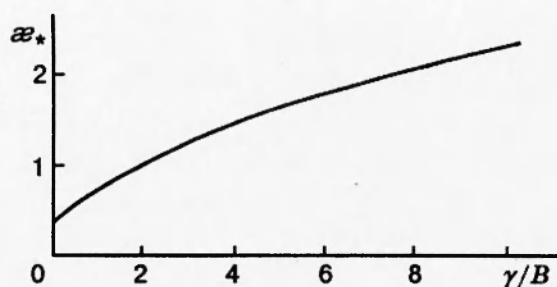


 Рис. 3. Зависимость $\alpha_*(\gamma/B)$

окислителем. При $\gamma = 0$ заметное уменьшение времени наблюдается при $0 < B \leq 1$, где взрыв затруднен в основном диффузией окислителя. При $B > 1$ время взрыва изменяется незначительно (менее чем на 3%). В этой области процесс лимитируется теплообменом с окружающей средой. При наличии выгорания (кривая 2) область сильного изменения τ_c расширяется. Так, при $\gamma = 0,005$ значительное изменение τ_c происходит при $0 < B \leq 5$.

На рис. 3 представлена зависимость $\alpha_*(\gamma/B)$. Видно, что с ростом отношения γ/B предел теплового взрыва α_* монотонно возрастает при увеличении выгорания окислителя по сравнению с его диффузией в слой. Результаты численного счета расходятся с аналитическим решением по формулам (11)–(14) не более чем на 6%.

Подведем итоги проведенного исследования. С позиций теории Н. Н. Семенова проанализировано условие теплового взрыва пористого слоя при диффузии в него газообразного окислителя с учетом распределения окислителя в слое. Получены критические значения порога теплового взрыва, которые определяются отношением параметров γ/B , задающих процессы выгорания газообразного реагента и его диффузию в слой. В отличие от [3] найдено, что тепловой взрыв в слое происходит при $\alpha > \alpha_*$ для любых значений параметров B и γ .

Исследовано динамическое поведение температур конденсированной и газовой фаз и концентрации газообразного реагента внутри слоя в зависимости от параметров системы. При $\gamma/B \gtrsim 1$ отмечены колебательные режимы выхода в стационарное состояние (при $\alpha \leq \alpha_*$) и во взрыв (при $\alpha \gtrsim \alpha_*$), которые соответствуют области автоколебаний в диффузионном режиме, определенной в [3, 5].

При отсутствии выгорания время теплового взрыва существенно возрастает при $B < 1$, т. е. процесс лимитируется диффузией газообразного реагента в слой. При $B > 1$ оно выходит на стационарное значение, которое определяется параметрами теплообмена. При наличии выгорания область значительного влияния диффузии расширяется.

Двухтемпературность модели не влияет на критические условия воспламенения, но изменяет временные характеристики процесса, которые возрастают при уменьшении параметра K_{cp} .

Авторы благодарят И. Г. Дика, привлечшего внимание к данной проблеме, за полезное обсуждение постановки задачи.

Работа выполнена при финансовом содействии Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-03-08120).

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.:

Наука, 1987.

2. **Еремин Е. А., Колесников А. К.** К стационарной теории теплового взрыва // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 5. С. 131–135.
3. **Коловертных Н. Е., Худяев С. И., Штейнберг А. С.** Характерные режимы экзотермического реагирования в системе пористое тело — газ // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 4. С. 67–75.
4. **Takeo T., Sato K.** // Combustion and Flame. 1980. V. 38, N 1. P. 75–80.
5. **Коловертных Н. Е., Улыбин В. Б., Худяев С. И., Штейнберг А. С.** К анализу режимов экзотермического превращения в пористом слое с диффузионным подводом газообразного реагента // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 72–79.
6. **Костогоров Е. П., Штессель Э. А.** Несимметричное воспламенение в условиях естественной конвекции // Хим. физика. 1982. Т. 1, № 2. С. 276–283.
7. **Колесников А. К.** Тепловой взрыв в слое с границами разной температуры при поперечном движении реагента // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 64–65.
8. **Селезнев А. А., Крекнин Д. А., Максименко М. Р.** Расчет критических условий при экзотермической реакции с пористым телом // Хим. физика. 1987. Т. 6, № 4. С. 538–542.
9. **Жукова Л. А., Худяев С. И.** О методе усреднения в расчетах экзотермической реакции в системе пористое тело — газ // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 47–53.
10. **Бабушок В. И., Гольдштейн В. М., Романов А. С., Бабкин В. С.** Тепловое воспламенение в инертном пористом слое // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 3–10.
11. **Дик И. Г.** Стационарные режимы неизотермических химических реакций в пористом слое // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 63–66.
12. **Зельдович Я. Б.** К теории реакции на пористом или порошкообразном материале // Журн. физ. химии. 1939. Т. 13, № 2. С. 163–169.

*Поступила в редакцию 9/1 1995 г.,
в окончательном варианте — 26/IX 1995 :*
