

УДК 536.46

И. Г. Дик, А. В. Толстых

ДВУХТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ

Определены закономерности воспламенения пористого слоя бесконечной толщины при поперечном движении теплоносителя. Изучено поведение нестационарных характеристик воспламенения как функций интенсивности внутреннего теплообмена в порах и пористости конденсированного вещества.

В последнее время важную роль играют теоретические и практические задачи, связанные с вопросами формирования и движения тепловых волн химических реакций в дисперсных системах, через которые фильтруется инертный газ или реакционная смесь. Научный интерес к горению систем этого типа возник в связи с потребностями практики.

К наиболее важным в практическом отношении объектам фильтрационного горения относят такие процессы, как обжиг и агломерация руд, выжигание продуктов конденсации, полимеризацию в химических реакторах [1]. В [2] для изучения пожаробезопасности в шахтах, а также для прогноза эффективности тушащих средств рассматривается воспламенение угольных пластов и штабелей. Вместе с волнами горения интересны и процессы их возбуждения, что рассматривалось ранее в рамках одностепенной модели: в [3] в стационарной постановке определены критические условия для слоя с границами разной температуры, в [4] изучены нестационарные характеристики и влияние толщины слоя на процесс воспламенения, в [5] на основе исследования распространения промежуточных волн горения получено соотношение для определения параметров зажигания (времени инертного прогрева, установления и срыва теплового равновесия) в слое бесконечной толщины.

Воспламенение продуваемых систем с незначительной интенсивностью внутреннего теплообмена, как отмечено в [1], происходит при значительном различии температур газа и пористого скелета, что делает необходимым привлечение двухтемпературной модели.

Пусть через границу пористого вещества бесконечной толщины осуществляется однородный вдув инертного газа. Конденсированное вещество реагирует, выделяя тепло по закону реакции нулевого порядка. Твердое вещество имеет начальную температуру $T_{к0}$, а газ, закачиваемый через левую границу, — $T_{г0}$, причем $T_{г0} > T_{к0}$. Будем пренебрегать теплообменом к-фазы с внешней средой по сравнению с внутренним теплообменом в порах, т. е. считаем, что при $x = 0$ выполняются адиабатические условия.

Уравнения, описывающие процесс теплообмена и реакций, согласно [1], имеют вид

$$c_k \rho_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \lambda_k \frac{\partial^2 T_k}{\partial x^2} + \frac{\lambda_g \text{Nu } m}{r_g (1 - m)} (T_g - T_k) + Q_k(T_k), \quad (1)$$

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = -v_g c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial x} - \lambda_g \frac{\text{Nu}}{r_g^2} (T_g - T_k). \quad (2)$$

Здесь v_r — скорость прокачки теплоносителя; $Q_k(T_k)$ — тепловой эффект химических реакций, протекающих в твердой фазе; T — температура; c , ρ , λ — теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности; r — характерный размер поры; Nu — критерий Нуссельта, определяющий интенсивность межфазного теплообмена в слое; $m = V_r(V_k + V_r)$ — параметр, определяющий пористость образца; V — объем; индексы г и к относятся к газу и конденсированному веществу.

В безразмерных переменных получим

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \exp(\Theta) + \frac{(G - \Theta)S}{B}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} = -\omega \frac{\partial G}{\partial \xi} - \frac{(G - \Theta)}{B}, \quad (4)$$

где $\Theta = (T_k - T_{r0}) E / RT_{r0}^2$, $G = (T_r - T_{r0}) E / RT_{r0}^2$ — температуры газа и твердого вещества; $\tau = t/t_*$ — время ($t_* = \frac{c_k \rho_k R T_{r0}^2}{Q_k(T_{r0}) E}$); $\xi = x/x_*$ — координата; $x_*^2 = t_* \lambda_k / c_k \rho_k$ — масштаб координаты; $B = r^2 / (x_r t_* Nu)$ — параметр, связанный с интенсивностью внутреннего межфазного теплообмена (x_r — коэффициент температуропроводности газа); $S = \frac{c_r \rho_r m}{c_k \rho_k (1 - m)}$ — параметр, зависящий от пористости образца; $\omega = v_r t_* / x_*$ — интенсивность продува.

Уравнения (3), (4) решаются при начальных

$$\tau = 0: \Theta = G = \Theta^0 < 0$$

и граничных условиях

$$\xi = 0: \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0, \quad G = 0, \quad (5)$$

$$\xi = \infty: \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0.$$

Начальные условия дают еще один параметр $\Theta^0 = (T_{k0} - T_{r0}) E / RT_{r0}^2$. Итого в задаче четыре параметра: B , S , Θ^0 , ω , при этом B и S считаются малыми, а Θ^0 большим.

Нестационарные параметры воспламенения при различной интенсивности теплообмена в порах

Для определения характера воспламенения пористого вещества использовались: τ_0 — отрезок времени, в течение которого пористое вещество прогревается от T_{k0} до температуры вдуваемого газа T_{r0} ; τ_b — время воспламенения образца, фиксируемое как момент, когда температура в слое достигает бесконечно больших значений. Приведенные ниже результаты получены численными методами.

Степень различия температур газа и пористого вещества зависит от B , пропорционального $1/Nu$. Однотемпературной модели соответствует предел $B \rightarrow 0$.

На рис. 1 показано изменение максимальной температуры газа и конденсированной фазы с течением времени. При $B = 5 \cdot 10^{-5}$ максимальные температуры совпадают, а при $B = 8 \cdot 10^{-3}$ существенно различаются и выравниваются только в момент воспламенения.

На рис. 2 изображены зависимости времени прогрева τ_0 от параметра B при различных ω . При конечных ω ($< 10^4$), когда слой не полностью заполнен горячим газом, τ_0 немонотонно зависит от параметра B . С увеличением ω минимум τ_0 как функции B смещается в направлении меньших B . При $B \rightarrow \infty$, когда теплообмен между газом и конденсированной фазой практически отсутствует, процесс воспламенения не зависит от ω , и все кривые определяются одной асимптотой — временем самовоспламенения к-фазы, равным $\exp(-\Theta^0)$.

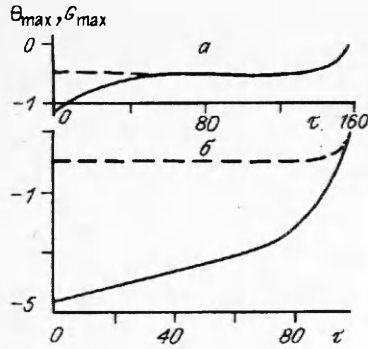


Рис. 1. Максимальная температура газа в порах и конденсированном веществе при $\Theta_{k0} = -5$, $\omega = 1$, $S = 10^{-3}$ и $B = 5 \cdot 10^{-5}$ (а) и $8 \cdot 10^{-3}$ (б).
 --- газ; — — твердое вещество.

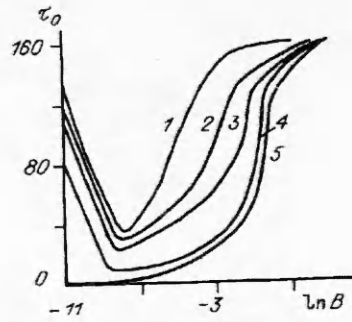


Рис. 2. Зависимость $\tau_0(B)$ при $\Theta_{k0} = -5$, $S = 10^{-3}$.
 ω : 1 — 0, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 500, 5 — 10^4 .

Немонотонный характер зависимости $\tau_0(B)$ обусловлен тем, что при недостаточно больших ω из-за слабой конвекции газ не успевает прогреться по всей толщине слоя до T_r , и прогрев системы за счет тепла, поступающего с теплоносителем, локализован в узкой области около границы $\xi = 0$, а в остальной части слоя разогрев происходит за счет тепла химических реакций, протекающих в к-фазе. При малых B основное влияние на процесс воспламенения оказывает теплоотвод из конденсированной фазы в газ, поэтому с ростом B вследствие снижения интенсивности теплообмена τ_0 уменьшается. Но при дальнейшем увеличении B скорость прогрева конденсированной фазы на левой границе ($\xi = 0$) за счет тепла, поступающего с газом, значительно снижается, поэтому τ_0 растет.

Чтобы проиллюстрировать сказанное, рассмотрим уравнения (3), (4) с условиями (5). Если $\omega = 0$, то при малых B в ходе прогрева системы температура в слое изменяется медленно, и процесс можно считать квазистационарным. Полагая в (4) $\omega = 0$, пренебрегая кондуктивным теплообменом в твердом веществе и рассматривая процесс прогрева как квазистационарный, можно записать

$$\exp(\Theta) - \frac{(\Theta - G)S}{B} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{dG}{d\tau} = \frac{(\Theta - G)}{B}. \quad (7)$$

Решая систему (6), (7) с начальным условием (5), получим

$$\tau_0 = S \left[\exp(-\Theta_{k0}) + \frac{B}{S} \Theta_{k0} \right]. \quad (8)$$

Зависимость (8) соответствует левой ветви графика $\tau_0(\omega = 0)$, изображенного на рис. 2; с ростом B время прогрева уменьшается как линейная функция с коэффициентом пропорциональности Θ_{k0} . Значения характеристики τ_0 , определяемые из (8), много меньше аналогичных результатов, полученных с помощью численного счета, что связано с неучетом кондуктивного теплопереноса по твердому скелету в (6), (7).

Рассмотрим теплообмен в узкой области у поверхности ($\xi = 0$) при $\omega \gg 1$. Теперь газ температуры \bar{T}_{r0} почти мгновенно заполняет поры, тепловыделение за счет химических реакций мало по сравнению с кондуктивным теплоприходом. Полагая температуру газа $G = 0$ и пренебрегая кондуктивным теплообменом в твердой фазе, запишем уравнение для Θ

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{S\Theta}{B},$$

из которого получим

$$\Theta = \Theta_{k0} \exp(-\tau S/B). \quad (9)$$

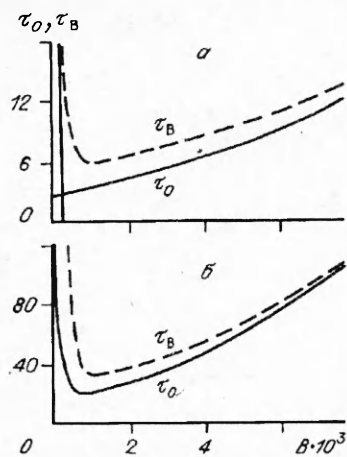


Рис. 3. Время прогрева и время воспламенения при $\Theta_{к0} = -5$, $S = 10^{-3}$ и $\omega = 10^4$ (а) и 1 (б).

то τ_0 монотонно убывает с уменьшением B (см. рис. 2).

Не только τ_0 , как отмечено ранее, но и τ_b существенно зависит от ω . На рис. 3 дан пример расчета τ_0 и τ_b как функций B . Время воспламенения τ_b немонотонно зависит от B как при больших, так и при малых ω . С ростом ω минимум зависимости τ_b смещается в сторону роста B . Если $B \rightarrow 0$, то при всех ω значительно увеличивается промежуток времени между прогревом твердого вещества до температуры теплоносителя и воспламенением системы. Если $B \rightarrow 0$, то для $T > T_{г0}$ температура растет за счет тепла химических реакций, протекающих в конденсированном веществе, повышение интенсивности теплоотвода из к-фазы в газ затягивает воспламенение. Причем при больших ω разность $\delta\tau = \tau_b - \tau_0$ более чувствительна к уменьшению B . Факт увеличения $\tau_b - \tau_0$ при $\omega \rightarrow \infty$ установлен также в [5] в рамках однотемпературной модели. Из рис. 3, а видно, что зависимость $\tau_b(B)$ при $\omega = 10^4$ имеет вертикальную асимптоту, природу которой легко видеть из уравнения для $\omega = \infty$:

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \exp(\Theta) + S \frac{\Theta}{B}.$$

При $B < S/e$ теплового взрыва быть не может. Из сказанного следует, что при достаточно больших ω однотемпературная модель может быть недостаточной при описании воспламенения пористой системы, так как при большой интенсивности прокачки газа из-за сильного межфазного теплоотвода в порах тепло, образующееся в результате химических реакций, интенсивно уносится газом. Особенно это существенно при моделировании зажигания слоев конечной толщины.

Влияние пористости твердого вещества на процесс воспламенения гетерогенной системы

Время тепловой релаксации в слое, связанное с интенсивностью теплообмена в порах, зависит не только от B , но и от S — параметра, пропорционального $m/(1-m)$ (m — пористость твердого вещества). Следовательно, величина S влияет на внутренний теплообмен в системе и нестационарные характеристики воспламенения.

На рис. 4 показаны зависимости $\tau_0(\omega)$ и $\tau_b(\omega)$ при различных значениях параметра S . При каждом фиксированном S на кривых τ_0 и τ_b , как и в однотемпературной модели [4], можно выделить три участка: при малых ω — кондуктивный режим прогрева к-фазы, при $\omega \rightarrow \infty$ главную роль играет конвективная накачка тепла. Переход между режимами осуществляется в узком интервале по ω .

Температуру подключения химических реакций Θ_* определим из условия равенства теплоприхода из газа в к-фазу и тепловыделения химических реакций:

$$-\frac{S\Theta_*}{B} = \exp(\Theta_*) \approx 1 + \Theta_*,$$

откуда $\Theta_* \approx -B/(B+S)$. Подставляя эту оценку в (9), получим

$$\tau_0 \approx \frac{B}{S} \ln(-\Theta_{к0}(B+S)/B). \quad (10)$$

Значения τ_0 , определяемые из (10), соответствуют правой ветви графика функции $\tau_0(B)$. При $B \rightarrow \infty$ выражение (10) не дает правильной зависимости для τ_0 , так как при больших B теплообмен между газом и к-фазой отсутствует, а время прогрева равно времени самовоспламенения твердого вещества. Если образец заполнен горячим газом полностью ($\omega = \infty$),

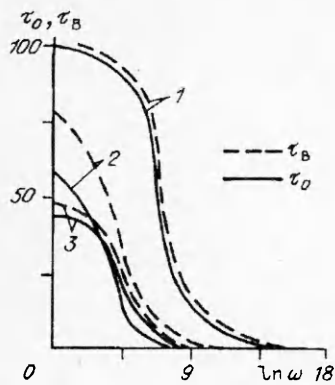


Рис. 4. Зависимость τ_0 и τ_v от ω ($\Theta_{k0} = -5, B = 10^{-3}$).
 $S: 1 - 0,33 \cdot 10^{-3}, 2 - 9 \cdot 10^{-3}, 3 - 10^{-3}$.

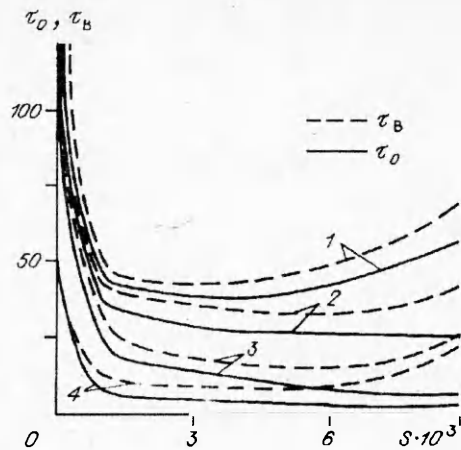


Рис. 5. Зависимость τ_v и τ_0 от S ($\Theta_{k0} = -5, B = 10^{-3}$).
 $\omega: 1 - 1, 2 - 50, 3 - 300, 4 - 10^3$.

На рис. 5 изображены τ_0 и τ_v в зависимости от S при разных ω . При уменьшении S ($S < 10^{-3}, m < 0,5$) τ_0 и τ_v увеличиваются, а разность δt уменьшается. При малой пористости обмен тепла между фазами затруднен, и при $0 < \tau < \tau_0$ в твердое вещество недостаточно быстро поступает тепло из газа, а при $\tau_0 < \tau < \tau_v$ теплоотвод из к-фазы в газ очень слаб. С ростом пористости ($S > 10^{-3}, m > 0,5$) функции $\tau_0(S)$ и $\tau_v(S)$ качественно различны при больших и при малых ω .

Если значения ω малы (на рис. 5 при $\omega = 1$), то τ_0 и τ_v имеют минимум при $S \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ ($m \approx 0,7$), при $S \rightarrow 0$ и $S \rightarrow \infty$ τ_0 и $\tau_v \rightarrow \infty$. Это вызвано тем, что при малых ω главную роль в прогреве играет кондуктивный теплоперенос по скелету, и при $S \rightarrow \infty$ ($m \rightarrow 1$) большое количество холодного газа в порах препятствует прогреву конденсированной фазы. При больших ω τ_0 и τ_v ведут себя по-разному: τ_0 — монотонно убывает с ростом S , устанавливаясь на значении, определяемом величиной ω , τ_v имеет минимум при $S \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ ($m = 0,7$), если $S \rightarrow 0$ или $S \rightarrow \infty$, то $\tau_v \rightarrow \infty$. При больших S и тем более при больших ω в период $\tau_0 < \tau < \tau_v$ тепло химических реакций интенсивно отводится в газ, что и приводит к увеличению разности δt с ростом S . При малой пористости значения $\delta t(S)$ почти не изменяются, а при $S \rightarrow \infty$ δt наиболее чувствительна к вариации S .

Таким образом, внутренний теплообмен и пористость оказывают существенное влияние на нестационарные характеристики процесса воспламенения:

1) вследствие немонотонной зависимости $\tau_v(B)$ при $B \rightarrow 0$ и $B \rightarrow \infty$, величина τ_v значительно возрастает, и при заданном ω существует некоторое значение B , когда τ_v достигает минимума;

2) поведение τ_0 с изменением B имеет существенные отличия при малых и больших ω ;

3) время воспламенения $\tau_v(S)$ (параметр S связан с пористостью m) — немонотонная функция;

4) при $S \rightarrow \infty$ ($m \rightarrow 1$), т. е. при малом количестве конденсированного вещества в системе, промежуток времени между прогревом и воспламенением системы достигает больших значений, так что основную долю во времени зажигания играет не стадия прогрева реагента вдуваемым газом, а развитие реакций в период, когда газ играет роль стока тепла.

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.
2. Кузьменский С. П. // Научные основы профилактики эндогенных пожаров на угольных шахтах Средней Азии. — Илим; Фрунзе, 1977.

3. Колесников А. К. Тепловой взрыв в слое с границами разной температуры при поперечном движении реагента // ФГВ.— 1984.— 20, № 3.
4. Снегирев А. Ю., Талалов В. А. Зажигание конденсированных пористых систем фильтрующимся газом // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черногловка, 1989.
5. Сеплярский Б. С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // ФГВ.— 1991.— 27, № 1.

634010, г. Томск,
Государственный университет
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию 23/XII 1992

УДК 536.46

А. М. Гришин, В. А. Перминов

О ЗАЖИГАНИИ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА

На основе законов механики многофазных реагирующих сред строится математическая модель процесса зажигания лесных массивов излучением, выделившимся в результате взрыва тунгусского метеорита. Полог леса моделируется многофазной пористой реагирующей средой. Дан анализ режимов зажигания, которые реализуются на различных расстояниях от центра взрыва. Установлено, что максимальный радиус зоны зажигания в зависимости от запаса и влагосодержания лесных горючих материалов составляет для полога леса 6—9 км, а для напочвенного покрова 12—16 км. Это соответствует энергии взрыва порядка $25 \cdot 10^{16}$ Дж.

30 июня 1908 г. в центральной части Сибири (район Подкаменной Тунгуски) огромное тело (50—70 м в диаметре) пролетело на высоте 5—7 км над поверхностью Земли [1, 2], затормозилось в плотных слоях атмосферы и взорвалось. По оценкам исследователей средняя скорость тела над зоной разрушения равна 1—2 км/с, а его протяженность вдоль траектории — 600 м [1]. Взрыв произошел на высоте 5—7 км [1, 2]. В результате изучения данного явления показано [1—4], что энергия, выделившаяся при взрыве, изменяется в пределах 10^{16} — 10^{17} Дж, радиус светящейся зоны ~ 1,7 км [1].

Исследователи тунгусского взрыва отметили, что после взрыва тела на лесной территории радиусом до 9 км возник пожар, а отдельные ожоги деревьев наблюдались на расстояниях до 17 км от эпицентра взрыва [1, 5].

Представляет интерес моделирование зажигания лесного массива в районе Подкаменной Тунгуски с использованием математической модели лесных пожаров [6]. В данной статье получены радиусы зажигания при фиксированной энергии взрыва, которые сравниваются с известными данными наблюдений [4]. В результате математических экспериментов определена энергия взрыва, которая позволяет получить радиус зоны зажигания ξ_* , наилучшим образом согласующийся с известными данными [1—5]. Определены типичные поля температур, скоростей и концентраций компонентов газовой фазы в различные моменты времени. Установлено, что зажигание носит газофазный характер.

Физическая и математическая постановка задачи

Из данных исследования тунгусского взрыва [1—5] следует, что по своим характеристикам он напоминает воздушный ядерный взрыв. Тогда его тепловое воздействие на лесные горючие материалы можно моделировать, используя результаты работ [7, 8].

Рассмотрим полог леса, на который падает поток светового излучения. Согласно [5], полог леса можно рассматривать как многофазную реак-