

УДК 536.46

И.Г. Дик, А.В. Толстых

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПРОДУВАЕМОГО СЛОЯ

Определены закономерности воспламенения пористого слоя конечной толщины при движении теплоносителя. Установлен асимптотический характер критических условий при большой скорости прокачки теплоносителя. Обнаружена немонотонная зависимость времени воспламенения от скорости прокачки и описаны возможные режимы воспламенения и их характеристики.

Пористые реакционноспособные материалы, находясь в контакте с горячими потоками газа или жидкости, проникающими в поры, могут воспламеняться вследствие кондуктивного и конвективного нагрева. Теоретическое исследование зажигания пористых веществ имеет значение для химической технологии, например при иницировании процесса СВС, анализа воспламенения угольных пластов или штабелей и для прогноза эффективности применения тушащих средств, закачиваемых в пористую среду.

В работе анализируются закономерности воспламенения пористого слоя конечной толщины при движении по нему теплоносителя. Рассматриваемая ниже однотемпературная модель процесса в условиях стационарной задачи приведена в [1, 2]. Нестационарная постановка рассмотрена в [3], а для слоя бесконечной толщины — в [4]. Пусть через слой, ограниченный пронизываемыми плоскостями $z = 0$ и $z = d$, продувается с постоянной скоростью газ, который может быть реагентом или теплоносителем. В начальный момент $t = 0$ на одной из границ образца температура мгновенно достигает значения T_0 ($T_0 > T_n$) и остается в дальнейшем неизменной.

Нестационарное уравнение теплопроводности с источниками аналогично [3, 4] записывается в безразмерных переменных

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \zeta^2} - \text{Pe} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} + \text{Fk} \exp(\Theta), \quad (1)$$

где $\Theta = (T - T_0)E/RT_0^2$; $\zeta = z/d^2$; $\tau = \kappa t/d$; $\text{Pe} = vd/\kappa$; $\text{Fk} = Qk(T_0)d^2E/c\rho\kappa RT_0^2$; $k(T_0) = k_0 \exp(-E/RT_0)$; E — энергия активации; d — толщина слоя; κ — коэффициент температуропроводности среды; v — скорость прокачки реагента; Q — теплота реакции; c — теплоемкость; ρ — плотность при $T = T_0$; k_0 — предэкспоненциальный множитель; Θ , ζ , τ — безразмерная температура, координата и время; Pe — число Пекле, Fk — параметр Франк-Каменецкого.

На передней границе слоя зададим температуру, равную температуре набегающего потока $\Theta(0, \tau) = 0$, а начальная температура $\Theta_n = (T_n - T_0)E/RT_0^2$. На плоскости $\zeta = 1$ задаются условия теплообмена

$$\frac{\partial \Theta(1, \tau)}{\partial \zeta} + \Phi \text{Pe} \Theta(1, \tau) = -\text{Nu}(\Theta(1, \tau) - \Theta_n). \quad (2)$$

Параметр Φ характеризует способ откачки. При $\Phi = 0$ отсутствует конвективный вынос из слоя, а теплоноситель откачивается через периферийные трубки; при $\Phi = 1$ конвективный поток пронизывает плоскость $\zeta = 1$; Nu — параметр внешней теплоотдачи слоя.

Стационарные режимы. В [1, 2] численно определяются критические стационарные условия теплового взрыва при условиях, когда в (2) $\Phi = 0$, $\Theta_n = 0$, $Nu = \infty$. Зависимости $Fk_*(Pe)$ изображены на рис. 1. При всех Nu различаются два режима: а) кондуктивный теплообмен при малых Pe и слабая зависимость $Fk_*(Pe)$ и б) конвективный теплообмен при $Pe \gg 1$, где независимо от Nu все кривые определяются асимптотой $Fk_* = Pe$. Асимптотика следует из стационарного уравнения, справедливого для больших Pe

$$Pe \frac{d\Theta}{d\zeta} + Fk \exp(\Theta) = 0,$$

и определяется равенством времени движения частицы теплоносителя поперек слоя адиабатическому периоду индукции при температуре набегающего потока.

Можно предложить аппроксимационную формулу вида

$$Fk_*(Pe, Nu) = Pe + Fk_*(0, Nu)\exp(-Pe/\psi(Nu)), \quad (3)$$

учитывающую характер кривых на рис. 1. Второе слагаемое в (3) описывает поведение зависимости $Fk_*(Pe)$ при малых Pe . В [1] предложена аппроксимационная формула для $Pe \ll 1$, но лишь для $Nu = \infty$. Применяв метод интегральных соотношений [5], получим аппроксимацию $Fk_*(Pe, Nu)$ для малых Pe , сравнивая которую с (3), найдем $\psi(Nu)$. Интегрируя уравнение (1) в стационарном случае вначале от ζ до ζ_{\max} , а затем от 0 до ζ_{\max} , где ζ_{\max} — координата точки, в которой достигается максимальная температура в слое, получим

$$-\Theta_{\max} - Pe\Theta_{\zeta_{\max}} + Pe \int_0^{\zeta_{\max}} \Theta d\zeta + Fk \int_0^{\zeta_{\max}} \left(\int_{\zeta}^{\zeta_{\max}} \exp(\Theta) dx \right) d\zeta = 0. \quad (4)$$

Если источник в (4) не зависит от температуры ($\exp(\Theta) = 1$), то стационарное решение (1), (2) при $\Theta_n = 0$ можно представить в виде

$$\Theta = \frac{\Theta_{\max}(\exp(-Pe\zeta_{\max})(1 - \exp(Pe\zeta)) + Pe\zeta)}{(\exp(-Pe\zeta_{\max}) - 1 + Pe\zeta_{\max})}, \quad (5)$$

где координата максимума температуры

$$\zeta_{\max} = \frac{1}{Pe} \ln \left[\frac{Pe \exp(Pe) + Nu(\exp(Pe) - 1)}{Pe(Nu + 1)} \right]. \quad (6)$$

При увеличении скорости продува ζ_{\max} смещается в направлении движения газа и при $Pe \rightarrow \infty \zeta_{\max} \rightarrow 1$, а при уменьшении Pe до нуля $\zeta_{\max} \rightarrow (Nu/2 + 1)/(Nu + 1)$. Использование формулы (5) в дальнейшем нецелесообразно ввиду ее значительной сложности.

Разложение (5) для $Pe \ll 1$ до Pe^2 включительно

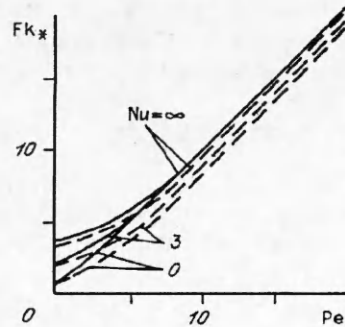


Рис. 1. Зависимость критического параметра Fk_* от Pe .
 - - - численный счет; — расчет по аппроксимационной формуле (3).

$$\Theta = \frac{2\Theta_{\max}}{\xi_{\max}} \xi (1 - \xi / 2\xi_{\max}^2) \quad (7)$$

можно взять в качестве пробного профиля для Θ , так как на отрезке $0 < \xi < \xi_{\max}$ оно обладает следующими свойствами: отражает граничные условия при $\xi = 0$ и достигает максимума при $\xi = \xi_{\max}$. Для облегчения вычислений, как и в [5], используется аппроксимация

$$\exp(\Theta) = 1 + 0,72\Theta + \Theta^2. \quad (8)$$

Подставим (7), (8) в (4) и запишем

$$Fk = \frac{\Theta_{\max}(1 + Pe\xi_{\max}/3)}{\xi_{\max}^2(0,5 + 0,32\Theta_{\max} + 0,37\Theta_{\max}^2)}$$

Критические параметры определяются из условия $\frac{dFk}{d\Theta_{\max}} = 0$, что дает

$$\Theta_{\max,*} = 1,12, \quad Fk_* = 0,87(1 + Pe\xi_{\max}/3)\xi_{\max}^{-2} \quad (9)$$

(из (9) $\Theta_{\max,*}$ — константа, но из расчетов следует слабое увеличение с ростом Pe).

Заметим, что хотя (9) получено для малых Pe , но и при $Pe \rightarrow \infty$ оно дает верную линейную зависимость $Fk_*(Pe)$ с коэффициентом пропорциональности примерно втрое меньше правильного.

Подставляя ξ_{\max} при $Pe = 0$ из (6) в (9), получим с хорошей точностью

$$Fk_*(0, Nu) = 0,87 \frac{(1 + Nu)^2}{(1 + Nu/2)^2}.$$

Учитывая, что (из (9) с учетом (6))

$$\left. \frac{dFk_*}{dPe} \right|_{Pe=0} = \frac{Fk_*(0, Nu)}{3(1 + Nu)(1 + Nu/2)^2} \quad (10)$$

и сравнивая (10) и (3), найдем

$$\Psi(Nu) = \frac{Fk_*(0, Nu)}{\left[1 - \frac{Fk_*(0, Nu)}{3(1 + Nu)(1 + Nu/2)^2} \right]}. \quad (11)$$

Заметим, что при больших Nu формула (3), где $\Psi(Nu)$ вычисляется из (11), дает хорошие не только качественные, но и количественные результаты. Ошибка по сравнению с численным счетом не превышает 10 %.

Если при $\Phi = 1$, $Nu = \infty$ задавать на правой границе слоя температуру меньшую, чем на левой ($\Theta_n < 0$), то охлаждение оказывает значительное влияние на процесс воспламенения. Как отмечено в [2], при $Pe < 0$ (продувка холодного газа) конвективный поток лишь интенсифицирует отвод тепла из слоя, и, как следствие, Fk_* растет с увеличением Pe . Как и в предыдущем случае, при $Pe > 0$ зависимости $Fk_*(Pe)$ линейные и определяются прямой $Fk_* = Pe$.

Нестационарные характеристики. Зависимость времени воспламенения от параметров потока, слоя и химической реакции можно характеризовать удаленностью от критических условий. Поскольку основной безразмерный параметр Fk , немонотонно (при охлаждении правой границы) зависит от скорости прокачки теплоносителя, то и время воспламенения неоднозначно меняется с Pe . На рис. 2 дан пример расчета зависимости периода индукции τ (понимаемого как отрезок времени от начала разогрева до сильного разгона химического тепловыделения и момента вспышки, т.е. неограниченного роста температуры в какой-то точке слоя) от скорости потока (предполагается, что $Pe > 0$) при различных интенсивностях химической реакции. При фикс-

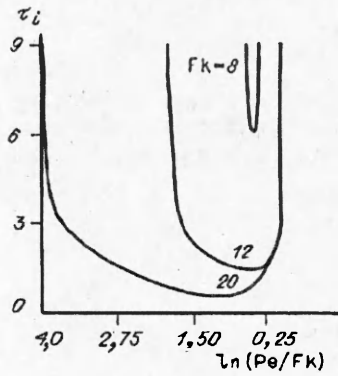


Рис. 2. Зависимость $\tau_i(Re)$ при $\Theta_n = -10$, $Nu = \infty$, $\Phi = 1$.

сированном достаточно большом Fk (большем, чем минимальное значение Fk_* на рис. 2 при заданном Θ_n) очень малый приток тепла за счет конвекции дает левую ветвь $\tau_i(Re)$. При малых Re время заполнения слоя теплоносителем, равное (в безразмерных переменных) Re^{-1} , больше характерного времени химической реакции Fk^{-1} , и увеличение скорости потока ведет к дополнительному разогреву, что проявляется как уменьшение τ_i с ростом Re . Если $Re^{-1} \ll Fk^{-1}$, то за время развития химической реакции тепло будет выноситься из слоя, и это влечет увеличение τ_i с ростом Re вплоть до достижения критических условий ($\tau_i = \infty$).

Таким образом, существует оптимальная скорость потока, определяемая соотношением $Re/Fk = const$, при которой τ_i минимально. Оптимальная скорость пропорциональна толщине слоя d и скорости химического тепловыделения $Qk(T_0)$.

Из рис. 2 можно выяснить характер изменения времени воспламенения от удаленности от критических условий ($\delta Fk = (Fk - Fk_*)/Fk_*$). В непосредственной близости к критическим условиям ($\delta Fk \rightarrow 0$) реализуется режим квазистационарного воспламенения и τ_i наиболее чувствителен к вариации Fk . При очень больших Fk значение τ_i перестает зависеть от Fk и устанавливается на значении, определяемом величиной Re . Этот режим зажигания изучался в [3, 4].

Качественное различие в развитии процессов воспламенения можно видеть на рис. 3, где изображены поведение максимального разогрева в слое и координаты температурного максимума. При малых δFk основное время в ходе воспламенения занимает квазистационарный период, в течение которого не только нет заметного изменения температуры, но и координата максимума (заметно отличающаяся от нуля) практически неизменна. При $\delta Fk > 1$, наоборот, время воспламенения в основном состоит из периода от начала нагрева до возникновения максимума температуры, превышающего температуру набегающего потока. Развитие химического разогрева происходит в непосредственной близости от поверхности втекания теплоносителя и распространяется на весь слой уже на последней стадии воспламенения.

С помощью координаты воспламенения ξ_f можно идентифицировать три характерных режима, как это сделано на рис. 4. При отсутствии продува (кривая $Pe = 0$) слой воспламеняется у поверхности, граничащей с горячим теплоносителем, причем координата вспышки слабо падает с ростом δFk .

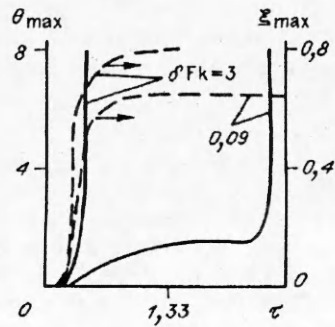


Рис. 3. Максимальный разогрев в слое и координата температурного максимума при $\Theta_n = -10$, $Pe = 10$, $\Phi = 1$, $Nu = \infty$.

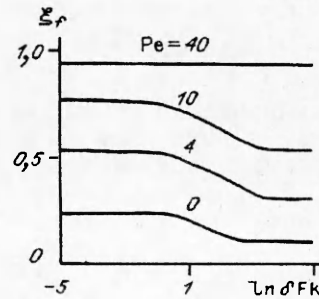


Рис. 4. Координата вспышки при $\Phi = 1$, $Nu = \infty$, $\Theta_n = -10$.

Увеличение скорости прокачки ведет к смещению места воспламенения внутрь слоя. Можно (условно) считать за режим зажигания ситуацию, когда вспышка происходит ближе к горячей (левой) поверхности, чем к холодной (правой), а в противном случае говорить о режиме собственно воспламенения. Тогда при малых Re вся кривая $\zeta_f(\delta Fk)$ с ее тремя характерными участками будет лежать в области зажигания. При достаточно больших Re (например, $Re = 4$) по мере удаления от критических условий ($\delta Fk = 0$) реализуются режимы воспламенения, переходный и зажигания. Наконец, при сильном продуве слоя, когда в ходе индукционного периода воспламенения конвективным потоком тепла охватывается весь слой, реализуется режим воспламенения с точкой воспламенения, снесенной к правой (холодной) границе.

Таким образом, изучен характер критических условий воспламенения продуваемого плоского слоя. В частности, установлен асимптотический характер их зависимости при большой скорости прокачки теплоносителя. Обнаружена немонотонная зависимость времени воспламенения от скорости прокачки и описаны возможные режимы воспламенения и их характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин Е.А., Колесников А.К. К стационарной теории теплового взрыва // ФГВ. — 1978. — 14, 5.
2. Колесников А.К. Тепловой взрыв в слое с границами разной температуры при поперечном движении реагента // Там же. — 1984. — 20, 3.
3. 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.
4. Сеплярский Б.С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // ФГВ. — 1991. — 27, 1.
5. Дик И.Г., Зурер А.Б. Расчет критических условий теплового взрыва в неоднородной среде методом интегральных соотношений // ИФЖ. — 1980. — 38, 1.
6. Франк-Каменецкий Д.А. // Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.

634050, г. Томск,
Государственный университет,
физико-технический факультет

Поступила в редакцию 10/XI 1992,
после доработки — 4/VIII 1993

УДК 541.126

В.Я. Басевич, В.И. Веденеев, В.С. Арутюнов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДЕРЖЕК САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ МЕТАНОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ДВИГАТЕЛЕ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Предлагается приближенная методика моделирования задержек самовоспламенения в двигателях внутреннего сгорания. Процедура предусматривает определение времени химической реакции для процесса самовоспламенения при постоянном объеме (или давлении), эквивалентном реальному времени в двигателе в условиях движения поршня. На примере метановоздушных смесей проведено сравнение опытной и расчетной задержки самовоспламенения, вычисленной с использованием детального кинетического механизма.

Для получения возможности рассчитывать для двигателей внутреннего сгорания (ДВС) диаграмму давления, термический к.п.д. и состав продуктов выхлопа, а также планировать эксперимент, сокращая время и стоимость доводки вновь проектируемых двигателей, необходимо иметь возможность модельного описания физико-химических процессов горения в ДВС.

В принципе предпочтительно строгое неэмпирическое описание горения, основанное на физико-химических представлениях о процессах в цилиндре

© В.Я. Басевич, В.И. Веденеев, В.С. Арутюнов, 1994.