

УДК 536.46

ЗАЖИГАНИЕ ВОЛН ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА ПЛАМЕНЕМ ФИЛЬТРУЮЩЕГОСЯ ГАЗА

Н. А. Какуткина¹, А. А. Коржавин¹, Е. В. Манжос¹, А. Д. Рычков²

¹Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск
kktk@kinetics.nsc.ru

²Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено математическое моделирование зажигания волн фильтрационного горения газа в пористой среде при внешнем инициировании горения фильтрующегося газа. Показано, что температура поверхности пористой среды, при которой пламя входит в нее, является функцией параметров системы. Установлено наличие нижнего и верхнего пределов зажигания по скорости фильтрации газа. Получены зависимости времени зажигания от параметров пористой среды и дана их интерпретация.

Ключевые слова: фильтрационное горение, горение газов, зажигание.

ВВЕДЕНИЕ

Фильтрационное горение газа (ФГГ) — сформировавшийся раздел науки о горении, изучающий горение газа в условиях фильтрации (теплого и гидродинамического взаимодействия с твердой фазой). В настоящее время достаточно хорошо изучены стационарные волны ФГГ. Установлены стационарные режимы горения, тепловые структуры и механизмы распространения волн горения в разных режимах [1, 2]. Изучены параметрические зависимости скорости горения, температуры газовой и конденсированной фаз, рассмотрена природа пределов горения, разработаны математические модели ФГГ различных уровней сложности [1, 3], рассмотрены химические аспекты ФГГ [4]. Значительно хуже исследованы нестационарные процессы ФГГ, включающие зажигание, гашение волн горения, распространение в нестационарных параметрических условиях. В работах [3, 5, 6] изучались цилиндрические и сферические волны ФГГ, нестационарность которых обусловлена изменением скорости течения газа вдоль координаты распространения. Показана возможность автостабилизации или автоускорения волн ФГГ в зависимости от направления потока и места инициирования волны при цилиндрической и сферической геометрии потока. В [7–11] экспериментально и численно изучались одномерные плоские волны ФГГ в неоднородной пористой сре-

де. Показано, что при наличии границы сред в зависимости от параметров газового потока и пористых сред возможна стабилизация волны горения на границе, гашение или переход из одной среды в другую. Горение может сопровождаться скачкообразным переносом зоны реакции через границу, а также временной стабилизацией волны горения на границе сред, в течение которой происходит постепенная перестройка структуры тепловой волны в твердой фазе. В [9, 12] экспериментально и численно изучалось нестационарное ФГГ в условиях скачкообразного изменения скорости газового потока. Показано, что помимо плавной трансформации структуры волны ФГГ с переходом в новое стационарное состояние, изменение скорости потока может приводить к гашению или скачкообразному переносу зоны реакции по или против потока на расстояние порядка нескольких сантиметров. В [12–14] на примере горелок, работающих в режиме реверс-процесса, изучались нестационарные волны ФГГ при периодическом изменении направления потока. Получены эмпирические соотношения между параметрами системы, обеспечивающие оптимальные характеристики реверс-процесса [14].

Зажигание волн ФГГ — начальная стадия работы любого горелочного устройства на основе ФГГ. В устройствах реверс-процесса зажигание является штатным режимом работы горелки при изменении направления газового потока. При этом под зажиганием подразумевается формирование волны ФГГ, т. е. комплекса из волны газового горения и тепловой

волны в пористой среде, при котором горение газа осуществляется внутри пористой среды. Закономерности зажигания волн ФГГ не изучены, поэтому оптимальные режимы формирования волн обычно находят эмпирически. Эксперименты показывают, что в ряде случаев зажигание представляет определенные трудности.

Возможны два типа зажигания волн ФГГ — внешнее (при зажигании газа, вытекающего из пористой среды) и внутреннее (нагретым участком пористой среды). Целью настоящей работы было численное исследование формирования волн ФГГ при внешнем зажигании фильтрующегося газа. Данная постановка вытекает из проведенного ранее исследования прогорания огнепреградителей, показавшего, что именно стадия формирования волн ФГГ часто определяет огнестойкость огнепреградителя [15, 16]. Метод численного моделирования, позволяющий оперативно отслеживать любые изменения характеристик и структуры волны горения, наиболее удобен для выявления механизмов и закономерностей нестационарных процессов формирования волн ФГГ. Чтобы абстрагироваться от частных параметров конкретного инженерного устройства на основе ФГГ, таких как уровень теплопотерь и геометрические размеры, моделирование проводилось для идеального случая — адиабатическая система, полуограниченная пористая среда.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

На рис. 1 представлена схема моделируемой системы. В трубе радиусом R_w располагается пористая среда. Слева в трубу втекает горючая газовая смесь. В начальный момент в свободной части трубы справа от пористой среды смесь поджигается. Если скорость течения газа ниже нормальной скорости горения смеси, пламя распространяется против течения и стабилизируется на поверхности пористой среды. Стабилизированный факел пламени постепенно прогревает пористую среду, и в какой-то момент времени пламя входит в нее, формиру-

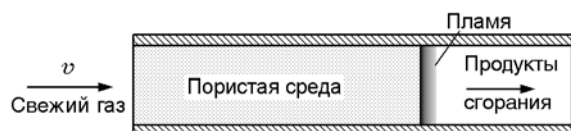


Рис. 1. Схема моделируемой системы

ется волна ФГГ.

Математическая модель состоит из уравнений переноса тепла по газу, пористой среде, переноса массы недостающего компонента газовой смеси, сохранения полного количества вещества в потоке и уравнения состояния:

$$\begin{aligned} \varepsilon_g \rho_g c_g \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_g \lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \\ &+ \alpha_0 S_c (\theta - T) + Q \varepsilon_g \rho_g \eta W, \\ \rho_s (1 - \varepsilon_g) c_s \frac{\partial \theta}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[(1 - \varepsilon_g) \lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \\ &+ \alpha_0 S_c (T - \theta) + 2 \frac{\alpha_w}{R_w} (T_0 - \theta), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_g \rho_g \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + v \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_g \rho_g D \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \varepsilon_g \rho_g \eta W, \\ \frac{\partial \varepsilon_g \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon_g \rho_g v)}{\partial x} &= 0, \end{aligned}$$

$$\rho_g T = \text{const.}$$

Здесь T и θ — температуры газа и инертной пористой среды, η — относительная массовая концентрация недостающего компонента газовой смеси, v — скорость газа, ρ_g и ρ_s — плотности газа и материала пористой среды, c_g и c_s — удельные теплоемкости, λ_g , λ_s — коэффициенты теплопроводности, ε_g — пористость, α_0 — коэффициент межфазного теплообмена, S_c — удельная поверхность пористой среды, D — коэффициент диффузии недостающего компонента газовой смеси, $Q = c_g (T_b - T_0)$ — тепловой эффект реакции, T_b — адиабатическая температура горения газовой смеси, α_w — коэффициент внешней теплоотдачи, $W = k_0 \exp(-E/(RT))$ — скорость обобщенной одностадийной химической реакции, где k_0 — предэкспоненциальный множитель, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная.

Граничные условия для системы (1) задаются в следующем виде. На левой границе трубы: $v = v_{inp}(t)$, $T = T_{inp}$, $\eta = \eta_{inp}$, где индексом inp помечены значения величин на входе. На правой границе задаются «мягкие» краевые условия: $\partial T / \partial x = \partial \eta / \partial x = 0$. Начальные условия ($t = 0$): $v = v_0(x)$, $T = T_0(x)$, $\theta = \theta_0(x)$, $\eta = \eta_0$. Зажигание моделируется заданием в

начальный момент времени ступенчатого профиля температуры газа справа от пористого блока.

Как частный случай, данная система описывает обычное ламинарное пламя в газе. Для этого в системе уравнений необходимо положить $\varepsilon_g = 1$.

Для численного решения системы (1) использовалась конечно-разностная схема, основанная на лагранжевой аппроксимации конвективных членов. Система уравнений (1) записывалась в векторном виде и решалась с помощью векторной прогонки. Поскольку протяженность зоны горения очень мала, то для достаточно точного расчета параметров течения в ней использовалась неравномерная адаптивная разностная сетка, максимальное сгущение которой имело место в окрестности максимума функции тепловыделения. По мере перемещения этого максимума разностная сетка перестраивалась. Для переинтерполяции параметров течения использовались локальные В-сплайны.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При численном моделировании зажигания длина трубы принята равной 250 мм, длина пористой среды 180 мм. Такая длина пористой среды существенно превышает толщину тепловой волны в пористой среде при типичных значениях параметров, что позволяет интерпретировать результаты как зажигание в полуграниченной пористой среде. В качестве горючего газа рассматривались метановоздушные смеси различного состава. Параметры скорости эффективной химической реакции оценены из результатов лабораторных экспериментов по фильтрационному горению метановоздушных смесей [17] и приняты равными $k_0 = 1 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $E = 2.26 \cdot 10^5 \text{ Дж/моль}$. Теплотерями от пористой среды пренебрегали ($\alpha_w = 0$). Программа рассчитывает в каждый момент времени профили температуры газа и пористой среды, профиль концентрации недостающего компонента газовой смеси и определяет координату пламени как точку максимума температуры газа.

На рис. 2 показан пример моделирования зажигания и распространения волны ФГГ. В качестве нулевой координаты принята поверхность пористой среды. Рассматривалась пористая среда со следующими параметрами: $\rho_s =$

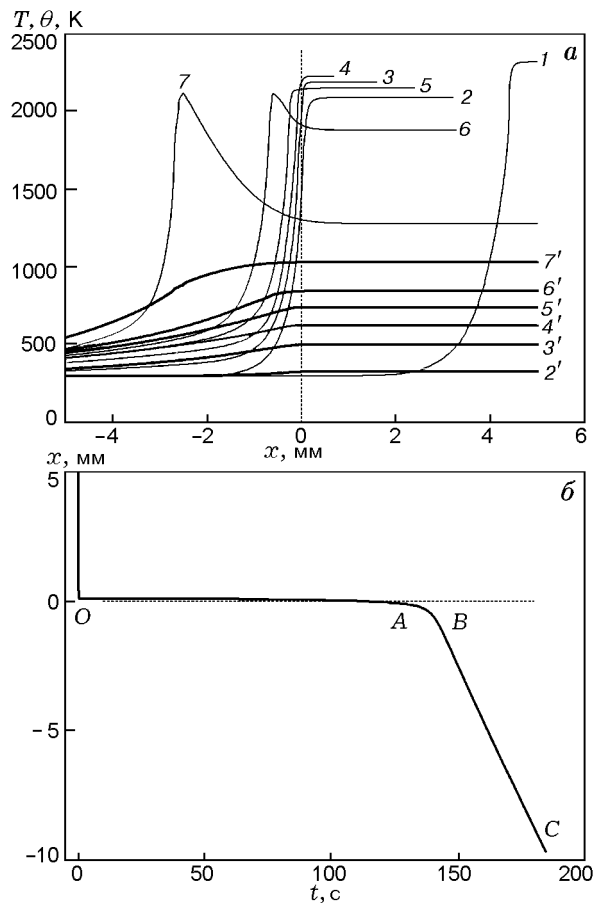


Рис. 2. Типичные температурные профили газа (1–7) и пористой среды (2'–7') в процессе зажигания волны ФГГ (а) и соответствующее изменение координаты пламени во времени (б):

а — время с момента зажигания 0.1 (1), 1 (2, 2'), 30 (3, 3'), 90 (4, 4'), 130 (5, 5'), 140 (6, 6'), 150 с (7, 7'); параметры системы — $c_s = 800 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $\rho_s = 3900 \text{ кг}/\text{м}^3$, $d_s = 3.7 \text{ мм}$, $v_0 = 0.2 \text{ м}/\text{с}$, $\lambda_s = 20 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $T_b = 2320 \text{ К}$, $\varepsilon_g = 0.5$

$3.9 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\varepsilon_g = 0.5$, $c_s = 800 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$. Средний размер зерна принят равным $d_s = 3.7 \text{ мм}$. Коэффициент теплообмена рассчитывался по соотношениям, рекомендованным в [18] для засыпных пористых сред:

$$\alpha_0 = \frac{\text{Nu} \lambda_g}{d_{eff}}, \quad \text{Nu} = 0.395 \text{Re}^{0.64} \text{Pr}^{0.33},$$

$$\text{Re} = \frac{|v| d_{eff} \rho_g}{\mu}, \quad d_{eff} = \frac{2d_s \varepsilon_g}{3(1 - \varepsilon_g)},$$

где Nu, Re и Pr — числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля, d_{eff} — эффективный диа-

метр поры, μ — динамическая вязкость газа. Удельная поверхность определялась по формуле $S_c = 6(1 - \varepsilon_g)/d_s$. Теплопроводность пористой среды λ_s в данном примере равна 20 Вт/(м·К). Использовалась стехиометрическая метановоздушная смесь с $T_b = 2320$ К, $c_g = 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_g = 0.1$ Вт/(м·К).

Согласно рис. 2 после зажигания газа справа от пористого блока пламя, пробежав незаполненную часть трубы от точки зажигания со скоростью $S_u - v_0$ (S_u — нормальная скорость пламени, v_0 — скорость течения газа в незаполненной части трубы), останавливается на границе пористого блока. Высокотемпературное газовое пламя, стабилизированное на границе пористой среды, постепенно разогревает поверхностные слои пористого блока. Теплопотери от пламени в узкой поре с прогретыми стенками меньше, чем с холодными, и в результате пламя входит в пористую среду. В приведенном на рис. 2,б примере эта стадия заняла около 2 мин, ей соответствуют кривые 2–4 на рис. 2,а и участок *OA* на траектории движения волны (рис. 2,б). Все это время координата фронта пламени практически не менялась и совпадала с координатой правой границы пористого блока. После входа пламени в пористую среду достаточно быстро формируется структура волны горения, характерная для ФГГ. Этой стадии соответствуют кривые 5–7 на рис. 2,а и участок *AB* на траектории движения на рис. 2,б. Продолжительность этой стадии примерно 20 с. В течение этого времени в основном завершается формирование стационарной волны ФГГ. Наконец, участок *BC* на рис. 2,б соответствует распространению стационарной волны ФГГ. Эта стадия характеризуется постоянной скоростью распространения и неизменностью температурных профилей газа и пористой среды.

Время зажигания волны ФГГ в данной работе определялось как время, когда координата максимума температуры газа становилась меньше координаты поверхности пористой среды. Помимо времени зажигания, рассчитывали также температуру поверхности пористой среды в момент входа пламени.

Моделирование показало, что температура поверхности пористой среды θ_s , по достижении которой пламя входит в нее, не является величиной постоянной. При этом она слабо зависит от скорости газа. Во всем диапазоне скоростей фильтрации, в котором возмож-

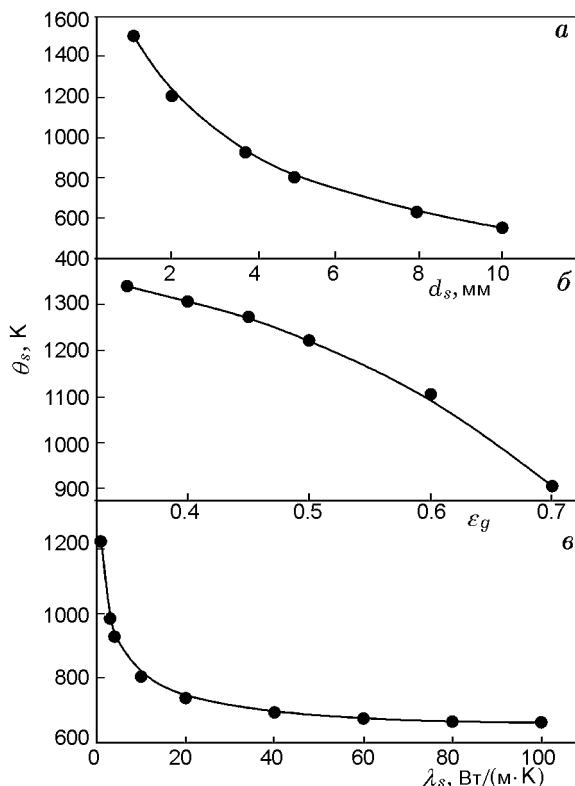


Рис. 3. Зависимости температуры поверхности пористой среды, соответствующей входу пламени в пористую среду, от среднего размера зерна (а), пористости (б) и теплопроводности пористой среды (в):

а, б, в — $T_b = 2320$ К, $c_s = 800$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 3900$ кг/м³, $v_0 = 0.2$ м/с; а, в — $\varepsilon_g = 0.5$; б, в — $d_s = 3.7$ мм; а — $\lambda_s = 4$ Вт/(м·К); б — $\lambda_s = 1$ Вт/(м·К)

но зажигание, температура θ_s изменялась на $100 \div 150^\circ$. Рис. 3 демонстрирует влияние диаметра зерна пористой среды d_s , пористости ε_g и теплопроводности пористой среды λ_s на θ_s . Данные приведены для стехиометрической метановоздушной смеси и скорости газа на входе в пористую среду 0.2 м/с. Диапазоны параметров выбирали исходя из реальной возможности изменения каждого параметра в эксперименте. В этих условиях температура θ_s может меняться на $500 \div 900$ К. Увеличение диаметра пор и пористости приводит к снижению θ_s в рассматриваемых диапазонах всех параметров. Увеличение теплопроводности при малых значениях λ_s , соответствующих зернистым пористым средам, резко снижает θ_s , а дальнейшее увеличение теплопроводности в области, соответствующей канальным пористым средам, прак-

тически не влияет на θ_s . Совершенно нечувствительна температура θ_s к изменению объемной теплоемкости пористой среды $c_s\rho_s$.

Рис. 4 демонстрирует типичные зависимости времени зажигания от скорости течения газа. Зависимости $t_{ign}(v)$ имеют U-образную форму. Существует скорость фильтрации, при которой зажигание осуществляется наиболее быстро. Для приведенных примеров это значение составляет $15 \div 18$ см/с. При малых и больших скоростях фильтрации время зажигания стремится к бесконечности, т. е. зажигание не происходит. Таким образом, можно говорить о верхнем и нижнем пределах зажигания по скорости фильтрации газа и о минимальном времени зажигания, соответствующем минимуму зависимостей $t_{ign}(v)$.

Из рис. 4 следует, что минимальное время зажигания и пределы зависят от параметров пористой среды. Расчеты показывают, что пределы зажигания слабо зависят от среднего размера зерна d_s (в диапазоне $1 \div 7$ мм) и от объемной теплоемкости пористой среды $c_s\rho_s$ (в диапазоне $(1 \div 6) \cdot 10^6$ Дж/(м³·К)). Более чувствительны пределы зажигания к изменению пористости ε_g и теплопроводности пористой среды λ_s (рис. 5). С увеличением пористости существенно увеличивается верхний предел зажигания и соответственно расширяется

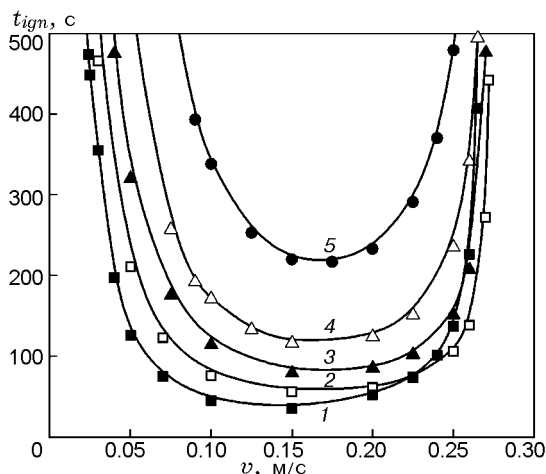


Рис. 4. Зависимости времени зажигания волны ФГГ от скорости течения газа:

1 — $\lambda_s = 4$ Вт/(м·К), $d_s = 3.7$ мм; 2 — $\lambda_s = 4$ Вт/(м·К), $d_s = 7$ мм; 3 — $\lambda_s = 10$ Вт/(м·К), $d_s = 3.7$ мм; 4 — $\lambda_s = 20$ Вт/(м·К), $d_s = 3.7$ мм; 5 — $\lambda_s = 50$ Вт/(м·К), $d_s = 3.7$ мм; $T_b = 2320$ К, $c_s = 800$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 3900$ кг/м³, $v_0 = 0.2$ м/с, $\varepsilon_g = 0.5$

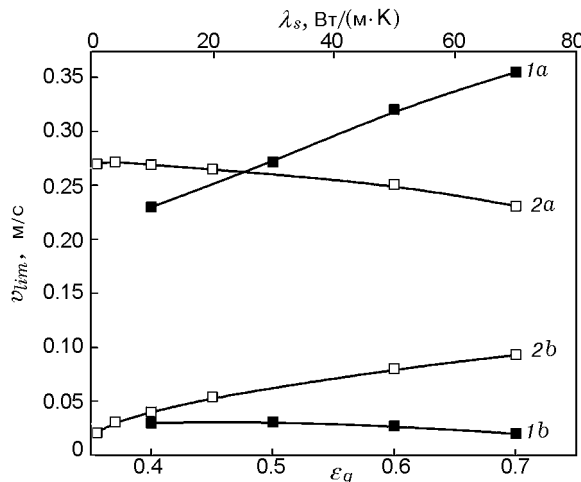


Рис. 5. Зависимости верхнего (а) и нижнего (б) пределов зажигания от пористости (1) и теплопроводности (2) пористой среды:

$T_b = 2320$ К, $c_s = 800$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 3900$ кг/м³, $v_0 = 0.2$ м/с, $\lambda_s = 4$ Вт/(м·К) (1), $\varepsilon_g = 0.5$ (2)

диапазон скоростей, в котором возможно зажигание (рис. 5, кривые 1а и 1б). Рост теплопроводности пористой среды приводит к сужению области зажигания, причем как за счет увеличения нижнего предела, так и за счет снижения верхнего предела зажигания (кривые 2а и 2б на рис. 5).

Минимальное время зажигания (которое в дальнейшем будем обозначать просто t_{ign}), в отличие от пределов, сильно зависит от всех параметров пористой среды (рис. 6). Рост среднего диаметра зерна и пористости приводит к ускорению зажигания, а увеличение теплоемкости и теплопроводности пористой среды — напротив, к увеличению времени зажигания.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рис. 2 позволяет понять механизмы и закономерности, действующие на стадии зажигания волны ФГГ в пористой среде. Распространение пламени по пористой среде с размером пор, меньшим критического, возможно только в связке с тепловой волной в твердой фазе. Поэтому на стадии зажигания пламя должно прогреть близлежащие участки пористой среды и сформировать волну ФГГ. Профиль температуры газа 1 на рис. 2,а представляет собой профиль ламинарного адиабатического газового пламени (зажигалки), распространяющегося стационарно по участку трубы, свобод-

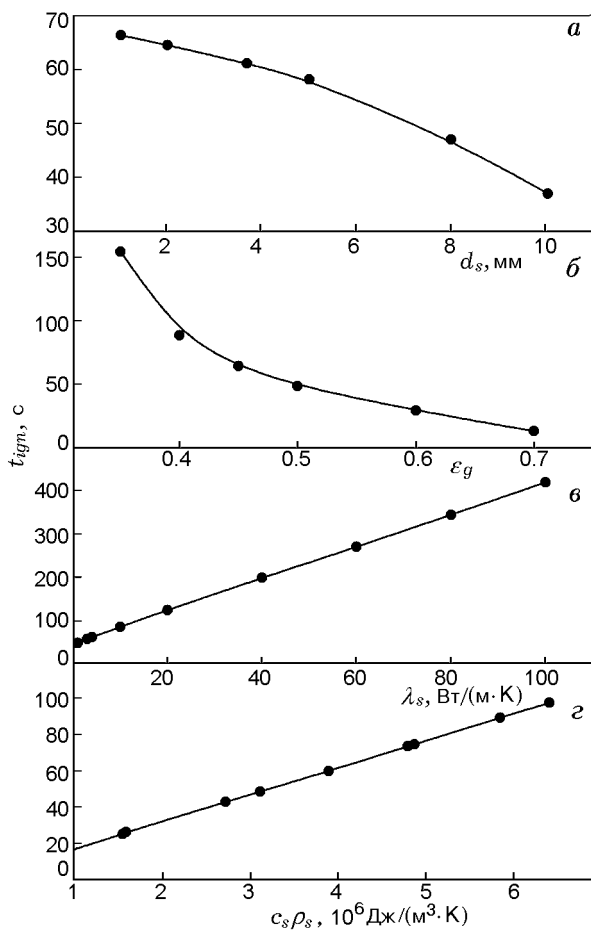


Рис. 6. Зависимости минимального времени зажигания волны ФГГ от среднего размера зерна (а), пористости (б), теплопроводности (в) и объемной теплоемкости (г) пористой среды:

$T_b = 2320$ К, $v_0 = 0.2$ м/с, а, б, в, г — $\varepsilon_g = 0.5$;
 а, б, в — $c_s = 800$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 3900$ кг/м³;
 б, в, г — $d_s = 3.7$ мм; а — $\lambda_s = 4$ Вт/(м·К); б —
 $\lambda_s = 1$ Вт/(м·К)

ному от пористой среды. Далее пламя подходит к границе пористого блока и останавливается. Стабилизация происходит за счет того, что при подходе пламени вплотную к пористому блоку часть зоны подогрева пламени оказывается в поровом пространстве (см. профиль 2 на рис. 2,а). При этом снижается температура пламени (ср. профили 1 и 2 на рис. 2,а), что обусловлено теплопотерями от пламени в пористую среду. Согласно [19] это приводит к уменьшению нормальной скорости пламени, которая уравнивается скоростью потока фильтрующегося газа. Если бы температура пористой среды не менялась (случай бесконеч-

но большой теплопроводности пористой среды), пламя так и осталось бы стабилизированным на границе пористого блока. Однако пористая среда прогревается за счет межфазного теплообмена с газом в поровом пространстве (см. рис. 2,а, профиль 2'). Сначала ее прогрев идет очень медленно, поскольку в поровом пространстве располагается только низкотемпературная часть пламени. По мере прогрева приповерхностных слоев пористой среды становится заметным действие теплопроводности, в результате чего тепло переносится в глубь среды. В итоге уже через 0.5 мин (см. рис. 2,а, кривые 3, 3') в структуре волны горения появляется область, где температура пористой среды выше, чем газа (область отрицательного температурного напора). При этом возникает положительная обратная связь. Новые порции газа, проходя область с отрицательным температурным напором, подогреваются, увеличивая энтальпию горящего газа. Это приводит к повышению температуры горения газа (ср. профили 2 и 3) и незначительному смещению пламени в глубь пористой среды. По мере входа в пористую среду высокотемпературной зоны пламени теплопотери от пламени увеличиваются, в результате чего снижается максимальная температура газа (см. рис. 2,а, кривая 5). Одновременно ускоряется прогрев пористой среды. Когда температура поверхности пористой среды достигает некоторого значения θ_s , пламя входит в пористую среду, т. е. координата максимума температуры газа оказывается в области пористой среды. Вход высокотемпературной зоны газового горения в поровое пространство приводит к резкому увеличению разницы температур газа и пористой среды и, как следствие, к быстрому разогреву пористой среды. После этого начинается быстрое формирование волны ФГГ с характерным пиком температуры газа и распространение зоны горения по пористой среде.

Попытаемся протестировать возможные физические модели зажигания волн ФГГ для определения их способности объяснить полученные параметрические зависимости. Одна из моделей зажигания волн ФГГ состоит в том, что пламя, стабилизированное на поверхности пористой среды, прогревает приповерхностные слои до температуры, обеспечивающей самовоспламенение газовой смеси при ее течении через пористую среду. В этом случае θ_s должна быть выше температуры самовоспламене-

ния соответствующей газовой смеси. Согласно справочным данным температура самовоспламенения стехиометрической метановоздушной смеси составляет 810 К [20]. Из рис. 3 видно, что в ряде случаев θ_s значительно меньше этой величины, по крайней мере при больших значениях d_s и λ_s . Это обстоятельство указывает на несостоятельность модели самовоспламенения при зажигании волн ФГГ.

В основе другой возможной модели лежит концепция критического уровня теплотерь. Согласно классической теории предела [19] горение газа в канале (поре) возможно, когда число Пекле $Pe = S_u d / \alpha$ больше известного критического значения Pe_{cr} . Здесь S_u — нормальная скорость горения газовой смеси, d — диаметр канала, α — температуропроводность свежей смеси. Данный критерий получен из рассмотрения критического уровня теплотерь от пламени в стенки канала. Модель предполагает однородную вдоль пламени температуру стенки канала T , совпадающую с начальной температурой газа. Чтобы адаптировать модель для условий горения в пористой среде, под T будем понимать осредненную по толщине пламени температуру приповерхностных слоев пористой среды $\bar{\theta}_s$ в момент входа пламени в пористую среду. Начальную температуру газа также будем считать равной $\bar{\theta}_s$, что вполне обоснованно, по крайней мере при сильном теплообмене. Выразим Pe через параметры системы. Воспользуемся температурной зависимостью нормальной скорости в степенном виде [21] $S_u = S_{u0} (\bar{\theta}_s / T_0)^n$. Здесь S_{u0} — нормальная скорость горения при $T_0 = 300$ К, n — температурный показатель ($1 < n < 3$). Температуропроводность $\alpha \approx \alpha_0 (\bar{\theta}_s / T_0)^{1.5}$. Средний диаметр пор d выразим через диаметр зерна d_s в предположении сферической формы зерна: $d = 2d_s \varepsilon_g / 3(1 - \varepsilon_g)$. Тогда условие, обеспечивающее возможность горения газа в поре, приобретает вид

$$Pe = \frac{2S_{u0}d_s\varepsilon_g}{3\alpha_0(1-\varepsilon_g)} \left(\frac{\bar{\theta}_s}{T_0} \right)^{n-1.5} > Pe_{cr}. \quad (2)$$

Принимая $n = 2$ [21], получаем выражение для $\bar{\theta}_s$, обеспечивающее возможность горения газа в пористой среде:

$$\frac{\bar{\theta}_s}{T_0} = \left(\frac{3Pe_{cr}\alpha_0(1-\varepsilon_g)}{2S_{u0}d_s\varepsilon_g} \right)^2. \quad (3)$$

Осталось выразить $\bar{\theta}_s$ через θ_s . Проведем разложение температуры пористой среды вблизи

поверхности и осредним ее по толщине зоны пламени δ :

$$\bar{\theta}_s = \frac{1}{2} \left[\theta_s + \left(\theta_s - \frac{d\theta_s}{dx} \delta \right) \right] = \theta_s - \frac{\delta}{2} \frac{d\theta_s}{dx}. \quad (4)$$

Здесь $\frac{d\theta_s}{dx}$ — градиент температуры пористой среды на поверхности. Объединяя (3) и (4), запишем

$$\theta_s = T_0 \left[\frac{3Pe_{cr}\alpha_0(1-\varepsilon_g)}{2S_{u0}d_s\varepsilon_g} \right]^2 + \frac{\delta}{2} \frac{d\theta_s}{dx}. \quad (5)$$

Второй член в (5) существен, только когда температура пористой среды вблизи поверхности заметно меняется в пределах толщины пламени. Крутизна температурного профиля определяется теплопроводностью пористой среды λ_s : чем меньше λ_s , тем круче температурный профиль и больше градиент $d\theta_s/dx$. Поэтому вклад второго члена в (5) возрастает с уменьшением λ_s . Расчеты показывают, что второй член становится заметен при $\lambda_s < 10$ Вт/(м·К).

Из (5) следует, что температура θ_s должна падать с ростом d_s и ε_g в полном соответствии с рис. 3, а, б. От плотности и теплоемкости стенок канала теплотери не зависят, поэтому понятно отсутствие зависимости θ_s от $c_s \rho_s$. От теплопроводности пористой среды теплотери от пламени в пористую среду также не зависят. Однако, как показано выше, с уменьшением λ_s растет второй член в (5). Поэтому температура θ_s должна падать с ростом λ_s в диапазоне малых значений λ_s и стремиться к постоянной величине при больших значениях λ_s , определяемых первым членом в (5). Именно такое поведение зависимости $\theta_s(\lambda_s)$ демонстрирует рис. 3, в. Таким образом, модель, основанная на критическом уровне теплотерь от пламени в пористую среду, дает параметрические зависимости, качественно совпадающие с результатами численного моделирования. Это позволяет использовать ее как основу для разработки аналитической модели зажигания волн фильтрационного горения газа.

ВЫВОДЫ

1. Проведено математическое моделирование зажигания волн ФГГ в полуограниченной адиабатической пористой среде пламенем, стабилизированным на выходе из пористой среды.

Выявлены механизмы, действующие при формировании волны ФГГ.

2. Показано наличие нижнего и верхнего пределов зажигания по скорости газа.

3. Установлены параметрические зависимости температуры поверхности и минимального времени зажигания от пористости, среднего размера зерна пористой среды, ее объемной теплоемкости и теплопроводности. Проведен анализ результатов на основе двух возможных моделей зажигания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С.** Фильтрационное горение газа // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / под ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988.
2. **Vabkin V. S.** Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // Pure Appl. Chem. — 1993. — V. 65, N 2. — P. 335–344.
3. **Доброго К. В., Жданок С. А.** Физика фильтрационного горения газов. — Минск: НАН Беларуси, Ин-т тепло-и массообмена им. А. В. Лыкова, 2002.
4. **Футько С. И., Жданок С. А.** Химия фильтрационного горения газов. — Минск: Белорусская наука, 2004.
5. **Какуткина Н. А., Бабкин В. С.** Закономерности распространения сферических волн фильтрационного горения газа в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 1. — С. 60–66.
6. **Дробышев В. И.** Численное исследование процессов горения в цилиндрической пористой горелке // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 17–21.
7. **Barra A. J., Diepvens G., Ellzey J. L., Henneke M. R.** Numerical study of the effects of material properties on flame stabilization in a porous burner // Combust. Flame. — 2003. — V. 134. — P. 369–379.
8. **Barra A. J., Ellzey J. L.** Heat recirculation and heat transfer in porous burners // Combust. Flame. — 2004. — V. 137. — P. 230–241.
9. **Какуткина Н. А., Мбарава М.** Переходные процессы при фильтрационном горении газов // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 5. — С. 62–73.
10. **Лаевский Ю. М., Яушева Л. В.** Моделирование процессов фильтрационного горения газов в неоднородных пористых средах // Сиб. журн. вычислит. математики. — 2009. — Т. 12, № 2. — С. 171–187.
11. **Какуткина Н. А., Рычков А. Д.** Закономерности фильтрационного горения газа в неоднородной пористой среде // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 4. — С. 13–24.
12. **Какуткина Н. А., Рычков А. Д.** Моделирование нестационарных процессов фильтрационного горения газа // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 44–51.
13. **Contarin F., Saveliev A. V., Fridman A. A., Kennedy L. A.** A reciprocal flow filtration combustor with embedded heat exchangers: numerical study // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 2003. — V. 46, N 6. — P. 949–961.
14. **Hoffman J. G., Echigo R., Yoshida H., Tada S.** Experimental study on combustion in porous media with a reciprocating flow system // Combust. Flame. — 1997. — V. 111. — P. 32–46.
15. **Какуткина Н. А., Коржавин А. А., Намятов И. Г., Рычков А. Д.** Закономерности распространения пламени через насадку коммуникационных огнепреградителей // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 23–38.
16. **Какуткина Н. А., Коржавин А. А., Рычков А. Д.** Закономерности прогорания пористых огнепреградителей с канальным огнегасящим элементом // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 35–43.
17. **Какуткина Н. А., Коржавин А. А., Мбарава М.** Особенности фильтрационного горения водородо-, пропано- и метановоздушных смесей в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 8–20.
18. **Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем. — Л.: Химия, 1979.
19. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения. — М.: Наука, 1980.
20. **Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справ. изд. Кн. 1 / ред. А. Н. Баратов, А. Я. Корольченко, Г. Н. Кравчук и др.** — М.: Химия, 1990.
21. **Щетинков Е. С.** Физика горения газов. — М.: Наука, 1965.

Поступила в редакцию 22/III 2013 г.,
в окончательном варианте — 21/X 2013 г.