

ЭФФЕКТЫ СЕЛЕКТИВНОЙ ДИФФУЗИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ И ГАШЕНИИ ПЛАМЕНИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. А. Коржавин, В. А. Бунев, В. С. Бабкин, А. С. Клименко*

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, korzh@kinetics.nsc.ru

*ОАО «НПП ЗВЕЗДА», 140070 Томилино Московской обл.

Экспериментально исследовано распространение пропановоздушных пламен в инертной высокопористой среде при разбавлении смеси азотом и обогащении кислородом. Показано, что вариация концентрации азота или кислорода приводит к более существенному изменению скорости распространения пламени в пористой среде по сравнению с изменением нормальной скорости; при добавке азота рост скорости пламени с начальным давлением становится слабее, концентрационная область распространения пламени — уже. Число Пекле на пределе распространения пламени, построенное по нормальной скорости исходной смеси, не является константой, а зависит от коэффициента избытка топлива и содержания азота в смеси. Дана физическая интерпретация полученных результатов на основе гипотезы о селективной диффузии. Показано, что учет влияния чисел Льюиса топлива и окислителя позволяет количественно описать единой зависимостью скорость распространения пламени в инертной пористой среде в широких пределах изменения параметров. Число Пекле на пределе, построенное по нормальной скорости с учетом этих эффектов, является константой.

Ключевые слова: горение, пористая среда, число Льюиса, нормальная скорость.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы горения газа в инертных пористых средах наряду с научным интересом представляют особый интерес в различных приложениях: энергетике, химической и строительной технологиях, экологии, пожаро- и взрывобезопасности.

Задача о горении газа в закрытой системе с инертной пористой средой является сравнительно новой и малоисследованной. Высокие значения объемной теплоемкости, гидравлического сопротивления, удельной поверхности пористой среды предопределяют появление новых эффектов, связанных с потерей тепла и импульса, с развитием турбулентности, с быстрой тепловой релаксацией, с изменением структурных свойств среды. Пористая среда принципиально изменяет характер и закономерности сгорания газа в закрытом сосуде: основные динамические характеристики процесса, такие как скорость фронта пламени, давление и другие, зависят не только от свойств газовой смеси, но и от свойств пористой среды и геометрии сосуда.

В настоящее время известно пять четко

выраженных стационарных режимов распространения волны газового горения в инертной пористой среде. Это режим низкой скорости с характерными скоростями волн $u \cong 10^{-4}$ м/с; высокоскоростной режим со скоростью $S \cong 0.1 \div 10$ м/с; режим звуковых скоростей ($S \cong 10^2$ м/с); режимы низкоскоростной детонации ($D \cong 800 \div 1500$ м/с) и нормальной детонации с потерями тепла и импульса ($D \cong 1500 \div 2500$ м/с) [1]. Эти режимы отличаются друг от друга не только диапазонами характерных скоростей, но также и другими особенностями, в том числе и механизмами «передачи» химической реакции в волне горения.

Неравновесные процессы межфазного обмена массой, энергией и импульсом в пористой среде протекают достаточно быстро, и это определяет возможность эффективного снижения давления, скорости нарастания давления, снижения скорости распространения и гашение пламени, т. е. определяет возможность контроля взрывных процессов, что является одним из важнейших аргументов для использования пористой среды в целях взрывозащиты. Существование стационарных режимов с различными значениями скоростей волн и максимальных давлений в них означает, что обычно не контролируемые процессы развития де-

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 03-03-32357).

тонации становятся принципиально контролируемые за счет подбора параметров пористых сред. Экспериментально показано, что в пористых средах пламена ускоряются и достигают высоких скоростей так же эффективно, как в шероховатых трубах или в трубах с периодическими препятствиями такими, как спирали, сетки и т. п. Существует, в общем, несколько одновременно действующих ускоряющих факторов, и важно то, что существует положительная обратная связь между скоростью распространения пламени и движением свежего газа. Ускорение пламени вызывает турбулизацию и ускорение газового потока, которое, в свою очередь, приводит к ускорению пламени. Таким образом, медленные пламена в гладких трубах могут ускоряться до сверхзвуковых скоростей в шероховатых трубах. С другой стороны, существование быстрых дозвуковых стационарных пламен в пористых средах указывает на наличие, наряду с ускоряющими, замедляющих факторов, которые стабилизируют скорость пламени. Природа наиболее вероятного стабилизирующего фактора связана с локальным гашением химической реакции вследствие интенсивного теплообмена в зоне турбулентного пламени.

С ускорением пламени увеличивается скорость газа в зоне горения и, следовательно, интенсифицируется теплообмен как в газе, так и на границе раздела фаз. Можно предположить, что если характерное время тепловой релаксации станет меньше, чем характерное время химического превращения, то пламя погаснет. Так как турбулентный поток содержит спектр мгновенных скоростей газа, то погаснут те части пламени, которые движутся с максимальными скоростями. А эти максимальные скорости определяют общую скорость процесса. Таким образом, скорость пламени стабилизируется на уровне максимальных пульсаций, дозванных по условиям гашения пламени.

Когда пламя в предварительно перемешанной смеси распространяется в канале при околопредельных условиях, теплотери приводят к неравномерному распределению температуры вдоль фронта пламени, локальному изменению нормальной скорости и кривизны фронта пламени. Искривление фронта пламени, в свою очередь, вызывает эффекты селективной диффузии, растяжение фронта, увеличение его площади и т. п. Поведение искривленных пламен в условиях сильных теплопо-

терь изучено меньше. В работе [2] численно исследовано распространение искривленных пламен в прямоугольной трубе вблизи предела распространения при условии равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности, т. е. при условии, что $Le = 1$ ($Le = \alpha/D$ — число Льюиса, где α — температуропроводность, а D — коэффициент диффузии недостающего реагента). Показано, что при наличии теплопотерь скорость реакции вблизи стенки пренебрежимо мала. Зона пламени уширена. С ростом теплопотерь растет кривизна фронта пламени. Фронт пламени имеет квазипараболическую форму. Аналогично в [3, 4] изучалось распространение и гашение пламени между параллельными пластинами и в круглых трубах. Показано, что в каналах с размером вблизи критического пламя имеет выгнутую в направлении свежей смеси форму. Для каналов критических размеров, где важную роль играют диффузионно-тепловые процессы, можно предположить на основе гипотезы селективной диффузии, что в выгнутых в сторону свежей смеси пламенах, вследствие различия коэффициентов диффузии топлива и окислителя, легкий, наиболее мобильный компонент обогащает зону химической реакции вблизи лидирующей точки пламени. Это приводит к локальному увеличению нормальной скорости, когда мобильный компонент является недостающим реагентом, и к снижению нормальной скорости, когда он в избытке. Можно ожидать, что на бедном пределе водородных и метановых пламен и на богатом пределе для тяжелых углеводородов происходит увеличение нормальной скорости S_u относительно $S_{u,i}$ — нормальной скорости плоского пламени, а значения критического числа Пекле Pe , построенного по величине $S_{u,i}$, будут низкими. Эта гипотеза нашла подтверждение в работах [5, 6]. Были изучены пределы распространения в инертных пористых средах в режиме высоких скоростей. Показано, что критическое число Pe не является константой при вариации состава смеси, а растет с обогащением топливом в водородных и метановых пламенах и падает в пламенах тяжелых углеводородов.

С точки зрения взрывозащиты среди различных режимов распространения пламени в пористых средах особый интерес представляет режим высоких скоростей. При относительно низких скоростях, характерных для этого режима, ограничение скорости пламени обуслов-

лено кондуктивно-конвективными теплотерями из зоны пламени в пористую среду. Важно, что в этом режиме максимальное давление может определяться не только термодинамикой процесса, но и его динамикой, т. е. скоростью сгорания, а также геометрией системы [7, 8]. Из феноменологической теории режима высоких скоростей известно [1, 7], что скорость распространения пламени в этом режиме очень чувствительна к изменению нормальной скорости ламинарного пламени. Поэтому можно ожидать, что любые изменения нормальной скорости (флегматизация, промотирование смеси) могут оказывать существенное воздействие как на динамику сгорания, так и на развиваемые максимальные давления, а также на пределы распространения пламени.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния добавок азота и кислорода на скорость и пределы распространения пропановоздушных пламен в режиме высоких скоростей в высокопористой инертной среде (пенополиуретане) при различных начальных давлениях, а также интерпретация полученных результатов на основе гипотезы селективной диффузии.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты выполнялись в закрытой квадратной трубе сечением 48×48 мм, длиной 3 м. Труба была заполнена открыто-ячеистым терморегулированным (с открытыми порами) пенополиуретаном пористостью $\varepsilon = 0.97 \div 0.98$. Пенополиуретан — это система пор с внутренним диаметром $3 \div 4$ мм. Каждая пора окружена каркасом из стержней толщиной 0.2 мм, образующих $8 \div 12$ ячеек размером $2.0 \div 2.2$ мм. Горение заданной смеси инициировалось в верхней части трубы. Использовались смеси, заранее приготовленные в смесителе высокого давления по парциальным давлениям компонентов. Точность приготовления смеси 0.05 об. %. Процент добавки азота соответствует проценту разбавления данной пропановоздушной смеси. Обогащенные кислородом смеси были стехиометрического состава, в которых в качестве окислителя использовалась «атмосфера» с соответствующим содержанием кислорода (22, 23, 24 %). Измерение стационарной скорости проводилось с помощью фотодиодов, расположенных на окнах трубы. В процессе распространения пламени давление в трубе изменялось незначительно.

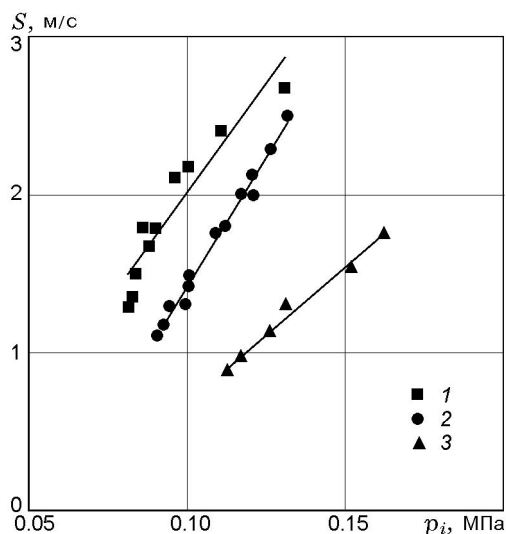


Рис. 1. Зависимость скорости распространения пропановоздушного пламени в пенополиуретане от начального давления при различных концентрациях пропана:

1 — 5.0 %, 2 — 4.0 %, 3 — 6.0 %

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Изучались зависимости скорости пламени от начального давления для различных смесей пропан — кислород — азот. Полученные данные для пропановоздушных смесей без разбавления азотом приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что чем выше начальное давление, тем выше скорость пламени для всех смесей, несмотря на снижение нормальной скорости с ростом начального давления. Самой активной из представленных смесей является богатая смесь 5 % C_3H_8 + воздух. Скорости пламени стехиометрической смеси и более богатых, чем эта, смесей ниже при тех же давлениях. Предел по давлению (самая левая точка) для указанной смеси также самый низкий.

На рис. 2 представлены зависимости скорости пламени от начального давления для различных стехиометрических смесей, как разбавленных азотом, так и обогащенных кислородом. Видно, что разбавление азотом снижает скорость пламени и увеличивает давление на пределе, а обогащение кислородом увеличивает скорость пламени и снижает давление на пределе. Характер зависимости такой же, как и на рис. 1.

На рис. 3 приведены зависимости скорости пламени от начального давления для смеси 5 % C_3H_8 + воздух при разбавлении и без разбав-

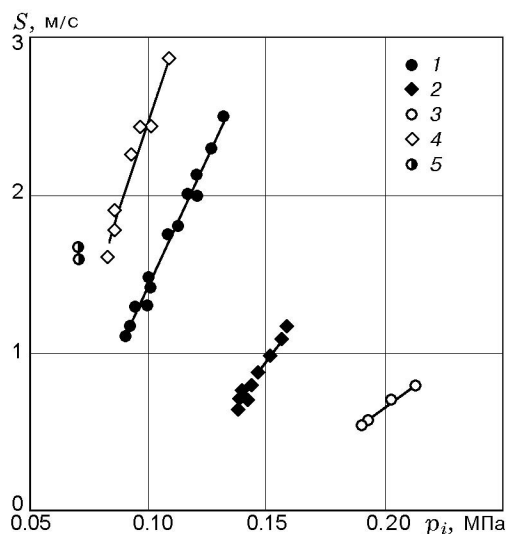


Рис. 2. Зависимость скорости распространения пламени в пенополиуретане от начального давления для различных стехиометрических смесей:

1 — C_3H_8 + воздух; 2 — C_3H_8 + воздух + 10 % N_2 , 3 — C_3H_8 + воздух + 15 % N_2 ; 4 — C_3H_8 + (23 % O_2 + 77 % N_2), 5 — C_3H_8 + (24 % O_2 + 76 % N_2)

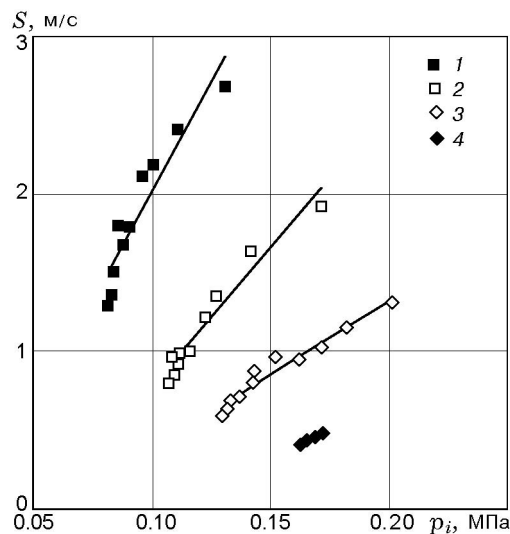


Рис. 3. Зависимость скорости распространения пламени в пенополиуретане от начального давления при разбавлении смеси 5.0 % пропана + воздух:

1 — без разбавления, 2 — +10 % N_2 , 3 — +15 % N_2 , 4 — +20 % N_2

ления азотом. Наблюдаются те же тенденции, что и на рис. 2, но более четко видно, что для более разбавленной смеси рост скорости пламени с начальным давлением становится слабее.

На рис. 4 представлены зависимости скорости пламени от начального давления для смеси 6 % C_3H_8 + воздух при разбавлении и без разбавления азотом, а также для смеси 6.5 % C_3H_8 + воздух. Видно, что зависимость для смеси 6.5 % C_3H_8 + воздух близка к зависимости для смеси 6 % C_3H_8 + воздух, разбавленной 10 % N_2 . Так что можно предположить, что в этом случае добавка 0.5 % C_3H_8 к данной смеси действует так же, как добавка 10 % N_2 . Общий характер зависимостей тот же, что и на рис. 1–3.

На рис. 5 приведены зависимости предельного давления от коэффициента избытка топлива ϕ для смесей пропан — воздух — азот, $\phi = \frac{c_f}{c_{ox}} \frac{c_{ox, st}}{c_{f, st}}$, $c_{ox} = (1 - c_f)(1 - c_{in})$. Здесь c_f — концентрация топлива, c_{in} — концентрация избыточного азота, индексом *st* обозначены соответствующие значения при стехиометрии. Наилучшие условия для распространения пламени соответствуют значению $\phi = 1.25$, как для разбавленных, так и не разбавленных азотом смесей.

Из данных на рис. 1–4 видно, что скорость волны горения зависит от состава смеси и

начального давления. Из феноменологической теории распространения пламени в режиме высоких скоростей [1] известно, что скорость зависит от таких параметров, как нормальная скорость ламинарного пламени S_u , давление смеси p_i и характерный размер канала пористой среды d . В работе [1] показано, что в широком диапазоне параметров данные по скоростям обобщаются единой зависимостью

$$Re \sim Pe^3, \tag{1}$$

где $Re = \frac{(S - S_u)d}{\nu}$ — число Рейнольдса, $Pe = \frac{S_u d}{\alpha}$ — число Пекле, S — скорость пламени в пористой среде, α — температуропроводность, ν — кинематическая вязкость ($\alpha \propto 1/p_i$, $\nu \propto 1/p_i$). Эта зависимость получена в предположении о локальном гашении пламени в самых быстрых пульсациях вследствие конвективного охлаждения пламени [1]. Развиваемый подход близок к концепции Я. Б. Зельдовича о том, что скорость распространения пламени в турбулентном потоке газа определяется максимальными пульсациями, которые являются лидирующими точками, и к концепции В. Р. Кузнецова об универсальности структуры этих точек и гашения пламени в них [9]. Существенное различие состоит в том, что в [9] гашение пла-

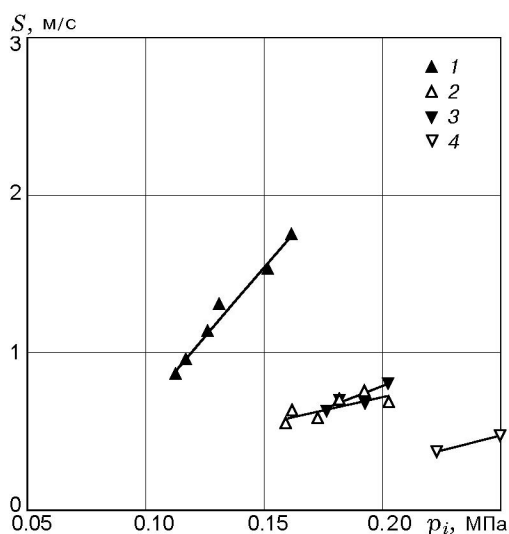


Рис. 4. Зависимость скорости распространения пламени в пенополиуретане от начального давления для смеси 6.0 % пропана + воздух (1 — без разбавления, 2 — +10 % N_2 , 3 — +15 % N_2), а также для смеси 6.5 % пропана + воздух (4)

мени в лидирующих точках вызвано гидродинамическими возмущениями фронта пламени, а в [1] и в нашем случае — теплопотерями в стенку узкого канала.

В данной работе нормальные скорости для смесей пропан — кислород — азот рассчитывались по методике [10, 11]. Кинетический механизм принят согласно [12]. Для моделирования пламени и расчета равновесных состояний использовалась та же кинетическая схема с термодинамической базой данных для частиц, а также рекомендованные значения констант скорости прямых реакций. Константы обратных реакций вычислялись автоматически с использованием констант равновесия. Расчет нормальных скоростей для данного состава проводился в некотором диапазоне начальных давлений, включающем экспериментальные значения. Полученный ряд значений нормальной скорости при данном составе и различных давлениях аппроксимировался зависимостью $S_{u,i} = S_{u,0}(p_i/p_0)^n$, где $S_{u,i}$ — нормальная скорость при давлении p_i , $S_{u,0}$ — нормальная скорость при $p_0 = 0.1$ МПа, n — барический показатель нормальной скорости смеси. Диапазоны давлений и составов выбирались так, чтобы нормальная скорость и барический показатель при любом нужном для об-

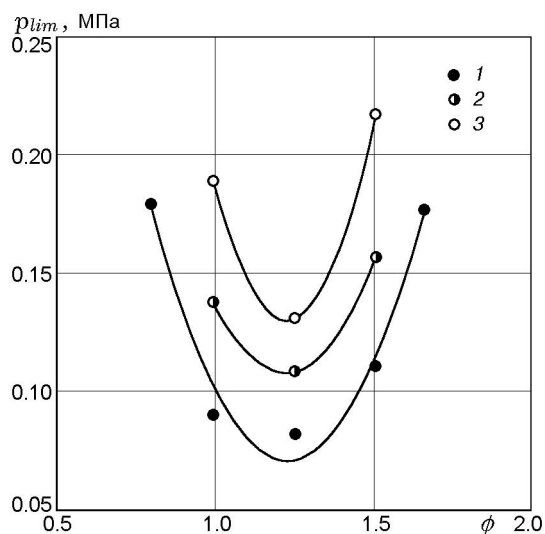


Рис. 5. Зависимость начального давления на пределе распространения пламени от коэффициента избытка топлива при разбавлении смесей пропан — воздух:

1 — без разбавления, 2 — +10 % N_2 , 3 — +15 % N_2

работки эксперимента составе получались интерполяцией. Расчетные значения нормальных скоростей представлены в табл. 1.

При уменьшении значений $S_{u,i}$, p_i , d стационарный режим распространения пламени ограничивается нижним (по этим параметрам) пределом. В табл. 2 представлены исходные данные рис. 5 и их обработка в безразмерных критериях Re_0 и Re^* . Здесь Re_0 — значение критерия Пекле на пределе распространения пламени, вычисленное по начальным параметрам (p_{lim} , ϕ), также приведенным в табл. 2, а Re^* — по нормальной скорости, полученной с учетом эффектов селективной диффузии. Критические значения числа Re_0 лежат в диапазоне $Re_0 = 16 \div 70$, среднее значение по всем представленным данным 40.7, стандартное отклонение 51 %. Видно, что значения числа Пекле снижаются с обогащением смеси топливом. Эти результаты согласуются с полученными ранее результатами экспериментов по гашению пламени неразбавленных смесей в пористой среде и соответствуют (с общепринятой точностью) критическим условиям гашения ламинарного пламени на кондуктивном пределе $Re = const$.

На рис. 6 представлены данные рис. 1–4, обработанные в безразмерных параметрах Re , Re_0 . Видно, что для каждой серии данных чис-

Таблица 1

Состав смеси	p , МПа	$S_{u,0}$, см/с	n	ϕ
3.25 % C_3H_8 + воздух	0.1 ÷ 0.22	33.64	-0.31	0.80
4.0 % C_3H_8 + воздух	0.08 ÷ 0.2	44.37	-0.25	1.00
4.0 % C_3H_8 + воздух + 10 % N_2	0.12 ÷ 0.18	36.32	-0.29	1.00
4.0 % C_3H_8 + воздух + 15 % N_2	0.18 ÷ 0.22	29.12	-0.33	1.00
5.0 % C_3H_8 + воздух + 0 % N_2	0.06 ÷ 0.13	38.88	-0.21	1.25
5.0 % C_3H_8 + воздух + 10 % N_2	0.06 ÷ 0.18	27.54	-0.29	1.25
5.0 % C_3H_8 + воздух + 15 % N_2	0.12 ÷ 0.20	22.77	-0.37	1.25
5.0 % C_3H_8 + воздух + 20 % N_2	0.12 ÷ 0.20	17.43	-0.40	1.25
6.0 % C_3H_8 + воздух + 0 % N_2	0.10 ÷ 0.20	13.31	-0.26	1.52
6.0 % C_3H_8 + воздух + 10 % N_2	0.14 ÷ 0.20	8.20	-0.23	1.52
6.0 % C_3H_8 + воздух + 15 % N_2	0.20 ÷ 0.26	6.36	-0.24	1.52
4.2 % C_3H_8 + «атмосфера» (22 % O_2 + 78 % N_2)	0.098 ÷ 0.12	50.12	-0.25	1.00
4.4 % C_3H_8 + «атмосфера» (23 % O_2 + 77 % N_2)	0.082 ÷ 0.108	55.03	-0.18	1.00

Таблица 2

p_{lim} , МПа	C_3H_8 , %	ϕ	Re_0	Re^*
$N_2 = 0$				
0.177	3.26	0.80	70	53
0.089	4.01	0.99	57	53
0.081	5.00	1.25	46	54
0.109	5.96	1.51	20	47
0.174	6.50	1.66	19	44
$N_2 = 10 \%$				
0.136	3.63	0.99	63	50
0.107	4.56	1.25	40	51
0.155	5.43	1.51	16	42
$N_2 = 15 \%$				
0.187	3.44	0.99	62	49
0.129	4.27	1.25	37	46
0.214	5.15	1.51	16	43

ло Re увеличивается с ростом Re . При этом чем богаче смесь, тем ниже число Пекле на пределе и тем выше число Рейнольдса при данном значении Re_0 . Все линии $Re(Re_0)$ расщеплены по коэффициентам избытка топлива, т. е. каждому составу соответствует своя линия. Наряду с расслоением по коэффициенту избытка топли-

ва заметно расслоение для данного ϕ при разбавлении азотом, но в меньшей степени. При этом расслоение для богатых и стехиометрических составов происходит в противоположных направлениях. Для богатых смесей линии разбавленных смесей находятся слева, а для стехиометрических, включая смеси, обогащенные кислородом, — справа. Для смеси 5 % C_3H_8 чем больше разбавление, тем больше сдвиг линии влево.

Согласно работе [1] скорость пламени S в турбулентном потоке газа определяется локальной скоростью газа в максимальной пульсации: $S = v_{max} + S_u$ (v_{max} — скорость газа в наиболее быстрой точке потока, S_u — локальная нормальная скорость). Предположим, что расслоение зависимостей $Re(Re_0)$ обусловлено действием селективной диффузии. Если коэффициенты диффузии различны, то диффузионный поток в направлении искривленности изменяет локальный состав смеси. В случае, когда начальный состав смеси таков, что нормальная скорость пламени увеличивается (уменьшается) с ростом концентрации более быстро диффундирующего компонента, скорость пламени на этом выпуклом участке возрастает (снижается) по сравнению с невозмущенной поверхностью.

Рассмотрим смесь топлива, окислителя и инертного газа с невозмущенной нормальной скоростью $S_{u,i}$ и коэффициентом избытка топ-

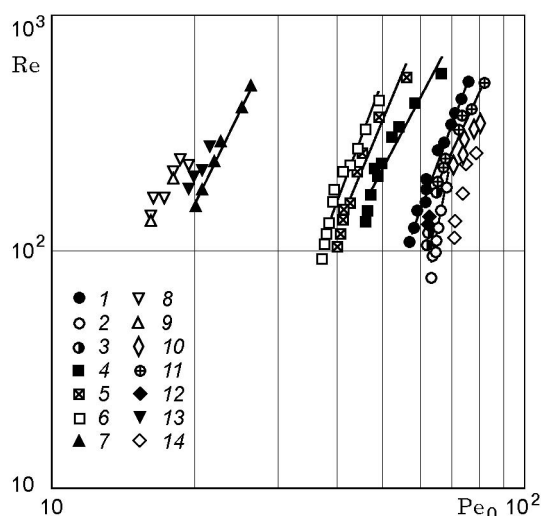


Рис. 6. Зависимость $Re(Re_0)$ для различных смесей:

стехиометрические смеси: 1 — C_3H_8 + воздух, 2 — C_3H_8 + воздух + 10 % N_2 , 3 — C_3H_8 + воздух + 15 % N_2 , 10 — C_3H_8 + (22 % O_2 + 78 % N_2), 11 — C_3H_8 + (23 % O_2 + 77 % N_2), 12 — C_3H_8 + (24 % O_2 + 76 % N_2); 5.0 % C_3H_8 + воздух: 4 — без разбавления, 5 — +10 % N_2 , 6 — +15 % N_2 ; 6.0 % C_3H_8 + воздух: 7 — без разбавления, 8 — +10 % N_2 ; 9 — +15 % N_2 ; 13 — 6.5 % C_3H_8 + воздух; 14 — 3.25 % C_3H_8 + воздух

лива ϕ . Селективная диффузия изменяет локальный состав смеси и локальную нормальную скорость распространения пламени. Локальная скорость пламени может быть представлена в виде

$$S_u = S_{u,i} + \Delta S_{u,i} = S_{u,i} + \frac{\partial S_{u,i}}{\partial \phi} \Delta \phi + \frac{\partial S_{u,i}}{\partial c_{in}} \Delta c_{in}, \quad (2)$$

где частные производные являются коэффициентами чувствительности нормальной скорости к изменению соотношения между топливом и окислителем ϕ и к разбавлению смеси инертным газом c_{in} [13]. Изменение $\Delta \phi$, в свою очередь, можно выразить через изменение концентраций топлива и окислителя:

$$\begin{aligned} \Delta \phi &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial c_f} \Delta c_f + \frac{\partial \phi}{\partial c_{ox}} \Delta c_{ox} \right) = \\ &= \phi \left(\frac{\Delta c_f}{c_f} - \frac{\Delta c_{ox}}{c_{ox}} \right). \quad (3) \end{aligned}$$

Для оценки $\Delta c_i/c_i$ воспользуемся подходом работы [14]. Рассмотрим уравнение диффузии в дифференциальной форме

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial c_i}{\partial x} \right).$$

Здесь D_i — коэффициент диффузии i -го компонента относительно остальной смеси. Этот коэффициент легко рассчитывается для сильно разбавленных смесей, к которым можно отнести горючие углеводородовоздушные смеси, в частности пропановоздушные. Действительно, для большинства предельных углеводородов их концентрации в области распространения пламени достаточно низки и поэтому можно воспользоваться простой формулой Вилке — Тора (для расчета коэффициентов диффузии примесей в газе-разбавителе) для расчета коэффициентов диффузии пропана и кислорода в исследуемых смесях пропан — кислород — азот. Исходные данные для этого расчета взяты из [10]. Согласно [14] аппроксимационное, первого порядка, пространственно-осредненное решение уравнения нестационарной диффузии имеет вид

$$\frac{\Delta c}{c} \propto \frac{D \Delta t}{(\Delta x)^2}, \quad (4)$$

где $\Delta c/c$ — относительное изменение концентрации в центральной части зоны пламени, обусловленное диффузией компонента, Δt — время диффузии, Δx — характерный размер зоны пламени, на котором происходит изменение концентрации. Характерное изменение концентрации i -го компонента смеси ($i = f, ox, in$) во фронте пламени $c_i - c_{i,e}$, где c_i — концентрация в свежей смеси вдали от фронта пламени, $c_{i,e}$ — избыточная концентрация компонента. В бедной смеси для топлива $c_{f,e} = 0$, а для окислителя — это его остаточная концентрация в продуктах сгорания, аналогично в богатой смеси $c_{ox,e} = 0$. Для инертного компонента эта величина близка к начальной (определяется только изменением общего числа молей газа).

Для фронта пламени характерным размером, на котором изменяется концентрация, является толщина зоны диффузии недостающего компонента реакции $\Delta x = D_d/S_u$, для бедной смеси $d \equiv f$ и для богатой — $d \equiv ox$. Характерное время диффузии $\Delta t = \Delta x/S_u$. Подставляя эти величины в (4), получаем $\frac{\Delta c_i}{c_i - c_{i,e}} \propto \frac{D_i \Delta t}{(\Delta x)^2}$ или

$$\frac{\Delta c_i}{c_i} \propto \frac{c_i - c_{i,e}}{c_i} \frac{D_i}{D_d}. \quad (5)$$

Отметим, что член $\frac{c_i - c_{i,e}}{c_i}$ имеет следующие значения. Если $i \equiv f$, то при $c_f \leq c_{f,st}$ ($\phi \leq 1$) он равен 1, а при $c_f \geq c_{f,st}$ ($\phi \geq 1$) равен $1/\phi$. Если $i \equiv ox$, то при $c_f \leq c_{f,st}$ он равен ϕ , а при $c_f \geq c_{f,st}$ равен 1. Если $i \equiv in$, то для пропановоздушных смесей этот член порядка c_f . Поскольку $c_f \ll 1$, то этот член мал, и, таким образом, последним членом в уравнении (2) можно пренебречь; изменение концентрации азота должно оказывать значительно меньшее влияние на нормальную скорость этих пламен, чем изменение соотношения между топливом и окислителем. В данной работе это влияние не учитывалось.

Подставляя в (3) оценки (5), получаем окончательные выражения для $\Delta\phi$: при $\phi \leq 1$

$$\Delta\phi = a\phi \left(1 - \phi \frac{D_{ox}}{D_f}\right) = a\phi \left(1 - \phi \frac{Le_f}{Le_{ox}}\right), \quad (6)$$

при $\phi \geq 1$

$$\Delta\phi = a\phi \left(\frac{1}{\phi} \frac{D_f}{D_{ox}} - 1\right) = a\phi \left(\left(\phi \frac{Le_f}{Le_{ox}}\right)^{-1} - 1\right). \quad (7)$$

Здесь a — некоторый коэффициент пропорциональности, единый для всех составов и данной пористой среды.

Очевидно, что производная скорости $S_{u,i}$ по ϕ является положительной величиной на восходящей ветви зависимости нормальной скорости от ϕ и отрицательной на нисходящей ветви. Для пропановоздушной смеси максимум располагается вблизи стехиометрии ($\approx 4.25\%$ C_3H_8 , $\phi = 1.06$). Таким образом, для смесей с $\phi < 1$ производная в уравнении (2) положительная, а величина $\Delta\phi$ согласно (6), (7) отрицательна во всем диапазоне горючих смесей с $\phi > 0.55$ ($D_f \approx 0.11$ см²/с, $D_{ox} \approx 0.20$ см²/с). Таким образом, селективная диффузия приводит к обеднению смеси при $0.55 < \phi < 1.06$ и тем самым к снижению нормальной скорости. Для достаточно богатых смесей — наоборот, производная отрицательна и изменение состава (обеднение смеси) вызывает увеличение нормальной скорости.

Рис. 6 получает следующую интерпретацию. Группы точек, относящихся к богатой смеси, располагаются левее стехиометрических смесей вследствие того, что зависимости построены по начальным значениям Re_0 , т. е.

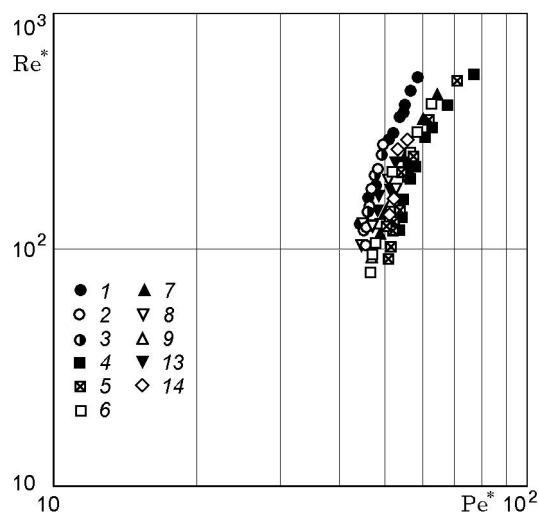


Рис. 7. Зависимость $Re^*(Pe^*)$ для различных смесей:

стехиометрические смеси: 1 — C_3H_8 + воздух, 2 — C_3H_8 + воздух + 10 % N_2 , 3 — C_3H_8 + воздух + 15 % N_2 ; 5.0 % C_3H_8 + воздух: 4 — без разбавления, 5 — +10 % N_2 , 6 — +15 % N_2 ; 6.0 % C_3H_8 + воздух: 7 — без разбавления, 8 — +10 % N_2 , 9 — +15 % N_2 ; 13 — 6.5 % C_3H_8 + воздух; 14 — 3.25 % C_3H_8 + воздух

заложены низкие значения нормальных скоростей $S_{u,i}$, тогда как в «ведущих» точках, определяющих скорость пламени, состав смеси другой, соответствующий более активной смеси, и локальная нормальная скорость выше — $S_u > S_{u,i}$, $Pe^* > Pe_0$. Поэтому согласно (1) этим значениям Pe^* соответствуют высокие значения Re . Группы точек, относящихся к стехиометрическим и бедным смесям, наоборот, смещены вправо, в сторону больших значений чисел Пекле, так как селективная диффузия в этих случаях приводит к обеднению смеси в ведущих точках и тем самым к снижению нормальной скорости, $S_u < S_{u,i}$, $Pe^* < Pe_0$. Поэтому согласно (1) этим значениям Pe^* соответствуют низкие значения Re .

Расслоение линий зависимости $Re(Pe_0)$ при разбавлении азотом обусловлено изменением коэффициентов диффузии реагентов и величины $\Delta\phi$ (согласно (6), (7)), а обогащение кислородом приводит к противоположному изменению коэффициентов диффузии, $\Delta\phi$ и к противоположному смещению линий $Re(Pe_0)$.

Обработка всего массива экспериментальных данных с учетом эффектов селективной диффузии приводит к устранению расслоения зависимостей $Re(Pe_0)$. На рис. 7 представлены

зависимости $Re^*(Pe^*)$, где Re^* и Pe^* вычислялись по следующему алгоритму. Для данной экспериментальной точки (ϕ_0, p_i, S) по формулам (6) или (7) вычислялось изменение состава $\Delta\phi$. Для нового состава смеси ($\phi = \phi_0 + \Delta\phi$) вычислялось значение нормальной скорости и по нему — значения Re^* и Pe^* . Для всего массива использовался единственный подгоночный параметр $a = 0.22$. Видно, что учет эффектов селективной диффузии с помощью формул (6), (7) приводит к устранению расщепления линий зависимостей $Re^*(Pe^*)$.

Обработка экспериментальных данных по пределам распространения пламени из табл. 2 проводилась по тому же алгоритму. Полученные новые данные по числу Пекле на пределе представлены в последней графе табл. 2. Среднее значение числа Пекле $Pe^* = 48$, стандартное отклонение 8.7%. То есть число Пекле, построенное с учетом эффектов селективной диффузии, на пределе постоянно с более высокой точностью.

ВЫВОДЫ

- Экспериментально исследовано распространение пропановоздушных пламен в инертной высокопористой среде при разбавлении смеси азотом и обогащении кислородом. Показано, что увеличение концентрации азота или кислорода приводит к более существенному изменению скорости распространения пламени в пористой среде по сравнению с изменением нормальной скорости; при добавке азота рост скорости пламени с начальным давлением становится слабее, концентрационная область распространения пламени сужается. Дана физическая интерпретация полученным результатам на основе гипотезы о селективной диффузии.

- Показано, что учет эффектов селективной диффузии (чисел Льюиса топлива и окислителя) позволяет количественно описать единой зависимостью скорость пламени в инертной пористой среде в широких пределах изменения параметров.

- Число Пекле на пределе распространения пламени, построенное по нормальной скорости исходной смеси, не является константой, а зависит от коэффициента избытка топлива и от содержания азота в смеси. Число Пекле на пределе, построенное по нормальной скорости с учетом эффектов селективной диффузии (чисел Льюиса топлива и окислителя), равно 48.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A. Propagation of premixed explosion flames in porous media // *Combust. Flame*. 1991. V. 87. P. 182–190.
2. Benkhaldoun F., Larroututou B., Denet B. Numerical investigation of the extinction limit of curved flames // *Combust. Sci. Technol.* 1989. V. 64. P. 187–198.
3. Hackert C. L., Ellzey J. L., Ezekoye O. A. Effects of thermal boundary conditions on flame shape and quenching in ducts // *Combust. Flame*. 1998. V. 112, N 1/2. P. 73–84.
4. Зулиян Г. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Численное исследование структуры ламинарного фронта пламени. М., 1991. (Препр. / АН СССР. Ин-т проблем механики; № 499).
5. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S., et al. On one regime of low velocity detonation in porous media // *Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications* / G. D. Roy et al. (Eds). Moscow: ENAS Publishers, 1999. P. 255–267.
6. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S., et al. Regimes of gas combustion in porous media and conditions of their existence // *Proc. of the Russian — Japanese Seminar on Combustion. The Russian Section of the Combustion Institute. Moscow, 1993.* P. 97–99.
7. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S. Dynamics of gaseous combustion in closed systems with an inert porous medium // *Combust. Flame*. 1997. V. 109. P. 507–520.
8. Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С. Нестационарные эффекты при горении газа в закрытых сосудах с инертной пористой средой // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 1. С. 24–32.
9. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986.
10. Kee R. J., Grcar J. F., Smooke M. D., Miller J. A. «PREMIX». Sandia National Laboratories Report SAND85-8240.
11. Kee R. J., Rupley F. M., Miller J. A. CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics. Sandia National Laboratories SAND 89-8009B.
12. Konnov A. A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. Release 0.5 <http://homepages.vub.ac.be/~akonnov/>, 2000.
13. Konnov A. A. On the cellular instability of flames of ternary mixtures // *Proc. of the European Combustion Meeting ECM-2003. The French Section of the Combustion Institute, CD ROM, Orleans, France. 2003. V. 1, N 106. P. 1–6.*

14. **Martin Hertzberg.** Selective diffusional flames // Prog. Energy Combust. Sci. 1989. V. 15. demixing; occurrence and size of cellular P. 203–239.

Поступила в редакцию 1/VI 2004 г.
