

ГОРЕНИЕ И ПЛАЗМОХИМИЯ

Том 1 1 2003

ГОРЕНИЕ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ С ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

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

Институт химической кинетики и горения, СО РАН,
Новосибирск, 630090, Россия.

Аннотация

На основе экспериментальных данных авторов сформулирована физическая модель дозвукового распространения пламени в закрытом сосуде, заполненном инертной пористой средой и горючей газовой смесью. Развита адекватная математическая модель процесса, позволяющая определять состояние свежего газа и продуктов горения по ходу процесса. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов по распределению температуры в продуктах горения показало удовлетворительное согласие. Дана интерпретация специфических явлений, наблюдаемых в изучаемой системе: низкие значения конечных давлений, динамическое падение давления в ходе процесса, анти-Махе эффект, режимные переходы с уменьшением скорости пламени и прекращением горения. Рассмотрены две группы нестационарных эффектов. К первой относятся эффекты, связанные с начальными и граничными условиями: формированием волны горения и её затуханием вблизи стенок сосуда. Пространственным масштабом этих процессов является размер зоны горения в квазистационарной волне. Ко второй группе относятся эффекты, обусловленные динамическим изменением параметров состояния реагирующего газа в процессе горения и соответствующей потерей устойчивости квазистационарных пламен, что выражается в переходах с одного режима на другой или гашением пламени. Сделан вывод о перспективности прикладных аспектов работы.

Введение

Широкое использование результатов фундаментальных исследований процессов газового горения в закрытых системах в энергетике, экологии, химических технологиях, пожаро-взрывобезопасности и других прикладных сферах, поддерживает неизменный повышенный интерес к изучению разных аспектов горения в таких системах. Кроме классической задачи о распространении одномерных симметричных пламен, рассматривались задачи турбулентного горения, горения в сосудах переменного объема, в сосудах с истечением, при действии массовых сил, фронтального горения с объемной химической реакцией перед фронтом пламени и многие другие [1-5]. Задача о горении газа в закрытой системе с инертной пористой средой (ПС) является сравнительно новой и малоисследованной [6]. Известно, что здесь возможна реализация многих режимов горения: режимов низких (РНС), высоких (РВС) и звуковых (РЗС) скоростей,

низкоскоростной детонации (НСД), нормальной детонации с потерями тепла и импульса (НД), режима самовоспламенения [7]. В данной работе обсуждается только РВС как наиболее интересный для закрытых систем.

Наличие ПС существенно изменяет свойства системы. Высокие значения объемной теплоемкости, гидравлического сопротивления, удельной поверхности ПС предопределяют появление новых эффектов, связанных с потерей тепла и импульса, с развитием турбулентности, с быстрой тепловой релаксацией, с изменением структурных свойств ПС. Пористая среда принципиально изменяет характер и закономерности сгорания газа в закрытом сосуде. В системе с ПС, например, основные динамические характеристики процесса сгорания, такие как скорость фронта пламени $S(t)$, давление $p(t)$ и другие, зависят от свойств ПС и размера сосуда.

Цель данной работы – суммировать сведения о динамике сгорания газа в закрытом сосуде с ПС в режиме высоких скоростей [8] и выделить особенности процессов, перспективные в при-

Контактный автор: babkin@ns.kinetics.nsc.ru

ладной сфере, особенно в области пожаро-взрывобезопасности.

Явления, наблюдаемые в закрытых сосудах.

Опыты проводили в закрытых сосудах двух типов: сферический сосуд объемом 3,2 л и труба квадратного сечения 48×48 мм длиной 0,2 – 3 м. Сосуды полностью заполнялись стальными полированными шарами (СШ) с пористостью $\epsilon=0,4$, либо полиэтиленовыми гранулами (ПГ) с $\epsilon=0,46$, либо открытоячеистым пенополиуретаном (ППУ) с $\epsilon=0,97\pm 0,98$. Горение смесей метана, пропана или водорода с воздухом инициировалось у конца трубы или в центре сферы. С помощью датчиков давления, фотодиодов, фотоумножителей, термометров сопротивления и термопар определялись давление, скорость распространения пламени, температура газа и ПС, время химической реакции, длина зоны пламени и зоны охлаждения [6, 8-14].

Из сравнения динамики давления при сгорании газа в незаполненном и заполненном СШ (диаметр шаров $d_s = 3,2-12,7$ мм) сферическом сосуде видны их основные различия (рис. 1). Максимальное относительное давление π_m ($\pi_m = p_m/p_i$, где p_m – максимальное, а p_i начальное давление газа) при горении стехиометрической метано-воздушной смеси в сосуде объемом 3,2 л с СШ значительно ниже, причем, чем меньше d_s , тем ниже π_m . Время достижения π_m в 5 - 10 раз меньше, чем в незаполненном сосуде.

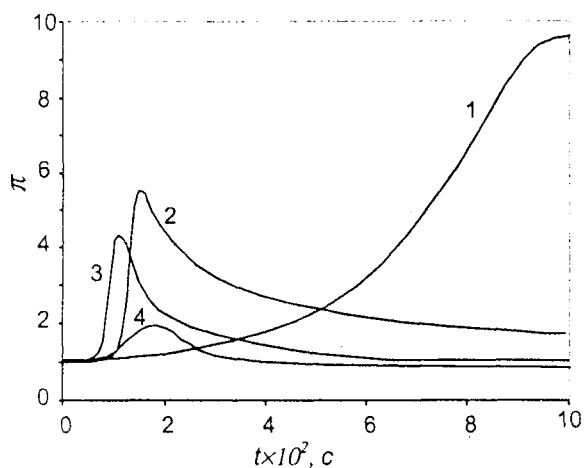


Рис. 1. Зависимость $\pi_m(t)$ при горении в сферическом сосуде с пористой средой. Пористая среда — металлические шары. $p_i = 0,7$ МПа. 1 — без пористой среды; 2 — $d_s = 12,7$ мм; 3 — $d_s = 6$ мм; 4 — $d_s = 3,2$ мм;

Максимальная скорость нарастания давления значительно выше и зависит от d_s .

Для сосуда с ПС характерно резкое снижение давления после достижения максимума. Так, при горении в сферическом сосуде с СШ ($d_s = 3,2$ мм) время спада давления сравнимо со временем достижения максимума и имеет порядок 0,01 с. Охлаждение газа сопровождается конденсацией паров воды. Равновесное давление продуктов сгорания p_{ec} ниже начального давления свежей смеси p_i . Давление взрыва π_m по мере уменьшения p_i снижается особенно резко вблизи критического давления — p_i^* , ниже которого распространение пламени становится невозможным. Величина p_i^* зависит от d_s (рис. 2).

Важная особенность горения газа в ПС — неполное выгорание свежего газа во фронте пламени, особенно вблизи предела [9]. В мелких шарах низкие степени выгорания наблюдаются вдали от пределов. На рис. 3 представлена зависимость степени выгорания η от начального

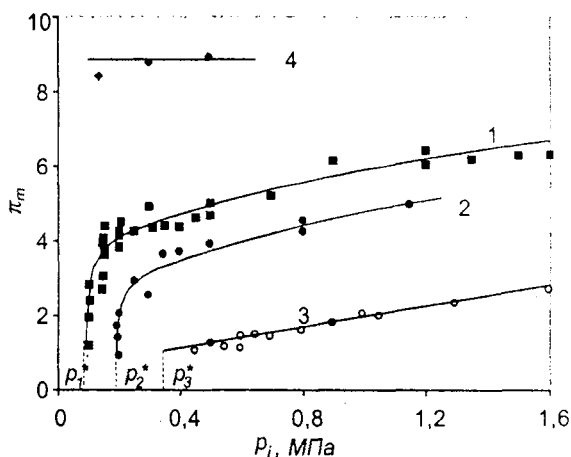


Рис. 2. Зависимость $\pi_m(p_i)$. Стехиометрическая метано-воздушная смесь. Сферический сосуд, пористая среда — металлические шары. 1 — $d_s = 8$ мм, $p_i^* = 0,1$ МПа; 2 — $d_s = 6$ мм, $p_i^* = 0,16$ МПа; 3 — $d_s = 3,2$ мм, $p_i^* = 0,33$ МПа, 4 — без пористой среды.

давления. Видно, что по мере уменьшения начального давления η уменьшается и стремится к нулю при некотором критическом давлении p_i^* . Наоборот, при увеличении p_i степень выгорания растёт и асимптотически стремится к единице. В больших сосудах η ниже, чем в малых при том же значении p_i и характерном размере пор конкретной ПС.

При горении газа наблюдаются два ярко выраженных режима — установившийся и

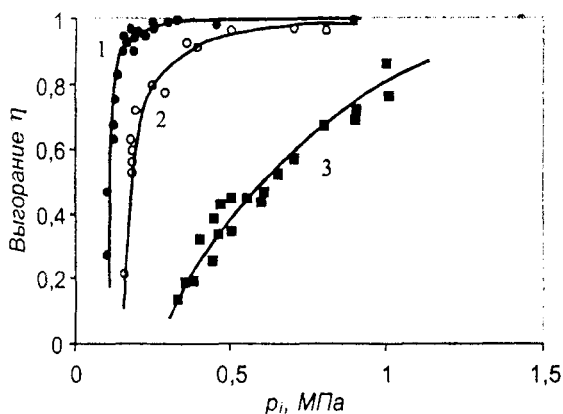


Рис. 3. Зависимость $\eta(p)$ при горении стехиометрической метано-воздушной смеси в сферическом сосуде. Пористая среда - металлические шары. 1 - $d_s = 8$ мм, 2 - $d_s = 6$ мм, 3 - $d_s = 3,2$ мм.

неустановившийся. Первый реализуется в сосудах с большим характерным размером a . В этом режиме значение π_m не зависит от величины a . В случае с малыми a наблюдается неустановившийся режим, при котором π_m увеличивается при снижении a (рис. 4). В обоих режимах π_m меньше, чем максимальное давление взрыва в сосуде без пористой среды.

На рис. 5 приведены типичные записи давления при горении газа в закрытых системах с ПС в установившемся и неустановившемся режимах. Видно, что в установившихся режимах динамика давления может иметь “нарастающий”

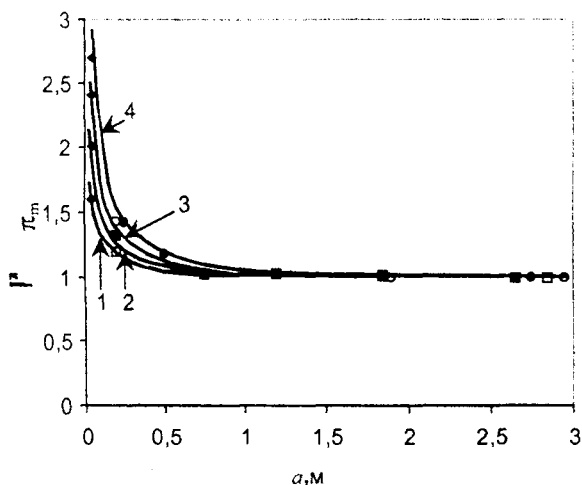


Рис. 4. Зависимость $\pi_m(a)$ при различных начальных давлениях p_i . Стехиометрическая метано-воздушная смесь. Пористая среда - металлические шары $d = 3,2$ мм. 1 - $p_i = 0,7$ МПа, 2 - $p_i = 1,0$ МПа, 3 - $p_i = 1,3$ МПа, 4 - $p_i = 1,6$ МПа. $a = 9,15$ см - сферический сосуд; $a > 9,15$ см - труба.

(рис. 5а, кривая 2) или “спадающий” (рис. 5б, кривая 2) характер. В обоих случаях в начале процесса наблюдается резкое, но небольшое увеличение давления, которое обусловлено формированием зоны горения. После этого давление изменяется по ходу процесса практически линейно. Максимальное значение π_m достигается либо в начале, либо в конце процесса. Резкое падение давления в конце процесса (кривая 2 на рис. 5а) обусловлено исчезновением зоны горения.

Зависимости $p(t)$ имеют сложный вид, что является следствием взаимодействия многих элементарных процессов, сопровождающих процесс горения. В этой связи целесообразно ввести определения характерных значений текущего давления: p_m - максимальное значение давления, достигаемое в процессе; p_e - текущее давление в системе в момент завершения горения; адиабатическое равновесное давление p_{eq} - это давление, которое устанавливается

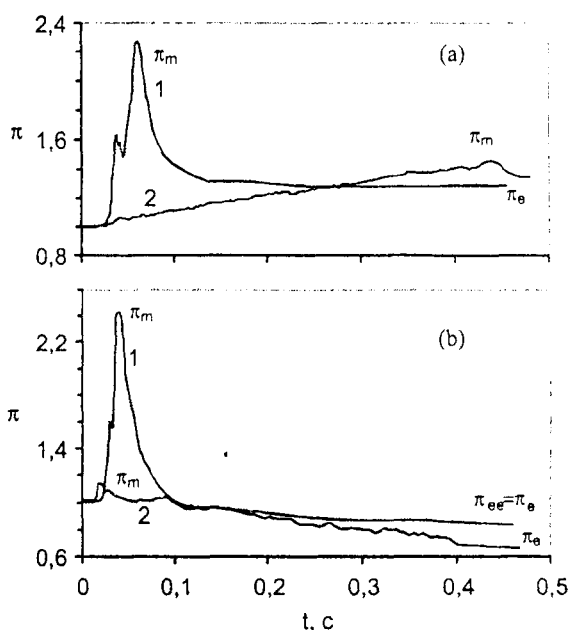


Рис. 5. Типичные зависимости $\pi(t)$ при сгорании газа в закрытом сосуде с пористой средой. (а) $\pi_e > 1$; стехиометрическая смесь метан-воздух; пористая среда - пенополиуретан; $p_i = 0,18$ МПа. 1 - неустановившийся режим, $a = 0,19$ м; 2 - установившийся режим, $a = 2,26$ м. (б) $\pi_e < 1$; 1 - неустановившийся режим, стехиометрическая смесь метан-воздух; пористая среда - металлические шары, $d_s = 6$ мм; $p_i = 1,0$ МПа; $a = 0,19$ м; 2 - установившийся режим, 20% водорода + воздух; пористая среда - пенополиуретан; $p_i = 0,06$ МПа; $a = 1,44$ м.

после выравнивания температуры по сосуду; и, наконец, равновесное давление p_{ee} – которое устанавливается при равновесии с температурой окружающей среды. Некоторые из этих уровней динамического давления отмечены на рис. 5.

В [9] исследовали параметрические области существования РВС и установили, что природа срыва режима на разных участках границы может быть различной: в одном случае это обычный предел с гашением пламени, в другом – переход с режима РВС на РЗС (рис. 6).

В связи с различной природой границ области существования РВС и возможности реализации “нарастающего” и “спадающего” типов зависимости $p(t)$, были исследованы переходы границы смежных режимов в самом процессе взрыва. Оказалось, что для РВС возможны различные переходы и, в частности, выход из РВС с гашением пламени (рис. 6, А), переход РВС в РЗС (рис. 6, В) и обратно (рис. 6, С) [6, 9].

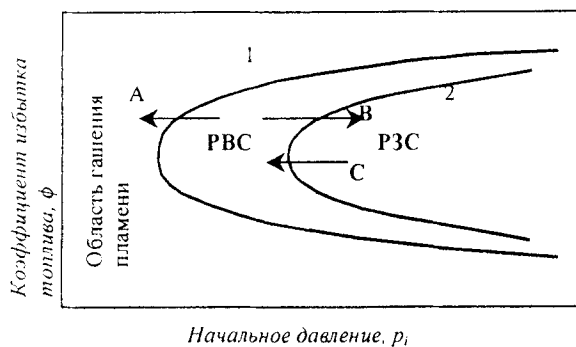


Рис. 6. Схема области существования режимов высоких (РВС) и звуковых (РЗС) скоростей в плоскости (ϕ, p). 1 – предел распространения пламени, 2 – граница между режимами РВС и РЗС. А, В, С типы режимных переходов в процессе взрыва.

Переход типа $РВС \rightarrow$ гашение пламени обычно наблюдается при распространении околоредельных пламен в ПС с относительно высокой теплоемкостью, например, в ПС из стальных шаров или при низких начальных давлениях в ППУ. В этих случаях в широком диапазоне начальных давлений распространение пламени сопровождается падением давления вследствие изменения числа молей, обусловленного либо химической реакцией, либо конденсацией воды из продуктов сгорания при равновесных температурах газа и пористой среды, близких к начальным. Переход такого типа

наблюдается в относительно низкопористой среде (полиэтиленовые гранулы) при $p_i=0,192$ МПа в водородо-воздушной смеси с 52,5 % H_2 . В этом случае пламя распространяется квазистационарно со скоростью 3 м/с на расстояние 1,2 м. Давление при этом снижается до 0,16 МПа [9]. Затем происходит гашение пламени на расстоянии 0,24 м от конца трубы. Другой случай выхода за предел распространения пламени с его гашением наблюдался в высокопористой среде из пенополиуретана (плотность $\rho=30$ кг/м³, характерный размер ячейки $d=2,8$ мм) при относительно низких давлениях. Гашение пламени происходит в процессе горения водородо-воздушной смеси с 15 % H_2 в сосуде длиной 1,44 м. Пламя, инициированное при $p_i=0,083$ МПа, гаснет при достижении текущего давления 0,069 МПа. Пламя, инициированное при $p_i=0,084$ МПа, распространяется на весь объем сосуда, при этом $p_e=0,070$ МПа [6].

Режимный переход $РЗС \rightarrow РВС$ наблюдали при распространении пламени в смеси 20 % H_2 с воздухом в трубе длиной 1,44 м, заполненной ПГ. После инициирования и стадии формирования при $p_i=0,134$ МПа пламя распространяется квазистационарно со скоростью 75 м/с. Пройдя 0,5 м, пламя резко переходит на РВС и оставшуюся часть пути распространяется со скоростью 3,7 м/с. Другой случай перехода этого типа наблюдали при распространении пламени в смеси 17,5 % H_2 + воздух в том же сосуде при $p_i=0,15$ МПа. Здесь переход с РЗС при скорости 60 м/с на РВС при скорости 3,5 м/с происходит также резко на расстоянии 0,9 м от точки зажигания. В обоих случаях процессы горения в РВС идут с понижением давления.

Режимный переход $РВС \rightarrow РЗС$ наблюдается при распространении пламени в смеси 22,5% H_2 + воздух в трубе длиной 0,96 м, заполненной пенополиуретаном ($\rho=30$ кг/м³, $d=0,4$ мм). При $p_i=0,17$ МПа пламя распространяется на всю длину сосуда с постоянной скоростью 8 м/с, конечное давление $p_e=0,95$. При $p_i=0,19$ МПа текущее давление в ходе процесса практически не изменяется, $p_e \approx 1$. Режимный переход происходит на расстоянии 0,5 м от точки зажигания. Скорость пламени до и после перехода соответственно равна 12,3 и 108 м/с [6, 9].

Приведенные выше данные показывают, что процесс быстрого дозвукового горения (РВС) в ПС существенно отличается от ламинарного

горения. Типичными чертами этого режима являются: стационарные и нестационарные эффекты распространения пламени, высокие скорости горения и тепловой релаксации, критические условия горения, как функция параметров ПС, вариация степени недогорания, нетривиальная динамика давления при взрыве и другие специфические черты и закономерности.

Процессы горения в пористых средах, поверхность которых покрыта жидкой пленкой топлива, а свободный объем пор заполнен газообразным окислителем и парами этого топлива, также представляют определенный интерес. С практической точки зрения эта проблема интересна тем, что смоченная инертная ПС может стать пожаро- и взрывоопасной [15, 16]. С другой стороны, ПС используются нередко в качестве взрывозащитного наполнителя топливных баков различных транспортных средств [17], т. е. там, где ПС обычно смочена.

Научный интерес к данной проблеме обусловлен возможностью реализации различных стационарных режимов горения, как перечисленных выше, так и испарительно-диффузионного режима (ИДР), скорость которого $4\div 10$ см/с [18, 19]. Гетерогенное горение в ПС происходит только в том случае, если существует массоподвод горючего с поверхности жидкой пленки в газовую фазу перед волной горения или в саму волну горения. В случае детонации, согласно [20, 21], механизм процесса состоит в относительно медленном испарении жидкости с поверхности, нагретой горячими продуктами сгорания, либо в образовании волн и срыве с их гребней микрокапель жидкости. В случае ИДР горючая газовая смесь образуется при испарении топлива с поверхности ПС с последующим смешением с окислителем. В режиме РВС пленка жидкого топлива на поверхности ПС также может оказывать влияние на скоростные и предельные характеристики процесса распространения пламени. Механизмы распространения волны горения во всех этих режимах изучены недостаточно, так же как и переходы с одного режима на другой.

Испарительно-диффузионный режим горения реализуется в области начальных параметров, исключающих образование горючей газовой смеси в равновесных условиях. Так как необходимая для горения смесь образуется в процессе самого горения в результате испарения жидкос-

ти и смешения паров топлива с окислителем, то можно ожидать, что на процесс горения оказывают существенное влияние теплофизические характеристики ПС и топлива.

Опыты проводили в вышеописанной квадратной трубе, заполненной ПС, смоченной н-октаном, которая термостатировалась. В качестве ПС использовались: пористый материал из алюминиевой фольги (ФПМ) толщиной 51 или 77 мкм с одинаковой структурой, но различной объемной плотностью (25,4 и 37,8 кг/м³). ФПМ представлял собой пакет, собранный из одинаковых фрагментов размером 48х48 мм изготовленных методом растяжки просеченной алюминиевой фольги.

Перед экспериментом термостатированная труба заливалась н-октаном. Затем жидкость сливалась, труба наполнялась воздухом до определенного давления и герметизировалась. Далее проводилось инициирование горения импульсно нагретой нихромовой спиралью, смоченной этой же жидкостью, в полости размером 48х48х48 мм, расположенной в верхней части трубы. Смачивание спирали необходимо для инициирования процесса в ПС в условиях, когда концентрация паров топлива меньше нижнего концентрационного предела. Время подготовки опыта составляло: слив - 2 мин, пауза перед зажиганием - 2÷5 мин. В экспериментах для каждой ПС варьировалось начальное давление воздуха p_i (0,07÷0,7 МПа) (начальная температура системы $T_i=27^\circ\text{C}$), что позволяло изменять равновесную концентрацию паров топлива в достаточно широких пределах.

Эксперименты показали, что процесс распространения пламени после некоторого стартового периода стационарен. Среднеквадратичное отклонение в величине скорости от среднего значения находится в пределах 6 - 10 %. Стационарность наблюдается на фоне небольшого роста давления по мере распространения фронта горения от точки инициирования до нижнего конца трубы и имеет место во всем диапазоне существования процесса от богатого предела распространения до бедного при данной начальной температуре $T_i=27^\circ\text{C}$ (рис. 7). При термодинамическом равновесии каждому начальному давлению соответствует определенный состав газовой фазы, отвечающий парциальному давлению пара жидкости при данной температуре. Этот состав смеси, рассчитанный для н-октана

по данным [22], приведен на рис. 7. Прямая линия 1 представляет собой гиперболу $c = p_i(T_i)/p_i$, соответствующую линии насыщенных паров в координатах концентрация паров (c , правая ось ординат) – начальное давление паровоздушной смеси (p_i , ось абсцисс). На этом же рисунке приведена зависимость скорости распространения пламени S от начального давления p_i . Дополнительно на рис. 7 отмечены пределы распространения пламени н-октана с воздухом в свободном пространстве (диапазон давлений и концентраций 4) [23], и в режиме высоких скоростей (диапазон давлений и концентраций 5) [8], соответствующие данным экспериментальным условиям. Оценка пределов в РВС выполнена в предположении идентичности критических условий (по p_i и c) для газозажигательных пламен в воздушных смесях н-октана и пропана.

С учетом этих замечаний из рис. 7 видно, что в рассматриваемой системе реализуются два принципиально разных режима горения: известный режим высокой скорости в области $p_i = 0,08 \div 0,17$ МПа ($1,25\% < c < 2,65\%$) и новый испарительно-диффузионный режим в области $p_i = 0,17 \div 0,55$ МПа ($0,38\% < c < 1,25\%$). В области РВС зависи-

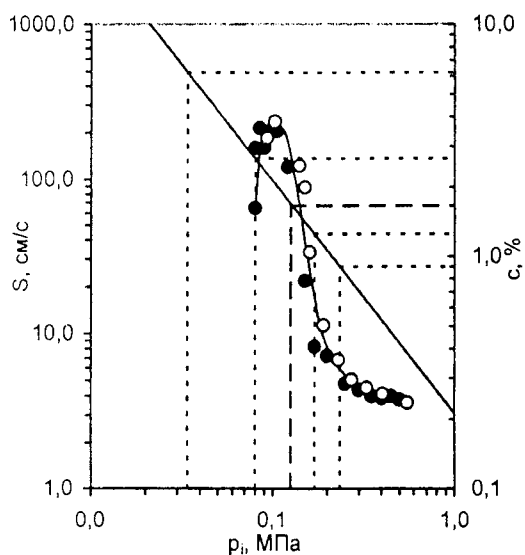


Рис. 7. Распространение пламени в фольговой пористой среде, смоченной н-октаном.

1 – зависимость концентрации топлива (правая ось ординат) от начального давления в системе, $T_i = 27^\circ\text{C}$. 2 – зависимость скорости распространения пламени (левая ось ординат) от начального давления; светлые символы – плотность пористой среды $25,4 \text{ кг/м}^3$, темные символы – $37,8 \text{ кг/м}^3$. 3 – стехиометрическая смесь. Области реализации различных режимов: 4 – ламинарного пламени в свободном пространстве по [23], 5 – режим высокой скорости, 6 – испарительно-диффузионный режим.

мость скорости пламени от состава смеси имеет типичный для этого режима куполообразный вид с характерным сдвигом S_{max} в сторону богатых смесей [8]. Низкоскоростной режим горения реализуется не только за пределом РВС ($c < 1,25\%$), но и за пределом распространения пламени в свободном пространстве ($c < 0,9\%$). Переход от одного режима к другому при изменении p_i происходит непрерывно. Скорость пламени в ИДР на 1 – 2 порядка ниже, чем в РВС, и имеет величину 3 – 10 см/с.

Распространение пламени в ПС с пленкой топлива имеет два предела. Один расположен в богатой области и ограничивает РВС, другой – в бедной области и ограничивает ИДР. Таким образом, в координатах равновесная концентрация паров – начальное давление существует область распространения пламени, которая состоит из двух подобластей с различными режимами распространения пламени. Между этими двумя подобластями нет четкой границы.

С целью выяснения механизма распространения пламени в ИДР в условиях закрытой системы, были проведены широкие исследования распространения пламен по поверхности жидких топлив на металлических подложках. Результаты этого сериала работ изложены в [24–30].

Математическая модель процесса.

Физическая модель процесса горения газа в пористой среде. Для РВС характерны существенно дозвуковые скорости распространения пламени (1–10 м/с), турбулентный характер горения, сравнительно быстрая тепловая релаксация [6, 8–14]. Например, при горении стехиометрической метано-воздушной смеси в линейной системе с характерным размером 1 м время горения составляет порядка 1 с, что много больше характерного времени выравнивания давления в сосуде ($5 \cdot 10^{-3}$ с) [10], времени тепловой релаксации (10^{-3} с), характерного времени химического превращения во фронте ламинарного пламени (10^{-4} с). Длина турбулентной зоны горения составляет около 4 см [11].

На основании приведенных выше экспериментальных фактов и оценок можно предложить следующую физическую модель процесса сгорания. В закрытой системе с недеформируемой изотропной ПС ($\epsilon = \text{const}$), в которой находится гомогенная горючая смесь, инициируется и симметрично распространяется

пламя. В процессе горения газовая и твердая фазы быстро обмениваются теплом, так что температуры фаз одинакова всюду, за исключением пренебрежимо тонкой зоны пламени, рассматриваемой как гидродинамический разрыв. Нагрев, вызванный трением газа на границах фаз, ввиду низких скоростей движения газа, пренебрежимо мал, теплотери в стенки сосуда также пренебрежимо малы. Термодинамические свойства фаз постоянны. Для математического описания состояния термодинамической системы необходимо найти законы сжатия газа в пористой среде до и после фронта пламени, записать условия на разрыве (фронте пламени) и связать давление с плотностью и температурой газа в различных точках системы. Далее рассматриваются эти законы и условия на разрыве.

Сжатие и расширение газа в пористой среде. Сжатие (расширение) газа при взрыве удобно описать, используя представление о "жидком" поршне, проницаемом для твердой фазы и непроницаемом для газа. Под термодинамической системой, над которой совершается работа сжатия, будем понимать некоторое число молей газа v и находящуюся в нем ПС. Газ занимает объем $V = vRT/(\varepsilon p)$. Масса ПС, $\rho_s(1-\varepsilon)V$, приходящаяся на этот выбранный объем газа, уменьшается в процессе сжатия и увеличивается при расширении. Предпо-

лагается, что теплообмен имеет место только между газом и пористой средой, а теплообмен со стенками сосуда и поршнем отсутствует.

В работе [6] показано, что уравнение сжатия газа в пористой среде в безразмерных величинах имеет вид:

$$\frac{(\gamma + c_i \omega)}{(1 + c_i \omega)} \frac{d\omega}{\omega} - \frac{d\pi}{\pi} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\omega = V/V_0$, $\sigma = \rho/\rho_0$, $\theta = T/T_0$, где ρ - плотность газа, T - температура, $c_i = [c_s \rho_s (1-\varepsilon) V] / (v c_v)$ - относительная теплоемкость твердой фазы (c_v - молярная теплоемкость газа при постоянном объеме). Проинтегрировав уравнение (1), найдем выражение, связывающее давление и объем системы:

$$\frac{\pi \omega^\gamma}{(1 + c_i \omega)^{\gamma-1}} = \text{const} \quad (2)$$

Используя уравнение состояния газа в безразмерном виде можно получить выражения, связывающие любую пару независимых переменных в этом процессе. Значения констант определяются из начальных условий. Для области свежей смеси начальные условия $\pi = 1$, $\sigma = 1$, $\theta = 1$, $\omega = 1$. Поэтому уравнения процессов сжатия и расширения свежей смеси имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \pi &= \omega^{-\gamma} \left(\frac{1 + c_i \omega}{1 + c_i} \right)^{\gamma-1} = \sigma \left(\frac{\sigma + c_i}{1 + c_i} \right)^{\gamma-1}, \\ \theta &= \left(\frac{\pi + c_i \theta}{1 + c_i} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \left(\frac{1 + c_i \omega}{(1 + c_i) \omega} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{\sigma + c_i}{1 + c_i} \right)^{\gamma-1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Параметр c_i зависит не только от свойств твердой фазы, но и свойств газа. Он определяет термодинамическое состояние фаз при горении газа в пористой среде. В предельном случае $c_i \rightarrow 0$ из этих уравнений получаются уравнения обычной адиабаты для газа, а при $c_i \rightarrow \infty$ - уравнения изотермического сжатия.

Сжатие и расширение газа в области продуктов горения происходит по другому закону. Эта область отличается от области свежей смеси тем, что в ней температура может быть неодинакова в разных точках. В этом случае при

сжатии газа, кроме его нагрева совместно с ПС за счет совершения работы дополнительно будет происходить нагревание или охлаждение ПС за счет конвективного переноса тепла между слоями ПС, обусловленного перемещением газа относительно неравномерно прогретой ПС. Очевидно, что в этих условиях весьма существенна взаимная направленность температурных градиентов и векторов скоростных потоков. Поэтому уравнения сжатия и расширения в общем случае "несимметричны" и их вывод связан с трудностью учета этого конвективного теплового

потока. Однако в простейших случаях получение искоемых уравнений возможно. Так для центров симметрии расходящихся пламен, где

производится зажигание горючей смеси и отсутствует относительное движение газа, из уравнения (2) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \pi &= \left(\frac{\omega}{\omega_{bi}} \right)^{-\gamma} \left(\frac{1 + c_i \omega}{1 + c_i \omega_{bi}} \right)^{\lambda-1} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{bi}} \right) \left(\frac{\sigma + c_i}{\sigma_{bi} + c_i} \right)^{\gamma-1}, \\ \theta &= \theta_{bi} \left(\frac{\pi + c_i \theta}{1 + c_i \theta_{bi}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \omega^\gamma_{bi} \left(\frac{1 + c_i \omega}{(1 + c_i \omega_{bi}) \omega} \right)^{\gamma-1} = \frac{1}{\sigma_{bi}} \left(\frac{\sigma + c_i}{\sigma_{bi} + c_i} \right)^{\gamma-1}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где θ_{bi} , σ_{bi} , ω_{bi} - равновесная температура, плотность и удельный объем продуктов горения в начальный момент времени ($\pi=1$).

Соотношения на фронте пламени. Представим фронт горения как поверхность гидродинамического разрыва. На этой поверхности терпят разрыв ряд величин: в газе - скорость, плотность, давление и температура, в твердой фазе - только температура. Поэтому на поверхности разрыва для потока энергии необходимо учесть прогрев твердой фазы.

Пусть волна горения в данный момент распространяется со скоростью S относительно ПС. В системе координат, связанной с фронтом пламени, свежая смесь втекает во фронт со скоростью S_u , а продукты сгорания вытекают

из него со скоростью S_b . На поверхности пламени, которое рассматривается как газодинамический разрыв, выполняются условия сохранения потока массы, импульса и энергии

$$\rho_u S_u = \rho_b S_b, \quad (5)$$

$$P_u + \rho_u S_u^2 = P_b + \rho_b S_b^2, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \rho_u S_u \varepsilon (H_u + S_u^2/2) + \rho_s (1-\varepsilon) (c_s T_u + S^2/2) S = \\ = \rho_b S_b \varepsilon (H_b + S_b^2/2) + \rho_s (1-\varepsilon) (c_s T_b + S^2/2) S. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь H_u - энтальпия свежей смеси при температуре T_u , H_b - энтальпия продуктов горения при температуре на фронте T_f . Так как скорости S , S_u , S_b невелики, то перепадом давления на фронте и кинетической энергией газа можно пренебречь. После преобразования (5-7) получаем:

$$h_i = \frac{\gamma_b}{\gamma_u} \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} \frac{\mu_u}{\mu_b} \theta_{bf} - \theta_u + (\theta_{bf} - \theta_u) \frac{c_i}{\gamma_u} \frac{S}{\sigma_u S_u}, \quad (8)$$

где $h_i = L_i / (c_{pi} T / \mu_i) = E_i l$, L_i - тепловой эффект химической реакции при постоянном давлении, $E_i = \rho_i / \rho_b$ - коэффициент расширения.

Распределение температуры в продуктах горения. Одна из особенностей фронтального горения газа в закрытых сосудах - неоднородное состояние продуктов горения, являющееся следствием динамического повышения давления и пространственного распределения тепловой и химической энергии - Махе-эффект [31]. Необычные явления, наблюдаемые в закрытых сосудах с ПС, существенно усложняют эту проблему. Наряду с обычным Махе-эффектом, выражающемся в более высокой температуре продуктов горения, образовавшихся на ранних стадиях

горения, при определенных условиях может наблюдаться обратная картина - анти-Махе-эффект (АМЭ), когда более высокую температуру имеют продукты, образовавшиеся последними по времени [12]. Продемонстрируем АМЭ на простом примере. В начале процесса горения $S=S_b$, $\theta_u=\sigma_u=1$, $S/S_u=k\theta_{bi}$ ($k=\mu_u/\mu_b$) и из (8) в предположении $\gamma_u=\gamma_b=\gamma$ следует:

$$E_i = k\theta_{bf} + kc_i(\theta_{bf}-1)\theta_{bf}/\gamma.$$

В конце процесса $S=S_u$ и $E_i = k\theta_{bf} + c_i(\theta_{bf}-1)\theta_{bf}/(\gamma\sigma_u)$. Принимая характерные для реальных ситуаций значения параметров $E_f=8$, $c_i>10$, $k\approx 1$, $\sigma_{ue}>1$ из приведенных соотношений можно легко показать, что $\theta_{bfe}>\theta_{bfi}$.

Эта оценка получена без учета изменения температуры в центре симметрии при сжатии газа в процессе горения. Действительно, оценки по уравнениям (3) и (4) показывают, что при небольших изменениях давления и относительно большой теплоемкости ПС ($c_i \gg 1$), температура свежей смеси и продуктов горения в процессе сжатия увеличивается незначительно. Так, при $\pi=1,5$ и $c_i=20$ температура увеличивается менее чем на 1 %. Следовательно, приведенная выше оценка температур продуктов горения, остается справедливой в конце процесса горения.

Эта проблема рассмотрена в [6], где получены формулы, позволяющие рассчитывать зависимость текущего давления от координаты фронта пламени и распределение температуры продуктов горения. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом представлены на рис. 8.

Эксперименты проводились в трубе квадратного сечения 48×48 мм, длиной до 2 м, заполненной пористой средой - ППУ. Равновесная температура газа и ПС на различных расстояниях от точки зажигания измерялась с помощью тонкого проволочного термосопротивления. Из экспериментальных записей температуры следует, что температура системы в области свежего газа практически не увеличивается в процессе сжатия. В области продуктов горения температура также возрастает очень слабо в процессе: прирост температуры происходит скачкообразно в зоне горения и далее, в ходе процесса, слабо возрастает. Таким образом, предположение о пренебрежимо малом увеличении температуры свежей смеси и продуктов горения в процессе сжатия полностью оправ-

данны при данных параметрах системы. Рис. 8 демонстрирует хорошее качественное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Конечное и равновесное давление. В незаполненном сосуде максимальное давление при взрыве p_m достигается в результате действия ряда элементарных процессов: процесса горения горючего газа, ведущего к подъему давления вплоть до полного завершения горения, процесса охлаждения газа стенкой сосуда, ведущего к понижению динамического давления, процесса выравнивания температуры по объему сосуда, ведущего к незначительному увеличению давления из-за увеличения теплоемкости газа с увеличением температуры продуктов горения и их диссоциации. Обычно p_m достигается в конце процесса горения. В системах с малыми теплопотерями $p_m \approx p_e$.

В сосуде с ПС ситуация более сложная. Максимальное давление может достигаться как на ранней, так и заключительной стадиях горения или, в принципе, после завершения горения. Это обстоятельство связано с тем, что кроме названных элементарных процессов, дополнительно действуют такие процессы как межфазный теплообмен, тепловая релаксация неравномерно нагретой ПС, фазовый переход в процессе горения, частичное гашение пламени и другие. В этой связи максимальное давление имеет больше прикладное значение, а конечное p_e и адиабатическое равновесное p_{eq} давления – академическое.

Величина адиабатического равновесного давления p_{eq} определяется из условия сохранения внутренней энергии в закрытом сосуде [6]:

$$\theta_{eq} = 1 + \frac{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} [\gamma_b (E_i - 1) + 1 - k]}{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} k + c_i} = 1 + \frac{\gamma_u h_i + 1 - \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} k}{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} k + c_i} \quad (9)$$

Если предположить равенство удельных теплоемкостей при постоянном объеме свежей смеси и продуктов горения $c_{v,н}/\mu_u = c_{v,b}/\mu_b$, то из (9) получаем простое выражение для θ_{eq} и, соответственно, для адиабатического равновесного давления π_{eq} :

$$\pi_{eq} = k \theta_{eq} = k \left(1 + \frac{\gamma_u h_i}{1 + c_i} \right). \quad (10)$$

Как и в незаполненном, в сосуде с ПС после взрыва происходит выравнивание температуры продуктов. В адиабатических условиях этот

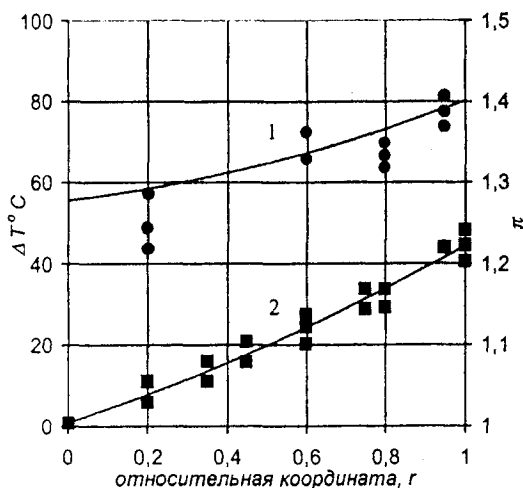


Рис. 8. Распределение температуры $\Delta T = T_b - T_i$ в продуктах горения (кривая 1) и зависимость текущего давления π от координаты фронта пламени r (2). Пористая среда - пенополиуретан с плотностью 22 кг/м³, стехиометрическая смесь метан-воздух, $p_i = 0,16$ МПа, $T_i = 295$ К.

процесс ведет к повышению давления. Однако природа роста давления при выравнивании температуры в сосуде с ПС иная. Она связана с перераспределением тепловой энергии системы не только по пространству, но и между фазами. Важно, что в отличие от незаполненного сосуда, где эффект обусловлен возрастающим характером зависимости теплоемкости газа от температуры, в данной системе эффект реализуется при постоянных теплоемкостях газа и ПС.

По завершении горения, в адиабатической системе "газ - пористая среда", устанавливается локальное межфазное тепловое равновесие. Это означает, что в каждой, достаточно малой области пространства температуры газа и ПС равны и, в то же время, температуры этих областей разные. Далее система стремится к состоянию полного пространственного термодинамического равновесия, то есть выравниваются температуры всех областей. Если произвести в такой первоначально локально равновесной системе переход к равновесию отдельно по фазам, то средняя температура твердой фазы всегда будет выше средней температуры газа. Отсюда следует, что полная тепловая релаксация приведет к повышению средней температуры газа и, следовательно, давления. Можно показать, что [12]:

$$\frac{\pi_{eq}}{\pi_e} = \frac{1 + c_i \int_0^1 \theta(\omega) d\omega \int_0^1 \frac{d\omega}{\theta(\omega)}}{1 + c_i} > 1. \quad (11)$$

Давления π_e и π_{eq} равны только в случаях $c_i = 0$ или $\theta(\omega) = const$. Из неравенства (11) следует также, что при выравнивании градиента температуры:

$$1 \leq \frac{\pi_{eq}}{\pi_e} \leq 1 + \frac{c_i}{1 + c_i} \frac{\theta_{max} - \theta_{min}}{\theta_{min}}, \quad (12)$$

где θ_{max} - максимальная, а θ_{min} - минимальная температура в данной термодинамической системе газ - пористая среда.

Обсуждение результатов.

Неустановившийся и установившийся режимы. Для экспериментальных условий, названных в настоящей работе, в открытых системах характерна возможность существования стационарных режимов распространения тепловых волн. Пространственный масштаб выхода волны горения на стационарное состояние составляет 5-10 зон горения или 20-40 см [13]. В закрытых системах, в условиях изменяющегося динамического давления, процесс установления волны горения имеет особенность, состоящую в необходимости перестройки зоны пламени в соответствии с изменением условий (p , T).

В больших сосудах, после стартового участка процесс идет в квазистационарном режиме. Зона горения успевает перестраиваться. В этом случае оправдано предположение об узости зоны горения и рассмотрении ее как газодинамического разрыва. Этой ситуации отвечает установившийся режим горения. В установившемся режиме нестационарными эффектами формирования волны горения вначале процесса и исчезновения ее в конце процесса у стенки сосуда можно пренебречь. Если обозначить t_e - время существования химической реакции (или температурной неоднородности в зоне горения), а t_c - характерное время сгорания газа в сосуде, то установившемуся режиму отвечает условие $t_e \gg t_c$.

Если сосуд мал, то $t_e \leq t_c$ и процесс идет в неустановившемся режиме. Основная особенность неустановившегося режима - температурная гетерогенность, то есть отсутствие межфазного теплового равновесия. При этом су-

ущественная часть тепловой энергии, выделившейся при горении, находится в газовой фазе. Это приводит к всплеску давления вначале процесса (рис. 5 а, б кривые 2), а также к относительно высоким давлениям в малых сосудах (рис. 5 а, б кривые 1). В целом установившийся и неустойчивый режимы имеют существенно разные закономерности и особенности, как в динамике давления, так и в величине его максимального значения. Интересно, что аналогичная ситуация наблюдается в многокамерных системах: закономерности установившегося и неустойчивого режимов, которые реализуются соответственно в длинных и коротких линейных системах, существенно различны [32].

Явление динамического падения давления. Одной из наиболее ярких особенностей динамики сгорания газа в ПС является возможность реализации режима динамического падения давления (ДПД) в ходе процесса. Явление впервые, по-видимому, описано в [14] и связано с взаимодействием таких элементарных процессов, как межфазный теплообмен, химическое превращение, изменение числа молей горючей смеси, и, в ряде случаев, конденсация продуктов горения. Действительно, прирост давления обусловлен изменением температуры и числа молей смеси при горении. При горении в сосуде без ПС относительное изменение температуры - это величина порядка 10, а изменение числа молей - не более 0,5-2. В итоге давление растет по мере сгорания смеси. При горении в сосуде с ПС выделившаяся в результате горения тепловая энергия распределяется в равновесном состоянии между фазами в соответствии с пористостью, теплоемкостями и плотностями фаз. В некоторых случаях соотношение этих параметров таково, что равновесная температура системы невелика. Если, далее, горение идет с уменьшением числа молей, то этот фактор может оказаться более сильным, чем фактор повышения температуры. В результате динамическое давление будет снижаться по ходу процесса. Из сказанного следует, что условие понижения давления может быть записано в виде: $k\theta_b < 1$. Так как всегда $\theta_b > 1$, то, очевидно, что для понижения давления необходимо $k < 1$. Это условие можно конкретизировать, используя уравнение (8). Тогда, при $\gamma_b = \gamma_g = \gamma$ получаем:

$$c_i > \frac{E_i - 1}{1 - k} k\gamma. \quad (13)$$

Например, для стехиометрической смеси СО + воздух ($k=0,85$, $E_i \approx 6$) критическое значение c_i , выше которого начинается ДПД около 40. Из условия (13) и определения c_i также следует, что явление ДПД можно ожидать в частности, при низких давлениях, низкой пористости, в ПС высокой теплоемкости и плотности.

Приведенная выше оценка для горения окиси углерода сделана в предположении отсутствия конденсации продуктов горения. Вместе с тем, при больших c_i температура продуктов горения близка к начальной и поэтому в общем случае возможна конденсация какой либо фракции продуктов горения, например, воды при горении углеводородных топлив. В этом случае изменение числа молей k определяется не только уравнением химической реакции k_{ch} , но и конденсацией продуктов k_{ph} при температуре нагретой пористой среды. При этом изменение числа молей, обусловленное конденсацией, такого же порядка величины, что и в приведенном выше примере. В результате конденсации появляется возможность горения газа в ПС с ДПД при $k_{ch} \geq 1$, например, при горении смесей предельных углеводородов с воздухом. Именно такой случай горения был зарегистрирован как первое наблюдение явления ДПД. Таким образом, роль k в соотношении (13) следует понимать в расширительном смысле: изменение числа молей как за счет химической реакции k_{ch} , так и за счет конденсационных процессов k_{ph} .

Анти-Махе эффект. Другой яркой особенностью рассматриваемого процесса является неравномерное распределение температуры продуктов горения с градиентом, противоположном обычному, наблюдаемому в незаполненном ПС сосуде - анти-Махе-эффект (АМЭ). Для пояснения сущности АМЭ сравним элементарные процессы, ведущие к образованию распределения температуры в незаполненном и заполненном ПС сосудах. В незаполненном сосуде температура продуктов горения определяется двумя основными процессами: ростом температуры газа во фронте пламени и сжатием газа до и (или) после горения. Поскольку при сжатии свежей смеси увеличение концентрации химической энергии пропорционально (в первом приближении) увеличению объемной теплоемкости этого газа, то прирост температуры во фронте пламени есть величина примерно постоянная. Вследствие этого градиент температуры

формируется в основном за счет процессов сжатия. Максимальный фактор сжатия для всех элементов газа одинаков $\pi_e^{(\gamma-1)/\gamma}$. Поэтому максимальная температура будет там, где выше стартовая температура, то есть вблизи точки зажигания – Махе-эффект [31].

В сосуде с ПС температура продуктов горения практически не зависит от процессов сжатия газа. Она в основном определяется ростом температуры во фронте пламени. В отличие от незаполненного ПС сосуда здесь при сжатии свежей смеси происходит увеличение концентрации химической энергии практически без увеличения теплоемкости единицы объема. По этой причине прирост температуры во фронте пламени пропорционален текущему давлению и максимален на заключительных стадиях горения – АМЭ [12].

Характер распределения температуры в продуктах горения после завершения распространения пламени в сосуде с ПС во многом определяется параметром c_i , поскольку он контролирует распределение выделившегося в зоне горения тепла между фазами. При $c_i=0$ (в сосуде без ПС) имеет место Махе-эффект. При больших значениях c_i ($c_i \approx 20$) имеет место АМЭ. Отсюда следует, что должно существовать некоторое значение c_i^* , при котором температурный градиент меняет знак. Для оценки c_i^* логично предположить, что в этом случае температура в точке зажигания в момент окончания процесса горения должна быть равной температуре продуктов после установления равновесия внутри сосуда. Тогда искомое значение c_i^* можно найти из уравнения (4), полагая $\pi = \pi_{eq}$, $\theta = \theta_{beq} = \pi_{eq}/k$:

$$\theta_{eq} = \theta_{bi} \left(\frac{\pi_{eq} + c_i \theta_{eq}}{1 + c_i \theta_{bi}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (14)$$

Здесь π_{eq} вычисляется из уравнения (10). Численное решение этого уравнения при $k=1$, $E_i=6,7$, $\gamma=1,4$ дает $c_i^* \approx 0,15$. Аналогичное предположение по температуре относительно точки, в которой завершается процесс горения, при тех же значениях параметров k , E_i , γ дает значение $c_i^* \approx 0,32$. В этом случае оценка проводилась с использованием уравнений (3) и (8). Эти оценки дают основание предположить, что в действительности смена знака производной dT/dx происходит не в одной точке c_i^* , а в некотором диапазоне $c_i^* = 0,1-0,3$, в котором максимальная

температура продуктов горения достигается не в точке зажигания или окончания процесса, а в некоторой промежуточной точке.

При больших c_i возможны два случая. Если $k > 1$, то при всех $c_i > c_i^*$, где c_i^* верхняя граница рассмотренного выше диапазона немонотонного распределения температуры, будет реализовываться АМЭ. Если $k < 1$, то при $c_i > c_i^*$, определяемого соотношением (13) реализуется ДПД и формируется аналогичное обычному распределение температуры в продуктах. Однако природа этого распределения иная, чем в незаполненном сосуде. Она связана с падением давления и обусловлена описанным выше механизмом формирования распределения температуры в ПС.

Интересно отметить, что хотя абсолютные значения температуры продуктов горения в сосудах с ПС обычно невелики, ее прирост не превышает нескольких десятков градусов, тем не менее эффект в относительных единицах того же порядка, что и в незаполненных ПС сосудах. Оценивая относительный эффект как $\xi = (T_{bmax} - T_{bmin})/T_{beq}$, имеем для незаполненных ПС сосудов $\xi = 0,3-0,4$. В сосудах с ПС ($\xi = f(c_i)$) и при оптимальных параметрах ($c_i \approx 2$) оценки дают $\xi \approx 0,6$.

Можно ожидать разнообразных следствий АМЭ. Как и в незаполненном сосуде, выравнивание температуры по сосуду ведет к повышению давления $p_{eq} > p_e$. Однако этот эффект невелик. В случае, приведенном на рис. 7, $p_{eq}/p_e = 1,05$. Надо полагать, что при оптимальных параметрах превышение p_{eq} над p_e будет больше. Другое интересное следствие – пространственная неравномерность конденсации продуктов горения, обусловленная неоднородностью температурного поля и, соответственно, неравномерность дополнительного тепловыделения при конденсации.

Что касается прикладных аспектов данной работы, то, по мнению авторов, их перспективность определяется широким спектром использования ПС в техногенной сфере и свойствами волн горения в ПС. Например, для проблемы взрывобезопасности закрытого технологического оборудования первостепенное значение имеют максимальное давление взрыва, скорость нарастания давления, границы взрываемости реакционной среды, возможность режимных переходов типа дефлаграция-детонация. Все эти характеристики взрыва в аварийной

ситуации контролируемыми параметрами ПС в сочетании с физико-химическими параметрами реакционной среды.

Расчет конечного давления в пористой среде, смоченной топливом, имеет свои особенности. После сгорания смеси происходит нагрев системы до равновесной температуры, определяемой из уравнения баланса тепла. При нагреве жидкости происходит ее испарение, и, следовательно, часть тепла, выделившаяся при горении, идет на образование пара, тем самым конечная температура системы будет ниже, чем в тех же условиях (по теплоемкости), но без испарения жидкости. Конечное давление в такой системе в состоянии равновесия является суммой парциаль-

ных давлений продуктов сгорания и паров жидкости. Снижение конечной температуры, очевидно, понижает парциальное давление продуктов сгорания, но испарение приводит к повышению парциального давления паров жидкости и в общем случае вклад испарения жидкости в величину конечного давления зависит от многих факторов: удельной теплоты парообразования, молекулярной массы паров жидкости, от общей теплоемкости системы, начальной температуры.

Для того, чтобы оценить увеличивается или уменьшается общее давление предположим, что на испарение жидкости затрачено A джоулей тепла. Снижение парциального давления продуктов сгорания при этом произойдет на величину

$$\Delta p_b = \frac{v_e}{v_0} \frac{p_0}{T_0} \left(T_0 + \frac{Q}{c} \right) - \frac{v_e}{v_0} \frac{p_0}{T_0} \left(T_0 + \frac{Q - A}{c} \right) = \frac{v_e}{v_0} \frac{p_0}{c T_0} A \quad (15)$$

где Q – тепло, выделившееся при горении, а c – теплоемкость системы ($c = c_s m_s + c_L m_L + c_g m_g$), где индексы s, L, g обозначают твердую, жидкую и газовую фазы соответственно, c, m с соответствующим индексом обозначают соответствующую массовую теплоемкость и массу.

Считая пары жидкости идеальным газом, получим, что парциальное давление, создаваемое ими будет

$$\Delta p_L = \frac{A}{r \mu_L} RT, \quad (16)$$

где T – температура, при которой испарялась жидкость, а A/r масса испарившейся жидкости, r – теплота испарения единицы массы жидкости. Для нижней оценки Δp_L примем, что $T = T_0$.

Рассмотрим отношение

$$\frac{\Delta p_L}{\Delta p_b} = \frac{RT_0}{r \mu_L p_0} \frac{c T_0 v_0}{v_e} \quad (17)$$

Если это отношение больше 1, то испарение приводит к возрастанию общего давления, если меньше 1, то к снижению. Оценим это отношение для характерного случая пористой среды из ФПМ и н-октана в качестве топлива. Необходимые для расчета характеристики: плотность жидкой фазы $\rho_L = 0,702 \cdot 10^3$ кг/м³, $\mu_L = 0,114$ кг/моль, теплота испарения при $T_0 = 20^\circ \text{C} = 365,5 \cdot 10^3$ Дж/кг, удельная теплоемкость $c_{pL} = 2,2 \cdot 10^3$ Дж/(кг К),

масса топлива на поверхности ФПМ порядка 20 кг/м³, теплоемкость единицы объема пористой среды $c_s = 4,5 \cdot 10^4$ Дж/(м³ К), $v_0/v_e = 1/1,06$, начальное давление – 10^5 Па. Подстановка численных значений дает значение 12,2. Это указывает на то, что испарение приводит к возрастанию общего давления в данной системе, и при расчете конечного давления необходимо учитывать испарение топлива в области продуктов сгорания.

Заключение.

Изучено распространение пламени в звуковом “режиме высоких скоростей” в условиях закрытого сосуда, заполненного инертной пористой средой и гомогенной горючей смесью. Пористая среда, с одной стороны, через турбулизацию смеси перед фронтом пламени оказывает ускоряющее действие, выражающееся в увеличении скорости нарастания давления, сокращении времени достижения максимального давления, в возможности развития звуковых и сверхзвуковых режимов горения. С другой стороны через интенсивный межфазный теплообмен и межфазное перераспределение энергии, пористая среда оказывает тормозящее действие, выражающееся в низких значениях максимального давления взрыва, динамическом падении давления по ходу процесса, появлении

анти-Махе-эффекта, реализации режимных переходов с понижением скорости пламени или его гашением. Таким образом, параметры пористой среды можно рассматривать как эффективные управляющие параметры. Их изменение может приводить не только к слабым количественным, но и сильным, качественным пороговым изменениям процесса горения. Это обстоятельство обуславливает большие дополнительные возможности использования пористых сред в химических технологиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-03-32417).

Список использованной литературы

1. Бабкин В.С., Бабушок В.А., Суюшев В.А. *Физика горения и взрыва*, 1977, Т. 13, № 3, с. 354-358.
2. Бабкин В.С., Кононенко Ю.Г. *Физика горения и взрыва*, 1985, Т. 21, № 6, с. 50-57.
3. Bradley D., and Mitcheson A. *Combustion and Flame*, 32: 221 (1978).
4. Бабкин В.С., Минаев С.С., Сеначин П.К., Замашиков В.В. *Физика горения и взрыва*, 1986, Т. 22, № 3, с. 50-59.
5. Бабкин В.С., Сеначин П.К. *Физика горения и взрыва*, 1982, Т. 18, № 1, с. 3-8.
6. Korzhavin A.A., Bunev V.A., Babkin V.S. *Combustion and Flame*, 109: 507-520, (1997).
7. Бабушок В.И., Гольдштейн В.М., Романов А.С., Бабкин В.С. *Физика горения и взрыва*, 1992, Т. 28, № 4, с. 3-10.
8. Babkin V.S., Korzhavin A.A., Bunev V.A. *Combustion and Flame*, 87: 182-190 (1991).
9. Коржавин А.А., Бунев В.А., Бабкин В.С. *Физика горения и взрыва*, 1997, Т. 33, № 1, с. 24-32.
10. Бабкин В.С., Бунев В.А., Коржавин А.А. и др. *Физика горения и взрыва*, 1985, Т. 21, № 5, с. 17-22.
11. Коржавин А.А., Бунев В.А., Абдуллин Р.Х., Бабкин В.С. *Физика горения и взрыва*, 1982, Т. 18, № 6, с. 20-23.
12. Коржавин А.А., Бунев В.А., Бабкин В.С. *Доклады Академии Наук*, 1994, Т. 334, № 2, с. 184-186.
13. Бабкин В.С., Лаевский Ю.М. *Физика горения и взрыва*, 1987, Т. 23, № 5, с. 27-44.
14. Бабкин В.С., Бунев В.А., Коржавин А.А. *В сб.: Горение газов и натуральных топлив*. Под ред. Л.Н. Стесика. Черноголовка: ОИХФ, 1980, с. 87-89.
15. Драйздел Д. Введение в динамику пожаров./ Пер. с англ. К.Г.Бромштейна; Под ред. Ю.А.Кошмарова, В.Е.Макарова.-М.: Стройиздат, 1990.
16. McIntosh A.C., Bains M., Crocombe W., Griffiths G.F. *Combust. Flame*, 99: 541-550 (1994).
17. Стрижевский И.И., Заказов В.Ф. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.
18. А.А.Коржавин, В.А.Бунев, В.С.Бабкин. *Доклады Академии Наук*. 1994. Т. 337, No. 3, с. 342-344.
19. A.A.Korzhavin, V.A.Bunev, V.S.Babkin. In: *Combustion, Detonation, Shock Waves. Proceedings of the Zel'dovich Memorial*. (ed. Frolov S.M.), 1994, Vol. 2, p. 198-200.
20. Лямин Г.А., Пинаев А.В. *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, No. 5, с. 102-108.
21. Фролов С.М., Гельфанд Б.Е., Тимофеев Е.И. *Физика горения и взрыва*. 1984, Т. 20, No. 5, с. 107-114.
22. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М: Наука, 1972.
23. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения/ Под ред. А.Н.Баратова, А.Я.Корольченко, Г.Н.Кравчука и др. М: Химия, 1990, Т. 2.
24. А.А.Коржавин, В.А.Бунев, Д.М.Гордиенко, В.С.Бабкин. *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, N 3. с. 15-18.
25. A.A.Korzhavin, V.A.Bunev, V.S.Babkin. *17-th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Heidelberg, Germany, 1999. <http://reaflow.iwr.uni-heidelberg.de/~icders99/program/papers/051-100/057.pdf> <http://reaflow.iwr.uni-heidelberg.de/~icders99/program/papers/051-100/057.ps>
26. А.А.Коржавин, В.А.Бунев, И.Г.Намятов, В.С.Бабкин. *Физика горения и взрыва*. 2000. - Т. 36, N 3. с. 25-30.
27. И.Г.Намятов, С.С.Минаев, В.С.Бабкин, В.А.Бунев, А.А.Коржавин. *Физика горения и взрыва*. 2000. Т. 36, No 5. с. 12-21.
28. А.А.Коржавин, В.А.Бунев, И.Г.Намятов, В.С.Бабкин. *Доклады РАН*. 2000. Т. 375, N 3. с. 355-357.
29. A.A.Korzhavin, V.A.Bunev, I.G.Namyatov, S.S.Minaev, V.S.Babkin. In *Fire and Explosion*

- Hazard, Proceedings of the Third International Seminar on Fire and Explosion Hazards*, Eds.: Derek Bradley, Dougal Drysdale, Georgy Makhviladze. Centre for Research in Fire and Explosion Studies, University of Central Lancashire, Preston, United Kingdom, 2001, p. 379-388.
30. A.A.Korzhavin, V.A.Bunev, S.S.Minaev, I.G.Namyatov, V.S.Babkin. 18-th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Seattle, Washington, USA, 2001. <http://www.engr.washington.edu/~uw-epp/icders/abstracts/133.htm>
31. Lewis B., von Elbe G. Combustion, Flames and Explosions of Gases. New York and London: *Academic Press Inc.*, 1961.
32. Abdullin R.H., Borisenko A.V., Babkin V.S. *In Dynamics Aspects of Explosion Phenomena*. (Kuhl A.L., Leyer J.-C., Borisov A.A., Sirignano W.A., Eds.), *Progress in Astronautics and Aeronautics*, AIAA, Washington, Vol 154, p. 31-50, (1993).

Дата поступления 14 июня 2002

Gas Combustion in Closed Vessels Filled with an Inert Porous Medium

Korzhavin A.A., Bunev V.A., Babkin V.S.

The Institute of chemical kinetics and combustion SB RAS,
Novosibirsk, 630090, Russia.

Abstract

On the base of authors' experimental data the physical model of subsonic flame propagation in a closed vessel filled with an inert porous media and combustible mixture was formulated. Adequate mathematical model of the process was developed. It allows determining fresh gas and combustion product states in the course of the process. The comparison of theoretical and experimental results on temperature distribution in combustion products has shown satisfactory agreement. The interpretation of specific phenomena observed in the system under investigation is done. These phenomena are low level of end pressures, dynamic pressure drop in the course of the process, anti-Mache effect, regime transitions with deceleration of the flame and flame quenching. There have been considered two groups of non steady-state effects. The first attributes to the effects connected with initial and boundary conditions, namely, combustion wave formation and its quenching near the vessel walls. Spatial scale of these processes is the combustion zone size of the quasi steady-state wave. The second attributes to the effects due to dynamic variation of the state parameters of reacting gas in the combustion process and corresponding buckling failure of quasi steady-state flames that is manifested in regime transitions or flame quenching. The conclusion on perspectivity of applied aspects of the work is done.

Received 14 June 2002.