

Рис. 3.

точке, где $z=0,5z_m$) по длине, показали (рис. 3, 1, 3 — присоединенный и «приподнятый» факел метана; 2, 4 — присоединенный и «приподнятый» факел пропана), что и для этого параметра течения основное различие для «приподнятых» и присоединенных факелов наблюдается на расстояниях, не превышающих 150—200 калибров. Оказалось, что в «области перехода» ширина «приподнятого» факела возрастает в 2—3 раза, что существенно больше, чем в присоединенном факеле на том же расстоянии. Эта особенность течения отмечается в большинстве экспериментальных исследований «приподнятых» факелов (например, [5, 10]). В [9], однако, указывается, что увеличение ширины факела за сечением воспламенения происходит менее интенсивно, чем в [5, 10].

Оказалось, что в сечении, соответствующем концу «области перехода» ($x_1=x_2$) в «приподнятом» факеле, поведение гидродинамических параметров течения существенно отличается в негорящей струе, «приподнятом» и присоединенном факелах. Например, для присоединенного факела профиль поперечной скорости v имеет два экстремума (в «приподнятом» факеле один ярко выраженный экстремум), причем абсолютное значение максимума в «приподнятом» факеле существенно меньше, чем в присоединенном.

Таким образом, расчетное исследование «приподнятых» факелов горения пропана и метана показало, что предложенная упрощенная модель «приподнятого» факела позволяет получать результаты, не противоречащие известным опытным данным, и описывать характерные особенности течения.

Поступила в редакцию 3/Х 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10, 1199.
2. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 1, 30.
3. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черногоровка, 1977.
4. А. Б. Лебедев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, 5, 46.
5. В. К. Баев, В. А. Ясаков. Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1969, 1, 3, 38.
6. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 2, 16.
7. L. Vanquickenborne, A. Van Tiggelen. Comb. Flame, 1966, 10, 1, 59.
8. Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов. ФГВ, 1978, 14, 5, 53.
9. I. Ebrahimi, R. Kleine. 16-th Simp. (International) on Comb. The Combustion Institute, 1976.
10. Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов. Тр. ЦИАМ, № 834, 1979.

УДК 662.611

ЯЧЕЙСТАЯ СТРУКТУРА ПЛАМЕНИ И ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ

В. П. Карпов
(Москва)

Из-за сложности процессов, происходящих в турбулентном пламени, в настоящее время нет удовлетворительного объяснения многих сторон этого явления. Знания о взаимодействии пламени с возмущениями среды, вызываемыми различными источниками, также недостаточны для аналитического подхода к решению проблемы. По этой причине необходимы экспериментальные наблюдения, позволяющие выявить влияние параметров и наметить пути выяснения механизма горения. Резуль-

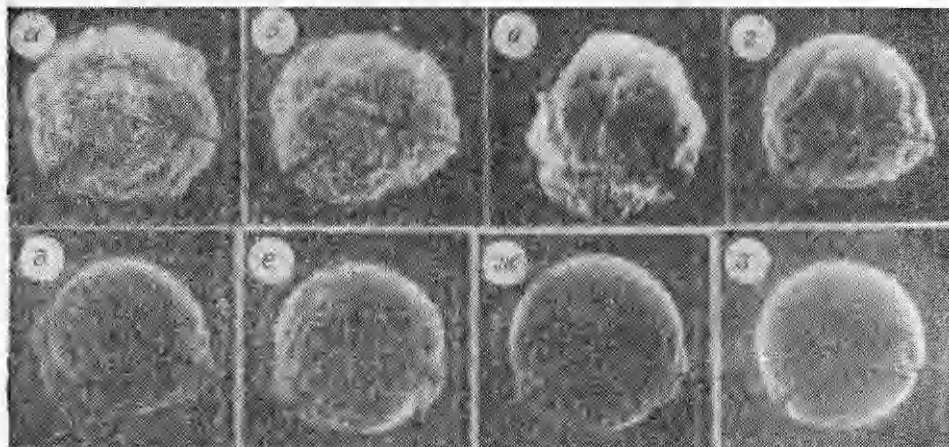


Рис. 1. Изменение структуры ламнарных пламен смесей $2\text{H}_2 + \alpha\text{O}_2 + n\text{N}_2$.

а) $\alpha = 12$, $n = 4,5$, $u_{\text{H}} = 0,27$ м/с; б) $\alpha = 6$, $n = 10$, $u_{\text{H}} = 0,29$ м/с; в) $\alpha = 4$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,15$ м/с; г) $\alpha = 2$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,2$ м/с; д) $\alpha = 1,5$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,17$ м/с; е) $\alpha = 1,2$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,13 \div 0,14$ м/с; ж) $\alpha = 1,1$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,12$ м/с; з) $\alpha = 1,0$, $n = 15$, $u_{\text{H}} = 0,10 \div 0,12$ м/с.

таты работы [1] приводят к выводу, что при прочих равных условиях с большими турбулентными скоростями горят смеси, склонные к диффузионно-тепловой неустойчивости.

В отношении диффузионно-тепловой неустойчивости достигнут значительный прогресс как в понимании явления, так и в предсказании ряда экспериментальных результатов в ламнарном пламени [2–5]. Условия появления ячеистой структуры сформулированы Я. Б. Зельдовичем [2] на основе анализа диффузионных явлений, происходящих при горении смесей с различными молекулярными свойствами горючего и окислителя. Появление ячеек на поверхности пламени должно происходить в случае превышения коэффициента диффузии над коэффициентом теплопроводности, что приводит к локальному диффузионному обогащению возмущенного элемента поверхности пламени с большей скоростью, чем отвод тепла теплопроводностью. Такое явление самопроизвольного перехода поверхности пламени в систему ячеек характерно для ламнарного режима.

На рис. 1 приведены шпирен-фотографии ламнарных пламен водорода $2\text{H}_2 + \alpha\text{O}_2 + n\text{N}_2$ при $\alpha + n = \text{const}$, то соответствует условию неизменности температуры продуктов (с точностью до 20°). Как видно из приведенных фотографий, по мере обеднения смеси наблюдается дробление поверхности пламени, причем в диапазоне $\alpha = 1 \div 2$ можно проследить уменьшение размера ячеек, при $\alpha > 4,0$ поверхность пламени так раздроблена, что трудно оценить различие в структуре. При $\alpha = 6$ и 12 поверхность ламнарного пламени раздроблена столь сильно, что использование самого понятия «нормальная скорость», как послойного распространения зоны реакции, становится сомнительным.

Сопоставление изменения структуры ламнарного пламени с крутизной начального участка зависимостей турбулентных скоростей выгорания от пульсационной скорости работы [1] показывает качественное совпадение: чем сильнее раздроблена поверхность ламнарного пламени, тем больше крутизна K_p начального участка зависимости турбулентной скорости выгорания от пульсационной. Для рассмотренных смесей изменение K_p в зависимости от α следующее:

| | | | | | | | |
|----------|-----|------|------|-----|------|------|------|
| α | 1,0 | 1,1 | 1,2 | 1,5 | 2,0 | 4,0 | 12 |
| K_p | 0,1 | 0,26 | 0,31 | 0,5 | 0,63 | 0,63 | 0,70 |

В качестве другого примера корреляции крутизны начального участка и структуры ламнарного пламени можно привести опыты по турбулентному горению бедной смеси водорода с добавками пропана. Например, при добавлении к смеси $2\text{H}_2 + 4\text{O}_2 + 15\text{N}_2$ пропана наблюдается парадоксальный факт: турбулентные скорости исходной бедной смеси водорода $2\text{H}_2 + 4\text{O}_2 + 15\text{N}_2$ при увеличении пульсационной скорости с некоторого ее значения оказываются выше турбулентных скоростей выгорания смесей с добавками пропана, несмотря на увеличение нормальной скорости и температуры продуктов.

Фотографии ламнарных пламен приведены на рис. 2. Четко видно, что добавление от 0,1 до 0,6 молярных долей пропана к исходной бедной водородно-воздушной смеси с $\alpha = 4,0$ приводит к постепенному ослаблению дробления поверхности ламнарных пламен. Суммарный коэффициент избытка окислителя при этом снижается до 2,67, 1,6, 1,33 и 1,00 при увеличении нормальной скорости и температуры продуктов. В соответствии с экспериментально наблюдаемым уменьшением дробления лам-

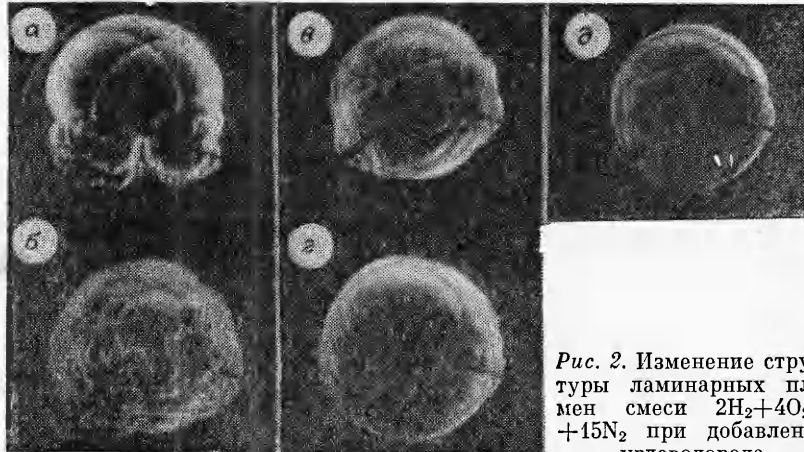


Рис. 2. Изменение структуры ламинарных пламен смеси $2\text{H}_2+4\text{O}_2+15\text{N}_2$ при добавлении углеводорода.

а) исходная смесь, $u_{\text{H}} = 0,15$ м/с, $T_{\text{r}} = 1050$ К; б) добавка $0,1\text{C}_3\text{H}_8$, $u_{\text{H}} = 0,20$ м/с, $T_{\text{r}} = 1350$ К; в) добавка $0,3\text{C}_3\text{H}_8$, $u_{\text{H}} = 0,30$ м/с, $T_{\text{r}} = 1600$ К; г) добавка $0,4\text{C}_3\text{H}_8$, $u_{\text{H}} = 0,30$ м/с, $T_{\text{r}} = 2030$ К; д) добавка $0,6\text{C}_3\text{H}_8$, $u_{\text{H}} = 0,56$ м/с, $T_{\text{r}} = 2350$ К.

нарного пламени уменьшается и величина K_p . Для смеси $2\text{H}_2+0,6\text{C}_3\text{H}_8+4\text{O}_2+15\text{N}_2$ при $\alpha = 1,0$ нормальная скорость возросла примерно в 4 раза по сравнению с исходной смесью с $\alpha = 4,0$, а температура продуктов увеличилась более чем в два раза, но турбулентная скорость выгорания при $u_{\text{c}} > 1,5$ м/с оказывается почти в полтора раза ниже, чем у исходной бедной смеси водорода с воздухом. Как видно из рис. 2, д, поверхность ламинарного пламени практически гладкая.

Представляет интерес изменение структуры поверхности ламинарного пламени при неизменном коэффициенте избытка окислителя в зависимости от концентрации инертного газа. В качестве примера на рис. 3 приведены фотографии пламен $2\text{H}_2+6\text{O}_2+n\text{N}_2$ при различных n . Концентрация азота изменяется при этом от 25 до 43% (по массе). Отношение коэффициента температуропроводности к нормальной скорости пропорционально тепловой ширине зоны ламинарного пламени δ , при увеличении n от 6 до 16 оно возрастает примерно в 6 раз. Как видно из рис. 3, при малых n поверхность пламени сильно раздроблена ($n=6$ и 10), при увеличении n ячейки растут и при $n=14$ конвективный поток сносит возмущения в нижнюю часть очага пламени. При $n=16$ нормальная скорость горения снижается до $0,07$ м/с, время распространения растет, конвективная скорость в соответствии с закономерностью $\sim 2/7 \cdot gt$ достигает большей величины. Смесь $2\text{H}_2+6\text{O}_2+16\text{N}_2$ при $u_{\text{H}} = 0,07$ м/с и температуре продуктов 970 К имеет турбулентные скорости выгорания значительно более высокие, чем, например, смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2+12\text{N}_2$ ($u_{\text{H}} = 0,26$ м/с при $T_{\text{r}} = 1350$ К) или $2\text{H}_2+1,5\text{O}_2+15,5\text{N}_2$ ($u_{\text{H}} = 0,13 \div 0,14$ м/с при $T_{\text{r}} = 1130$ К), у которых параметр κ/u_{H} имеет меньшую величину.

Изменение структуры ламинарного пламени смеси неизменного состава при увеличении давления можно связать с уменьшением отношения κ/u_{H} , т. е. с уменьшением ширины зоны пламени, что и приводит к усилению дробления. В результате увеличиваются K_p и турбулентная скорость выгорания при неизменной пульсационной скорости.

Анализ полученных экспериментальных результатов по турбулентному горению в услови-

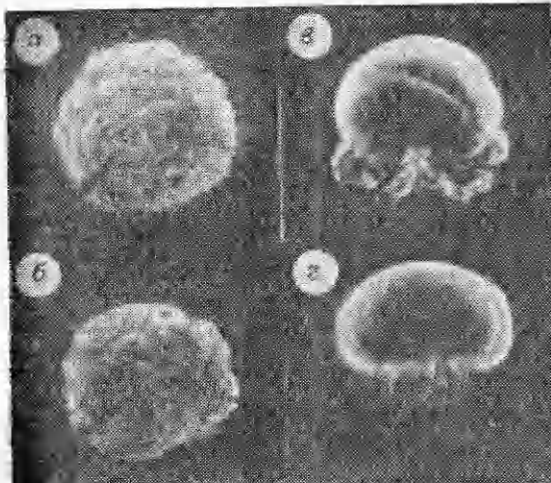


Рис. 3. Влияние параметра κ/u_{H} на структуру ламинарного пламени смесей $2\text{H}_2+6\text{O}_2+n\text{N}_2$.

а) $n = 6$, $T_{\text{r}} = 1430$ К, $u_{\text{H}} = 0,45$ м/с, $\kappa/u_{\text{H}} = 0,0045$ см; б) $n = 10$, $T_{\text{r}} = 1200$ К, $u_{\text{H}} = 0,29$ м/с, $\kappa/u_{\text{H}} = 0,0070$ см; в) $n = 14$, $T_{\text{r}} = 1050$ К, $u_{\text{H}} = 0,13$ м/с, $\kappa/u_{\text{H}} = 0,0180$ см; г) $n = 16$, $T_{\text{r}} = 970$ К, $u_{\text{H}} = 0,07$ м/с, $\kappa/u_{\text{H}} = 0,0285$ см.

ях постоянного объема при варьировании в широких пределах величинами нормальных скоростей горения, температур продуктов и молекулярных свойств (см., например, [6, 7]) показывает наличие корреляции крутизны начального участка K_p (рис. 4) от параметров $u_{н'}/\kappa$ и D/κ . Такая зависимость в виде

$$K_p \sim \sqrt{\frac{u_{н'} l}{\kappa} \left(1 + \frac{D}{\kappa} |\Delta \alpha|^{1/2}\right)}, \text{ где } l - \text{ интегральный масштаб турбулентности, вполне}$$

прилично описывает имеющийся экспериментальный материал. С учетом этого можно предложить оценочную зависимость $w = u_{н'} + \frac{4}{8} K_p u_{н'} - \frac{0,17}{\sqrt{g}} \left(\frac{l}{\kappa} 10^{-3}\right) (u_{н'}')^2$, которая с 20%-ной точностью соответствует скоростям выгорания исследованных смесей. Зависимость такого рода позволяет предсказать в условиях реального двигателя турбулентные скорости выгорания для разных режимов работы. При этом, естественно, следует при моделировании горения в реальном двигателе использовать смеси с меньшими концентрациями инертного газа [8].

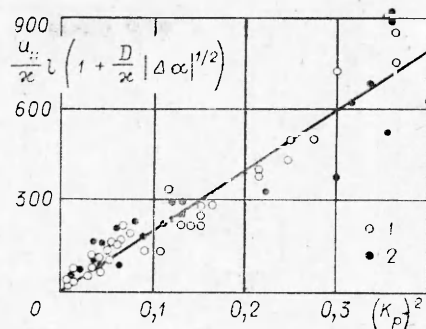


Рис. 4. Изменение крутизны начального участка зависимости турбулентной скорости выгорания от пульсационной при изменении параметров $u_{н'}/\kappa$ и D/κ .

1 — поверхность ламинарных пламен гладкая; 2 — ижеистая.

Поступила в редакцию 26/XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1.
2. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.
3. Г. П. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. МТФ, 1962, 4, 21.
4. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПММ, 1966, 30, 3, 451.
5. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. МТФ, 1966, 1, 67.
6. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Докл. АН СССР, 1978, 239, 1, 123.
7. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1981, 17, 1, 137.
8. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Всес. науч. конф. «Рабочие процессы в двигателях внутреннего сгорания» (тез. докл.). М., 1978.

УДК 614.841.12

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА НИЖНИЙ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПРЕДЕЛ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В АЭРОВЗВЕСЯХ

А. Я. Корольченко, А. В. Перов, Ю. Н. Шебеко
(Балашиха)

Работа посвящена исследованию температурной зависимости нижнего концентрационного предела воспламенения серы и бензойной кислоты.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В качестве реакционного сосуда использована труба из кварцевого стекла с внутренним диаметром 0,1 и высотой 0,4 м. Форма и геометрические размеры реакционного сосуда соответствуют рекомендациям стандартной методики измерения нижнего концентрационного предела воспламенения $\varphi_{н'}$ аэровзвесей при нормальной температуре [1]. Намотанная на трубу спираль из нихромовой проволоки, помещенная в асбестовую изоляцию, обеспечивала нагрев воздуха внутри реакционного сосуда до 600°C. Температура измерялась хромель-копелевой термомарой, размещенной в центре сосуда по высоте и на 0,03 м от стенки. В качестве источника зажигания использована нагретая до температуры 1000—1050°C электрическая спираль. Примененная конструкция распылителя позволяла получать внутри реакционного сосуда относительно равномерное пылевое облако. Экспериментальная установка обеспечивала условия распространения пламени практически при атмосферном давлении.

Эксперименты проводились следующим образом. Реакционный сосуд нагревался до заданной температуры (предварительно проведенные опыты показали, что разность температур между двумя любыми точками внутри сосуда не превышала 5°). В форсунку помещалась навеска исследуемого вещества и включался источник зажигания. Импульсом сжатого воздуха из мерника (объем 10^{-5} м³, начальное давле-