

6. П. С. Любченко, Г. Н. Марченко. Докл. АН СССР, 1979, 249, 6, 1389.
7. Б. П. Хайкин, С. И. Худяев, Л. А. Жукова.— В сб.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, изд. ИХФ АН СССР, 1980.
8. A. G. Merzhanov. Arch. Comb., 1980, 1.
9. A. R. Hall, H. G. Wolfhard. VI-th Symp. (International) on Comb., N. Y., 1957.
10. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 1, 27.

УДК 536.46

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВЫГОРАНИЯ ГОМОГЕННЫХ СМЕСЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

И. Б. Самойлов, В. И. Богословский
(Москва)

Механизм турбулентного горения продолжает оставаться объектом дискуссий как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении [1, 2]. При этом, однако, проблемы, связанные со скоростью турбулентного горения, потеряли, по-видимому, свою прежнюю актуальность, поскольку на практике с помощью полуэмпирических методов обеспечивают эффективное сжигание топлива при достаточно высоком теплонапряжении объема и сечения камеры сгорания. В данной работе экспериментально исследована зона горения в турбулентном потоке предварительно перемешанных пропано-воздушных смесей.

В качестве камеры сгорания (рис. 1) использован открытый с одного конца канал, имеющий прямоугольное сечение 10×20 и длину 150 мм. Две стенки камеры изготовлены из кварцевых пластинок. Скорость потока исходной смеси во всех опытах составляла 10 м/с, что соответствует числу $Re = 7 \cdot 10^3$. Пламя в этих условиях стабилизировалось с помощью небольших выступов на боковых стенках камеры сгорания.

Оценки показывают, что, за исключением области вблизи стабилизаторов, указанные выше параметры обеспечивают выполнение условия $t_L \sim t_r$, где t_L — лагранжев микропериод турбулентности, а t_r — характерное время реакции [3]. При этом условии не представляется возможным сделать определенный выбор в пользу объемного или поверхностного механизма горения, согласно известным критериям [3].

В данной работе процесс турбулентного горения изучался с помощью оптической спектроскопии и специально разработанной методики регистрации пульсаций плотности в турбулентном потоке. Оптическая спектроскопия зоны горения проводилась монохроматором с дифракционной решеткой МДР-3. После фотоэлектродного преобразования сигнал усиливался усилителем У5-6 и записывался на ленте потенциометра. Регистрировались также пульсации свечения небольших участков зоны горения. В этом случае вместо монохроматора использовался узкополосный светофильтр с диапазоном пропускания вблизи 436 нм.

Пульсации плотности в потоке измерялись двумя способами. Один из них основан на проецировании шпирей-картины потока на катод фотоумножителя. При этом, как и в случае регистрации пульсаций свечения, с помощью диафрагмы вырезался участок диаметром 1 мм. Шпирей-изображение получали с помощью установки ТЕ-19.

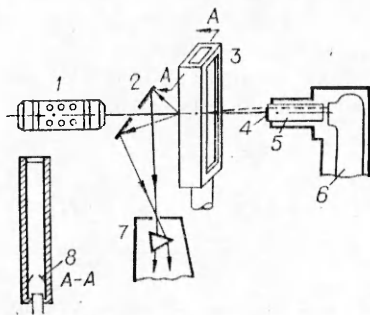


Рис. 1. Схема установки.

1 — квантовый генератор ЛГ-56; 2 — зеркало; 3 — камера сгорания; 4 — диск; 5 — светопровод; 6 — ФЭУ; 7 — монохроматор; 8 — стабилизаторы пламени.

Второй способ, по существу, аналогичен описанному выше. Однако вместо прибора ТЕ-19 использовался лазер ЛГ-56. После днафрагмирования его излучение направлялось через камеру сгорания (см. рис. 1). В отсутствие пламени оно попадало на металлический диск диаметром 2 мм, который прикреплялся к торцу светопровода. Диаметр самого луча равнялся 1 мм. При наличии в потоке неоднородностей луч отклонялся и по светопроводу достигал катода ФЭУ. По величине и характеру полученного таким путем сигнала можно качественно судить о пульсациях плотности в потоке. Специальными опытами установлено, что оба способа дают одинаковые результаты.

Отметим, что нагретые кварцевые стенки обуславливают сильный световой фон на ширин-изображении потока. С целью его уменьшения толщина стенок ограничивалась величиной 0,5 мм; при измерении они охлаждались струей воздуха. При этом было тщательно проверено, что пульсации плотности в этой струе не регистрируются данной методикой.

Схема установки, на которой проводили указанные измерения, приведена на рис. 1. Ее существенная особенность состоит в том, что она позволяет одновременно регистрировать пульсации свечения и плотности в одном и том же месте потока. В данной работе все измерения проведены в сечении, проходящем через продольную ось камеры сгорания перпендикулярно ее прозрачным стенкам.

На рис. 2 приведены характерные участки осциллограмм пульсаций свечения и плотности, зарегистрированные на разных расстояниях x от стабилизаторов. При их сопоставлении видно, что зоны интенсивных пульсаций плотности и свечения не совпадают между собой. Участок потока протяженностью около 1 см вблизи стабилизаторов можно рассматривать как зону подогрева, поскольку на нем пульсации плотности в большинстве случаев не сопровождаются пульсациями свечения. Существенно, что эти пульсации плотности обусловлены забросами продуктов сгорания, а не стоком тепла со стенок камеры сгорания или со стабилизаторов.

Это установлено с помощью дополнительных опытов, в которых запуск развертки осциллографа был синхронизирован с моментом возникновения пламени в холодной камере сгорания. Пульсации плотности в зоне подогрева и в этом случае возникали уже в первый момент воспламенения потока. При этом имеет место дополнительная нестационарность потока в среднем, связанная с разогревом стенок, но она, по-видимому, не вносит существенных изменений в механизм стабилизации пламени, который обусловлен образованием зоны обратных токов, заполненных продуктами сгорания. Сами же пульсации плотности в зоне подогрева могут быть объяснены срывом вихрей из этой зоны. Существенно, что наблюдается беспламенное проникновение этих вихрей в свежую смесь с образованием в ней очагов продуктов сгорания, не ограниченных фронтом пламени. Очевидно, что дальнейшее существование таких очагов зависит от соотношения между временем их рассеивания и временем задержки воспламенения, что соответствует представлениям известной модели пульсирующего воспламенения [4] в части механизма, определяющего скорость турбулентного распространения пламени.

Из рис. 2, кроме того, следует, что в основной зоне горения, определяемой по интенсивному свечению, пульсации плотности существенно уменьшаются и в ее конце переходят в плавные колебания малой амплитуды. Эти особенности осциллограмм пульсаций плотности соответствуют

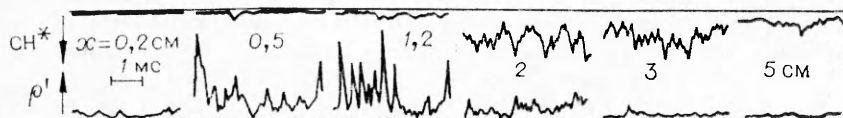


Рис. 2. Типичные участки осциллограмм пульсаций плотности ρ' и свечения CH^* на разных расстояниях от стабилизатора.



Рис. 3. Профили ионизации в открытом пламени пропано-воздушной смеси ($Re = 5000$, $\alpha = 1$).
1 — основная зона; 2 — зона догорания.

Рис. 4. Зависимость $i = \text{СН}^*/\text{С}_2^*$ от α в ламинарном пламени пропано-воздушных смесей.

осциллограммам пульсаций ионизации, полученным при пересечении открытого факела турбулентного пламени ионизационным зондом (рис. 3) [5]. В обоих случаях можно сделать вывод, что процесс перемешивания горючей смеси с продуктами сгорания обгоняет процесс ее горения. Вследствие этого его механизм постепенно приобретает объемный характер.

Отметим, что речь не идет об однозначном соответствии пульсаций плотности и пульсаций ионизации. Профили на рис. 3 приведены потому, что их трудно объяснить, если не исходить из возможности процесса перемешивания продуктов сгорания со свежей смесью. Сами же закономерности выгорания смеси в открытом и закрытом факелах, естественно, различны.

Процесс перемешивания исходной смеси с продуктами сгорания должен, очевидно, приводить при $\alpha \neq 1$ к изменению состава смеси по зоне горения. Богатые смеси по мере выгорания будут еще больше обогащаться, а бедные объединяться. Поэтому, исходя из вида зависимости α в горючей смеси от расстояния по зоне горения, можно определить влияние процесса перемешивания на механизм турбулентного горения.

Для установления этой зависимости в данной работе измерялось отношение средней интенсивности излучения радикалов СН^* (431,5 нм) и С_2^* (516 нм) в различных сечениях по длине зоны горения¹. Как известно [6], величина этого отношения $i = \text{СН}^*/\text{С}_2^*$ зависит от состава смеси в реакционной зоне. В частности, такая зависимость для ламинарного пламени пропано-воздушных смесей показана на рис. 4. Она получена в данной работе для интерпретации аналогичных i , измеренных в турбулентном пламени при $\alpha = 0,9$; 1 и 1,2.

Результаты измерений i при $\alpha = 0,9$ показаны на рис. 5. Там же приведены средние значения пульсаций плотности ρ' , интенсивности излучения СН^* и максимума в спектре излучения зоны догорания СО , обозначенного как СО_2^* (континуум, обусловленный реакцией $\text{СО} + \text{О} \rightarrow \text{СО}_2^* \rightarrow \text{СО}_2 + h\nu$).

В соответствии с описанной выше методикой измерений, указанные величины усреднялись как во времени, так и по пространству. Пространственное усреднение производилось вдоль нормали к плоскости окна.

Кроме значений i , ρ' , СН^* и СО_2^* на рис. 5 приведены также результаты измерений температуры на продольной оси в камере сгорания. Эти измерения выполнены с помощью ПП-термопары, спай которой покрыт кварцевой пленкой. Толщина спаи не превышала 0,2 мм. Термопара вводилась с помощью керамической трубки диаметром 3 мм.

¹ Усреднение имело место за время, равное постоянной времени измерительной аппаратуры. В данном случае оно было близко к 1 с.

Согласно данным на рис. 5, величина i на расстоянии 5 см уменьшается в 2,8 раза. Если судить по результатам измерений в ламинарном пламени (см. рис. 4), то это соответствует изменению α от 0,95 до 0,82.

Отметим, что i уменьшается на протяжении всей зоны горения. Это существенно, поскольку в [7] показано, что при фронтальном механизме также возможно некоторое изменение состава горящей смеси, ограниченное, однако, относительно узкой областью вблизи передней границы пламени, где, согласно [7], проявляется разница в скорости диффузии и окислителя.

Измерения показали также, что в случае $\alpha = 1$ приращение i вдоль зоны горения не превышает 0,5, что соответствует изменению α в пределах 0,03. При сгорании бедной смеси i возрастало от 5,3 до 10 и в конце зоны горения соответствовало $\alpha = 1,3$ при начальном значении 1,2. Наиболее вероятная причина некоторого несоответствия начальных значений α , определенных по отношению i и по показаниям расходомеров, кроется в экспериментальных погрешностях, которые не являются чрезмерными, если учесть, что значения α различаются менее чем на 10% при использовании принципиально различных методов измерения.

Таким образом, результаты измерений i полностью согласуются с выводом о наличии в данном потоке процесса перемешивания продуктов сгорания со свежей смесью.

Сопоставление профилей $\bar{\rho}'$, CH^* и CO_2^* (см. рис. 5) подтверждает отмеченную в [5] возможность проведения аналогии между макроструктурами турбулентного и ламинарного пламени. Эта аналогия проявляется в наличии в обоих случаях зоны подогрева и определенной двухстадийности процесса окисления в пламени (по Р. М. Фристрому [8] и А. С. Соколику [9]). Однако, как и в [5], нужно подчеркнуть, что это не может служить основанием для представления зоны турбулентного горения в виде растянутого фронта ламинарного пламени. В данных условиях горение приобретает объемный характер только к концу пламени.

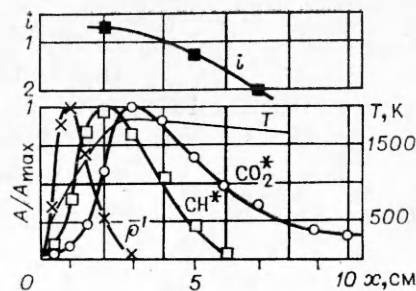


Рис. 5. Значения i , T и относительных величин $\bar{\rho}'$, CH^* и CO_2^* в зоне горения при $\alpha = 0,9$ в свежей смеси.

Поступила в редакцию 24/IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Климов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
2. В. П. Карпов, Е. С. Северин.— В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
3. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
4. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. М.: Недра, 1964.
5. И. Б. Самойлов, Л. А. Гуссак и др.— В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
6. A. G. Gaydon. The Spectroscopy of Flames. London: Chapman and Hall, 1974.
7. А. Ф. Кузин, А. В. Талантов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1974.
8. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М.: Metallurgy, 1969.
9. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.