

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Азатын, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2.
2. Н. Н. Семенов. ЖФХ, 1943, 17, 187.
3. А. И. Вольперт. Математический сборник, т. 88, № 3, 1972, стр. 578.
4. В. М. Васильев, А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Ж. выч. мат. и мат. физ., 1973, 13, 3, 683.
5. А. Н. Тихонов. Математический сборник, т. 31 (73), № 3, 1952, стр. 575.

УДК 536.46

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ РАСПАДА АЦЕТИЛЕНА

*Э. А. Грановский, В. Г. Кнорре, П. А. Теснер,
Б. Г. Пискунов
(Северодонецк)*

Пламя ацетилена отличается большими радиационными потерями, обусловленными наличием в продуктах сгорания частиц дисперсного углерода. Отсюда следует важность учета этих потерь для понимания процесса. Величина тепловых потерь излучением непосредственно связана с температурой горения и скоростью распространения пламени. Температура горения ацетилена была измерена в работах [1, 2]. В первой из них измерялась яркостная температура фронта горения, а во второй рассчитывалась температура по кинограммам распространения сферического пламени. Настоящая работа имела целью прямое измерение температуры горения и расчет тепловых потерь излучением.

Для получения стационарного пламени распада ацетилена использовалась методика бомбы постоянного давления, аналогичная описанной в работах [1, 3]. Постоянство давления обеспечивалось наличием буферной емкости большого объема, соединенной с реакционной трубой. Опыты проводились при вертикальном расположении трубы с поджиганием у верхнего открытого конца. Для поджигания использовалась хромелевая проволока диаметром 0,4 мм. У открытого конца трубы, соединенной с буферной емкостью, устанавливалась стабилизирующая диафрагма, которая позволила растянуть участок стационарного распространения пламени [4]. В соответствии с теорией [5], при распространении пламени сверху вниз, фронт пламени, неискаженный конвекцией, некоторое время оставался плоским и стационарным, что получило свое экспериментальное подтверждение в работе [6].

Скорость пламени измерялась с помощью трех фотоспротивлений ФСК-1, установленных на расстоянии 10 см друг от друга по образующей трубы. Время прохождения пламенем базового расстояния измерялось с помощью частотомеров Ф-571, а температура пламени — вольфрам-рениевыми термопарами ВР 5/20, изготовленными из проволоки диаметром 100, 50 и 25 мк и помещенными в трубе на пути движения фронта пламени. Термопара вводилась через тонкие керамические трубки перпендикулярно образующей таким образом, чтобы спай находился в центре реакционной трубы. Действительное выходное напряжение калибратора осциллографа определялось при помощи образцового вольтметра, а э. д. с. термопары — катодным осциллографом. Определение температуры до 2000°С производилось по усредненной калибровке, для

более высоких температур использовалась экстраполяционная формула из [7]. Анализ газообразных продуктов производился хроматографически.

Опыты были проведены в интервале давлений 2,5—7 атм. При этом были использованы трубы: для давления $p=2,5$ атм диаметром $d=85$ и длиной $l=750$ мм, для $p=3-6$ атм $d=50$ мм, $l=700$ мм, для $p=7$ атм $d=26$ мм, $l=600$ мм. Отдельные опыты были проведены при $p=3$ атм в трубе диаметром 85 мм и при $p=6$ атм в трубе с $d=26$ мм.

Благодаря применению стабилизирующей диафрагмы стационарный режим в опытах при давлениях 3—7 атм удалось получить практически на всем пути распространения пламени. Стабилизировать фронт пламени при 2,5 атм удалось лишь при установке у открытого конца трубы сетки с размером отверстий 0,7 мм. Результаты измерения скорости и температур в трубах разных диаметров при одинаковых давлениях совпали в пределах точности опытов. Значения температур, полученные термопарами из проволок разных диаметров, совпали при данном давлении вплоть до $p=5$ атм. При 6 и 7 атм совпадают показания термопар из проволоки сечением 50 и 25 мк.

Результаты измерений скорости пламени u_n и температуры T_r приведены на рис. 1, 2. В настоящих опытах зафиксирована максимальная температура пламени T_r . Об этом свидетельствует небольшое плато на осциллограмме записи температур и совпадение температур, измеренных термопарами разного диаметра. Точки на рис. 1 представляют среднее значение по результатам трех-четырех опытов, в которых расхождение скоростей пламени, измеренных на двух участках трубы, не превышало 5—10%. Это иллюстрировало стационарность процесса распространения пламени. Точки на рис. 2 представляют среднее значение, полученное из 10—15 измерений. Максимальное расхождение результатов составило при давлениях до 4 атм 100°, а при более высоких давлениях 150°. Точность измерений при коэффициенте надежности $\alpha=0,95$ составляет при давлениях до 4 атм 1% и при давлениях выше 4 атм — 2—2,5%. В таблице приведены результаты газового анализа.

На рис. 1 сопоставлены результаты измерений нормальной скорости распространения пламени, выполненные различными авторами. Полученные в настоящей работе значения лежат между данными работ [3] и [1], и ближе всего соответствуют значениям работы [2]. Более высокие значения, полученные в работе [3], можно объяснить конвективным

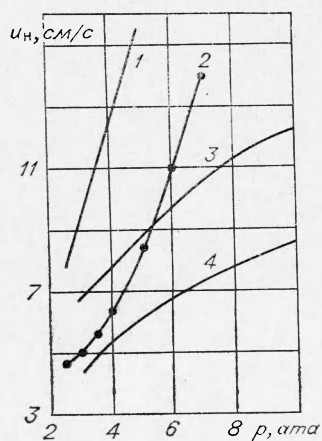


Рис. 1. Нормальная скорость распространения пламени.
1 — эксперимент [3]; 2 — настоящая работа; 3 — эксперимент [2]; 4 — эксперимент [1].

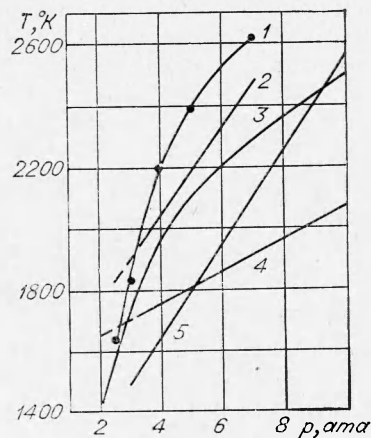


Рис. 2. Температура пламени.
1 — T_r настоящая работа; 2 — $T_{эф}$, расчет по уравнению (1); 3 — T_r , расчет по [1]; 4 — $T_{эф}$, эксперимент [1]; 5 — T_r , эксперимент [2].

подъемом горячих продуктов реакции при распространении пламени снизу вверх. В работе [1] применялись трубки малого диаметра (при 10 атм — 3 мм), в результате чего имело место искажающее влияние стенок. Будем рассматривать аналогично [1] излучение фронта пламени ацетилена, как излучение черного тела при некоторой эффективной температуре $T_{эф}$, которая должна быть ниже T_r , так как образование сажи начинается при температуре существенно более низкой, чем T_r ,

и излучение от слоев сажи, имеющих температуру горения, экранировано слоем более холодной сажи. На основании этих соображений при отсутствии конвективных теплопотерь к стенке можно написать:

$$\sigma T_{эф}^4 = u_n \rho (Q_p - \sum I_i). \quad (1)$$

Из этого соотношения может быть найдена $T_{эф}$ и относительные потери тепла на излучение

$$\eta = \frac{\sigma T_{эф}^4}{u_n \rho Q_p}. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2): σ — константа Стефана — Больцмана, u_n — нормальная скорость горения ацетилена, ρ — плотность ацетилена, Q_p — тепловой эффект реакции распада ацетилена, I_i — энтальпия i -го компонента продуктов распада при температуре T_r .

Результаты расчета приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2 для сравнения приведены результаты работ [1, 2]. В [1] измерялась яркостная температура, которая в рассматриваемом случае является $T_{эф}$. По этой температуре была рассчитана T_r . Данные работы [1] в интервале давлений до 7 атм ниже полученных в настоящей работе на 200—300°, что можно объяснить тепло-

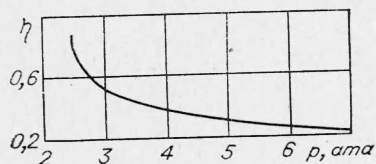


Рис. 3. Зависимость тепловых потерь от давления.

потерями в стенку ввиду малых диаметров реакционных трубок. Об этом же говорит установленная в работе [8] зависимость дисперсности сажи, образующейся при распаде ацетилена в условиях постоянного давления, от диаметра трубки (меньше 20 мм). Дисперсность сажи, являясь довольно чувствительной функцией температуры процесса, падает с уменьшением диаметра, так как растущие тепловые потери приводят к снижению температуры.

При давлениях около 3 атм как в наших опытах, так и в работе [1] значения $T_{эф}$ оказались больше T_r , что не имеет физического смысла. Этот факт в настоящее время не нашел разумного объяснения и требует дополнительных исследований.

Расхождение с данными работы [2] более существенно и составляет ~ 500°. По-видимому, применение методики «мыльного пузыря» для горения ацетилена связано с большими ошибками. Возможно этим объясняется и существенно различный характер зависимости нормальной скорости горения от давления по данным настоящей работы и работы [2].

Найденные расчетом $T_{эф}$ отличаются от экспериментальных T_r в интервале 4—7 атм на 150—200°. Интересно, что $T_{эф}/T_r$ в этом интервале давлений практически постоянно и составляет $0,93 \pm 0,01$. Следовательно, постоянно и отношение излучающих потоков при температурах $T_{эф}$ и T_r , равное примерно 0,75, которое характеризует степень экранирования излучения внешним слоем более холодной сажи.

Давление, ата	Состав продуктов распада, об. %		
	ацетилен	метан	водород
2,5	2,5	12	85,5
3,0	2,0	9	89,0
4,0	1,4	1,8	96,8

Таким образом, несмотря на то, что относительные потери на излучение с повышением давления уменьшаются, экранирующее действие более холодной сажи во фронте пламени не зависит от давления и составляет примерно 25% от излучения черного тела при T_f . Относительные потери на излучение, как видно из рис. 3, весьма значительны. При 3 атм потери составляют около 50, а при 7 атм $\sim 20\%$. Отметим, что при более высоких скоростях распространения пламени (в случае турбулентного горения) потери на излучение значительно меньше. Оценка по (2) показывает, например, что при $p=7$ атм и скорости пламени 10—15 м/с потери будут меньше 1%.

Поступила в редакцию
8/Х 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Cummings, A. R. Hall, R. A. M. Straker. 8-th Symposium (International) on Combustion, Williams and Wilkins Co, 1962, p. 503.
2. М. А. Гликин. Канд. дисс., ГИАП. М., 1967 г.
3. Б. А. Иванов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1963, 150, 1300.
4. Нестационарное распространение пламени. М., «Мир», 1968, стр. 177.
5. Я. Б. Зельдович, В. В. Воеводский. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. М., Изд. Московского мех. ин-та, 1947.
6. Z. F. Full, D. J. Parks, R. A. Fletcher. Comb. and Flame, 1969, 13, 455.
7. Г. Б. Лапп, Д. И. Попова. Измерительная техника, 1967, 2.
8. П. А. Теснер, Б. И. Шраер и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, стр. 725.

УДК 541.126+534.222.2

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЯДРЕ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Ю. Н. Денисов

(Москва)

В волне спиновой детонации, возникающей при условиях, предельных для распространения детонации, первоначальное и наиболее интенсивное воспламенение горючей смеси происходит в небольшом участке — ядре спиновой детонации [1]. Впервые правильная гипотеза о наличии в ядре спиновой детонации возмущения волны в виде косоугольного фронта воспламенения была предложена в работах [2, 3]. Дальнейшими исследованиями [4, 5] был обнаружен существенный элемент ядра спиновой детонации — поперечный фронт воспламенения, распространяющийся по ударно-сжатой смеси. Схема «тонкой» структуры ядра спиновой детонации, включающая косоугольный и поперечный фронты воспламенения, во всех этих работах предполагалась стационарной в системе координат, связанной с поперечным фронтом. Однако, как было показано в [6, 7], в косоугольном фронте периодически возникают и движутся очаги химической реакции с более высокими частотами, чем частота вращательного движения ядра в детонационной трубе, т. е. тонкая структура спиновой детонации оказалась квазистационарной. Это затем нашло подтверждение в работе [8], в которой изучалась спиновая детонация ацетилено-кислородных смесей, разбавленных аргоном.