

качестве третьего тела, в то время как M уменьшается всего в 1,5 раза. Поэтому второй член в уравнении (1) растет по абсолютной величине и φ' не может стать положительной величиной.

Таким образом, при условиях $T = \text{const}$, $K_5 > K_{10}$, $K_4 = \text{const}$ окисление водорода может происходить в две стадии. Первая стадия, медленная и длительная, заканчивается при $\eta = \eta^*$. Вторая стадия, идущая во взрывном режиме, завершает процесс. Двухстадийная область на диаграмме p_0, T_0 лежит непосредственно над линией, описываемой уравнением $p_2 = 2K_2/K_4$. В этой области степень выгорания, при которой происходит вспышка разветвлений, увеличивается по мере удаления от указанной линии от 0 до 100%. Поскольку двухстадийный режим включает взрывную стадию, целесообразно, по-видимому, за второй предел принять верхнюю границу двухстадийной области, описываемую условием $\varphi_{\text{max}}(p_0, T_0) = 0$. Это условие отличается от общепринятого для границы цепного разветвленного взрыва тем, что оно учитывает изменение фактора разветвления во время реакции. Ясно, что для сложной химической реакции, какой является окисление водорода, пока невозможно дать аналитическое выражение для φ_{max} , которое учитывало бы и влияние выгорания на скорость процесса.

В заключение подчеркнем, что полученные результаты, в том числе значения критических параметров, действительны только в рамках сделанных предположений относительно выбора кинетической схемы, констант, изотермичности процесса и т. д. Реальный процесс осложнен рядом неучтенных факторов — саморазогрев смеси, реакции на стенке и т. д. Учет этих факторов, а также уточнение кинетических данных должны привести в дальнейшем к более полному соответствию модели воспламенения водорода реальной ситуации.

Поступила в редакцию
12/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Бабушок, В. А. Бунев и др., ФГВ, 1974, 10, 3, 372.
2. Л. А. Ловачев, В. Т. Гонтковская, Н. И. Озерковская. Изв. АН СССР, серия хим., 1972, 9, 1920.
3. V. N. Kondratiev, V. V. Azatyan. Fourteenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1973, p. 37.

УДК 662.612

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУИ ВОДОРОДА В КАНАЛЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ

В. К. Баев, В. А. Ясаков

(Новосибирск)

Диффузионное горение газообразного топлива реализуется во многих типах камер сгорания, где осуществляется отдельная подача топлива и окислителя. Основные закономерности турбулентных диффузионных факелов, развивающихся в затопленном пространстве (покоящийся окислитель) или в спутном потоке окислителя, в известной мере изучены [1—7]. В то же время турбулентное диффузионное горение в канале исследовано слабо. Наличие градиента давления в зоне реакции, конеч-

ность скоростей химических реакций, происходящих в ней, ярко выраженная неравномерность профилей характерных величин (u , ρ , T) создают большие трудности при расчете турбулентных факелов в каналах. Существуют методы расчета лишь некоторых частных случаев, к которым можно отнести, например, факел, надежно стабилизированный на кромке сопла без учета конечности скорости химической реакции [8].

Расчет процесса горения в канале заданной формы значительно упрощается в одномерном приближении. Попытка одномерного анализа процесса выгорания генераторного газа, подаваемого несколькими струями под углом к сверхзвуковому потоку окислителя ($M_0=2,8$)¹ в канале прямоугольного сечения, и выгорания керосина в цилиндрической камере сгорания при подаче его системой струй перпендикулярно сверхзвуковому потоку окислителя ($M_0=2,5$) и вдоль него, предпринятая в [9], показана правомерность такого подхода. Этот вывод основан на сравнении результатов расчета полноты сгорания по измерениям статического давления вдоль канала с величиной полноты сгорания в выходном сечении камеры, рассчитанной по данным измерений гребенкой полных напоров. Других исследований, подтверждающих правомерность одномерного анализа при исследовании течений с явно неравномерными профилями характерных величин (u , ρ , T), в [9] не проводилось.

В данной работе проведено экспериментальное исследование горения струи водорода, подаваемой соосно до- и сверхзвуковому спутному потоку воздуха в цилиндрической камере сгорания. Основные элементы установки подробно описаны в [10]. Напомним, что она позволяла исследовать горение струи горючего в спутном потоке воздуха, нагретом до температуры ~ 1200 К. Подогрев осуществлялся огневым способом путем выжигания части кислорода при подаче водорода в подогреватель. Добавление кислорода в систему не производилось. Центральное сопло для подачи водорода было сменным и могло изменяться от 1 до 5 мм. Внешнее сопло для организации спутного потока имело выходной диаметр 36 мм. Профили характерных величин на срезе воздушного сопла для холодного и подогретого спутного потока приведены также в [10]. Отметим лишь, что профили динамического напора и температуры торможения достаточно равномерны.

Продолжением воздушного сопла была цилиндрическая камера сгорания, изготовленная из меди, неохлаждаемая. Она представляет собой канал постоянного сечения диаметром 36 и длиной 435 мм. По образующей камеры сгорания с шагом 20 мм располагались 20 отверстий диаметром 0,6 мм для замера статического давления групповыми регистрирующими манометрами. Для визуального наблюдения и фотографирования пламени камера сгорания имеет два диаметрально расположенных окна высотой 400 и шириной 10 мм, закрытых кварцевыми стеклами. Наличие этих окон позволило также использовать для визуализации течения теневой прибор.

На описанной установке были проведены исследования по горению струи водорода в цилиндрической камере сгорания при до- и сверхзвуковой скорости потока на входе в камеру сгорания, соответствующей числу M_0 , равному 0,4; 0,5; 0,6; 0,68 и 1,3. При этом для каждого M_0 эксперименты были проведены при нескольких значениях температуры торможения, минимальное значение которой составляло (при $M_0=0,4$) 773 К, а максимальное (при $M_0=1,3$) — 1173 К. В каждом эксперименте кроме измерений начальных параметров сред фотографировалось пламя и измерялось давление вдоль канала.

Для того чтобы по данным измерений давлений иметь возможность рассчитать ход зависимости температуры вдоль канала, позволяющий

¹ Здесь и в дальнейшем индекс o у величин относится к окислителю, g — к горючему.

определить положение зоны тепловыделения в камере сгорания, необходимо сделать ряд предположений относительно характера изменения параметров в каждом сечении камеры сгорания. Сравнение определенного таким образом положения зоны тепловыделения с прямой фотографией пламени позволяет судить о правомерности или необоснованности используемых упрощающих предположений.

Предположим, что профили характерных величин в каждом сечении канала равномерны. Тогда установившееся течение сжимаемого газа в канале с трением и теплообменом описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \rho u &= \text{const}, \\ \rho u du &= -dp - (\lambda/2) \rho u^2 d\bar{x}, \\ dQ &= c_v dT + pd(1/\rho), \\ p &= \rho RT. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначения в (1) общеприняты в газовой динамике.

В одномерной постановке тепловыделение в потоке и отвод тепла в стенку не различаются. Зависимость $T(x)$ дает изменение температуры по длине в результате суммарного эффекта горения и теплообмена через стенку канала. Поэтому учет теплообмена может быть произведен на второй стадии расчета по известным формулам для теплоотдачи или на основании экспериментальных данных о величинах тепловых потоков в стенку для данной установки.

Величина коэффициента трения также может быть принята на основании справочных материалов или из результатов холодных продувок. Наличие члена, учитывающего потери давления за счет трения в уравнении импульсов, затрудняет решение системы уравнений (1) аналитически. Действительно, после несложных преобразований получаем

$$-\frac{dp}{p} = \frac{1}{1 + \kappa M^2} d(\kappa M^2) + \frac{\kappa M^2}{1 + \kappa M^2} \frac{\lambda}{2} d\bar{x} \quad (2)$$

или

$$\frac{p_0}{p} = \frac{1 + \kappa M^2}{1 + \kappa M_0^2} \exp\left(\int_x \frac{\kappa M^2}{1 + \kappa M^2} \frac{\lambda}{2} d\bar{x}\right).$$

Здесь P_0 и M_0 — давление и число Маха в начальном сечении канала соответственно. Для тех случаев, когда показатель степени у экспоненты мал и можно принять коэффициент трения λ постоянным, получаем следующую формулу (ограничиваясь двумя первыми членами в разложении экспоненты в ряд Тейлора)

$$\frac{p_0}{p} = \frac{1 + \kappa M^2}{1 + \kappa M_0^2} \left(1 + \frac{\kappa M_*^2}{1 + \kappa M_*^2} \frac{\lambda}{2} \bar{x}\right), \quad (3)$$

где M_* — некоторое постоянное значение числа Маха. Тогда при $M_* = M_0$

$$\frac{p_0}{p} = \frac{(1 + \kappa M^2) \left[1 + \kappa M_0^2 \left(1 + \frac{\lambda}{2} \bar{x}\right)\right]}{(1 + \kappa M_0^2)^2}, \quad (4)$$

откуда

$$M^2 = \frac{1}{\kappa} \left[\frac{\left(\frac{p_0}{p} (1 + \kappa M_0^2)^2\right)}{1 + \kappa M_0^2 \left(1 + \frac{\lambda}{2} \bar{x}\right)} - 1 \right]. \quad (4')$$

При $M_* = M$ (здесь M — текущее значение числа Маха)

$$\frac{p_0}{p} = \frac{1 + \kappa M^2 \left(1 + \frac{\lambda}{2} \bar{x}\right)}{1 + \kappa M_0^2}, \quad (5)$$

откуда

$$M^2 = \frac{\left(\frac{p_0}{p}\right) (1 + \kappa M_0^2) - 1}{\kappa \left(1 + \frac{\lambda}{2} \bar{x}\right)}. \quad (5')$$

Зная распределения числа M вдоль канала (формула (4'), либо (5')), используя уравнение неразрывности (сечения a и b произвольные)

$$\frac{T_a}{T_b} = \frac{\rho_a^2}{\rho_b^2} \cdot \frac{M_a^2}{M_b^2}$$

и адиабатическое соотношение для температуры торможения

$$T^* = T \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right),$$

можно рассчитать распределение температуры торможения вдоль оси. Учтя теплоотвод в стенку, можно получить распределение энтальпии вдоль канала, которое и дает кривую выгорания.

Поправку на теплоотвод можно представить следующим образом:

$$\Delta T^* = \frac{h(T^* - T_{ст}) \pi D \Delta x}{G c_p},$$

где D — диаметр камеры сгорания, G — расход продуктов сгорания. Коэффициент теплоотдачи h может быть определен из зависимости для конвективного теплообмена в трубе

$$Nu = \frac{hd}{k} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \left(\frac{T^*}{T_{ст}}\right)^{0,45}.$$

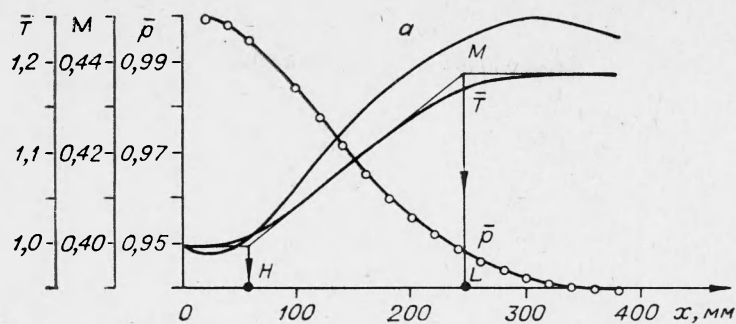
Здесь k — коэффициент теплопроводности. Можно также определить теплоотдачу в стенку по темпу ее нагрева в данном эксперименте (нестационарный метод измерения теплового потока). В описанных ниже экспериментах этот метод использовался как оценочный.

Соотношение (5') использовалось ниже для вычисления распределения числа M вдоль канала по известному экспериментальному распределению p_0/p . Используемые при

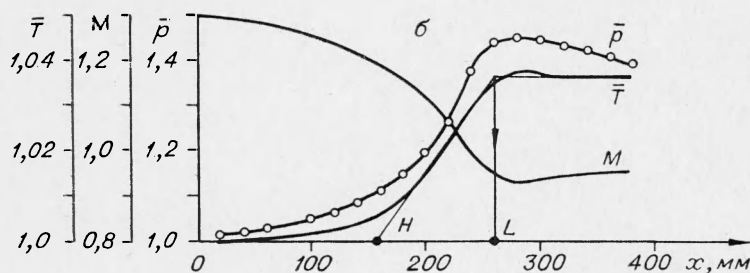
M	$Re \times 10^{-5}$	$\Delta T/T$	λ
0,4*	1,0	0,065	0,0185
0,4**	0,78	0,07	0,0175
0,5	1,11	0,08	0,017
0,6	1,28	0,07	0,0168
0,68	1,28	0,075	0,0165
1,3***	1,88	0,10	0,018
1,3****	1,81	0,10	0,018

* $\alpha = 12,5$.
 ** $\alpha = 16,1$.
 *** $T_0^* = 1133$ К.
 **** $T_0^* = 1173$ К.

расчете значения коэффициента трения λ приведены в таблице. Расчеты без учета теплоотдачи в стенку по описанной выше методике показали, что температура вдоль канала в условиях проведенных опытов изменяется слабо. В связи с этим можно принять, что условия теплообмена практически не изменяются вдоль канала. Значения относительного изменения температуры на полной длине камеры за счет теплоотвода в стенку, используемые при расчете распределения температуры, приведены также в таблице.



1



2

Рис. 1. Горение струи водорода в спутном высокотемпературном потоке.

1 — распределение параметров вдоль канала; 2 — прямая фотография.

На рис. 1 представлены результаты измерения давлений, расчеты числа M , T и фотографии пламени для типичных дозвукового (*a*) и сверхзвукового (*б*) режимов. Величина \bar{T} приведена с поправкой на теплообмен. На рис. 1, *a, б* изображен также способ определения начала и конца пламени по вычисленному распределению температур вдоль канала. Результаты сопоставления длин пламени (H_m — от среза сопла до начала пламени, L_m — от среза сопла до конца пламени), определенных по расчетной кривой \bar{T} и по фотометрированию негативов, представлены на рис. 2. Длины, определенные обоими методами, совпадают с точностью $\pm 20\%$, причем определение начала пламени оказывается более точным, чем определение полной длины пламени L_m .

Зная значение температуры в каждом заданном сечении канала (данные, аналогичные приведенным на рис. 1), а также значения длины отрыва и полной длины пламени по данным фотометрирования негатива, была предпринята попытка построить кривую выгорания непосредственно в зоне тепловыделения (рис. 3). Экспериментальные данные удовлетворительно описываются степенной зависимостью коэффициента полноты сгорания $\eta = (T - T_0) / (T_{тр} - T_0)$ от безразмерного расстояния вдоль канала $\bar{x} = (x - H) / (L - H)$, т. е. $\eta = \sqrt{\bar{x}}$.

Удовлетворительное согласие для исследованного диапазона изменения параметров, характеризующих состояние струи и спутного потока, расчетных и экспериментальных значений величин, как например

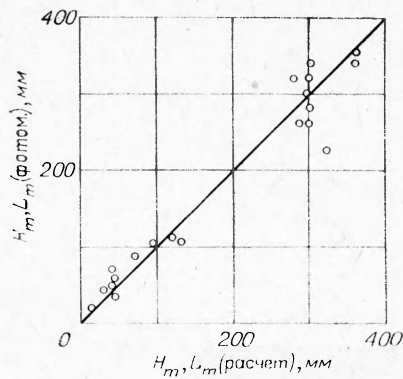


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных значений длины отрыва и полной длины пламени.

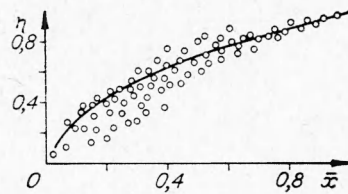


Рис. 3. Кривая выгорания вдоль зоны тепловыделения.

на рис. 2, говорит о правомерности предположений, заложенных при получении расчетных зависимостей. Одним из основных вопросов, подлежащих решению в рамках проводимого исследования, являлся вопрос о критериальном обобщении таких характерных величин при горении в канале, как положение начала и конца зоны химической реакции.

Из анализа, проведенного в [10], следует, что данные по длине отрыва H_m целесообразно представить в критериальной форме

$$\bar{H}_m/No = f(\rho_r/\rho_0; u_r/u_0).$$

Учитывая же, что отношение плотностей в экспериментах по горению водорода в основном определяется отношением молекулярных весов, а расширение струи зависит от отношения $\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2$, целесообразно обработку провести в форме

$$\bar{H}_m/No = f(\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2)$$

или

$$H_m/u_r \tau_r = f(\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2).$$

Аналогичным образом для полной длины L_m можно рассматривать зависимость

$$L_m/u_0 \tau_r = f(\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2).$$

На рис. 4 представлены результаты критериальной обработки экспериментальных данных по длине отрыва и полной длине пламени. Характерное время τ_r определялось экстраполяцией в область высоких температур зависимости $\tau_r(T)$ при $\alpha=0,75$ [11]. Зависимость времени горения от давления принималась, как в [12], т. е. $\sim 1/p^{1,7}$. Для длины отрыва в качестве характерной скорости была принята скорость струи, для полной длины пламени — скорость спутного потока.

Зависимость $L_m/u_0 \tau_r$ от $\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2$ (рис. 4, 1) по характеру совершенно отлична от зависимости для $H_m/u_r \tau_r$ (рис. 4, 2). Тем не менее при $\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2 \approx 1$ совершенно определенно изменяется характер как той, так и другой зависимости, что подтверждает существенную роль гидродинамических факторов.

Интересный вывод следует из рис. 5, где представлено отношение $L_m/u_0 \tau_r$ к $H_m/u_r \tau_r$ в зависимости от $\rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2$. На данную обработку не влияет выбор характерного времени горения. Из рис. 5 следует, что (так как отношение давлений близко к единице)

$$(L_m/H_m)(u_r/u_0) \sim \rho_r u_r^2 / \rho_0 u_0^2$$

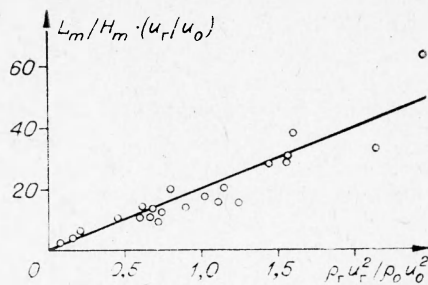
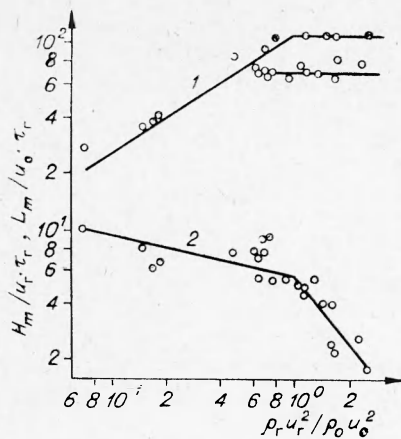


Рис. 5. Отношение полной длины пламени к длине отрыва.

Рис. 4. Критерияльное обобщение длины отрыва и полной длины пламени в канале постоянного сечения.

или

$$L_m/H_m \sim \rho_r u_r / \rho_0 u_0,$$

т. е. отношение полной длины пламени к длине отрыва примерно пропорционально отношению массовых скоростей или (для постоянного отношения площадей) отношению расходов топлива и окислителя.

Авторы глубоко признательны М. Г. Кталхерману за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
2/II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., «Энергия», 1968.
2. Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Инж. ж., 1964, IV, 4, 733—742.
3. Л. А. Вулис. В сб. Теория и практика сжигания газа. Т. 3, М., «Недра», 1967.
4. P. A. Libby. ARS J., 1962, 32, 3, 388—396.
5. Н. А. Замятина. В сб. Вопросы теории горения. М., «Наука», 1970.
6. А. Г. Прудников, В. Н. Сагалович. В сб. Кинетика и аэродинамика процессов горения топлива. М., «Наука», 1969.
7. Ш. А. Ершин, Ж. Б. Серсенбаев. В сб. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 8. Алма-Ата, «Наука», 1972.
8. В. Н. Строкки, Л. А. Клячко. ИФЖ, 1969, 17, 3.
9. Б. П. Леонов, С. В. Штейман, А. В. Куликов. ФГВ, 1971, 7, 4.
10. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 2.
11. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1968, 4, 3.
12. A. Feggi. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1964, 68, 645.

УДК 536.46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ n-СТАДИЙНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ РЕАКЦИИ

В. С. Берман

(Москва)

В работах [1, 2] методом сращиваемых асимптотических разложений было найдено решение стационарной задачи распространения фронта двухстадийной последовательной экзотермической реакции в