

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Куликов
(Москва)

Определение интенсивности тепловыделения в камере сгорания, в которую окислитель или горючее или оба компонента одновременно подаются со сверхзвуковой скоростью, имеет ряд особенностей по сравнению с обычными (дозвуковыми) камерами сгорания. Эти особенности обусловлены высокими параметрами потока газа в камере.

Известно, что коэффициент полноты сгорания топлива η_z , определяемый [1] как отношение действительного прироста энтальпии к теплу, введенному с топливом, может быть найден двумя способами: а) по данным химического анализа отобранных проб и газа и б) в результате газодинамического расчета по данным измерений параметров газового потока (температуры, скорости, давления).

Практическое осуществление отбора проб газа и замеров температуры и скорости газа в высокотемпературных сверхзвуковых потоках при значительных давлениях и зачастую в камерах сгорания весьма ограниченного размера представляет сложную проблему и требует проведения специальных методических исследований. Причем есть затруднения принципиального характера. Например, при отборе пробы из сверхзвукового потока реагирующего газа или замера температуры в нем перед отборником или соответственно термпарой образуется ударная волна, в которой возможно догорание несгоревшей в камере смеси горючего и окислителя.

Особый интерес поэтому представляют газодинамические методы расчета выгорания по данным измерений, легко осуществляемых в эксперименте. Этими методами являются: 1) расчет по результатам измерения статического давления на стенках камеры сгорания и 2) расчет по данным измерения поля полных давлений.

В то время как первый метод дает возможность рассчитать кривую выгорания топлива по длине камеры сгорания, второй — позволяет определить параметры лишь в конце камеры, так как гребенка вносит сильное возмущение в сверхзвуковой поток и может быть иницирующим или стабилизирующим фактором происходящего в камере процесса горения, т. е. изменить его характер.

Первый метод не применяется для дозвуковых камер сгорания из-за малости различия статического давления на холодном (без горения) и горячем (с горением) режимах течения. В результате теплоподвода к сверхзвуковому потоку статическое давление возрастает в несколько раз, что повышает точность определения параметров.

Расчет выгорания по результатам измерения статического давления на стенках камеры сгорания производится в предположении одномерного течения.

Исходные уравнения:
расхода

$$m_i = \sum_j m_j = \left(\rho M F \sqrt{\frac{k}{RT}} \right)_i, \quad (1)$$

импульса

$$I_i = \sum_j I_j + \int_{F_{вх}}^{F_i} p dF - \sum \Delta p_{тр}, \quad (2)$$

энергии

$$\sum_j (I_0 m)_j + \eta_z Q = (I_0 m)_i, \quad (3)$$

состояния

$$p_i = (\rho RT)_i. \quad (4)$$

Здесь m — расход газа через камеру; F — площадь поперечного сечения камеры; p, ρ, T, M — давление, плотность, температура и число M потока в текущем поперечном сечении камеры; k — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; I — полный импульс потока, $I = pE + m\omega = pF(1 + kM^2)$; ω — скорость потока; $p_{тр}$ — сила трения потока о стенки камеры; I_0 — полная энтальпия единицы массы компонента; Q — полная энергия горючего. Индексы vx, i — индексы входного и текущего поперечного сечений; j — индекс компонента потока.

Расчет ведется методом последовательных приближений от сечения i к сечению, в которых измерено давление на стенке камеры.

Сила трения на участке между сечениями i и $i+1$ определяются соотношениями

$$\Delta p_{тр} = \zeta \frac{\Delta x}{2D} m\omega, \quad (5)$$

$$\zeta = 2\zeta_0 D_0, \quad (6)$$

где ζ — коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины канала; ζ_0 — коэффициент сопротивления, найденный из предварительных продувок канала с $D=40$ мм для рассмотренных ниже каналов $\zeta_0 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ 1/мм; D — гидравлический диаметр поперечного сечения канала, $D = \frac{4F}{\Pi}$; Π — периметр сечения.

На рис. 1 представлены результаты измерений давления на стенках и расчета выгорания по длине прямоугольного канала поперечного сечения. Скорость сверхзвукового потока воздуха на входе соответствовала числу $M=2,8$. Полное давление потока в начале камеры составляло 20 бар, температура торможения 1700°K . Кривая 1 получена при сжигании генераторного газа с теплотворной способностью $2,1 \cdot 10^7$ Дж/кг, нагретого перед подачей в камеру до 1500°K . Газ подавался под углом

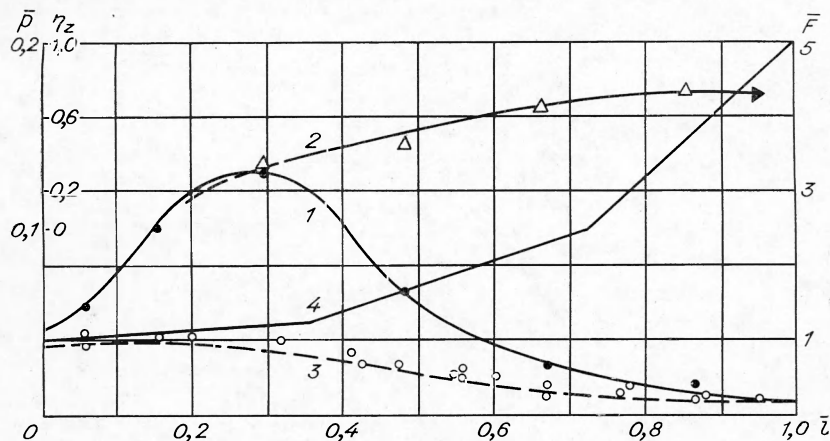


Рис. 1. Результаты измерения давления и расчета выгорания генераторного газа; $l_k = 900$ мм.

1 — изменение $\bar{p} = p/p_{0\text{вх}}$ при вдуве генераторного газа со стенки; 2 — изменение η_z (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров); 3 — расчет изменения \bar{p} без вдува генераторного газа (\circ — эксперимент); 4 — изменение $\bar{F} = F/F_{\text{вх}}$.

27° к потоку воздуха через 6 отверстий диаметром 3 мм, расположенных на одной из стенок камеры на расстоянии $\bar{l}=0,15$. По этим исходным данным с помощью уравнений (1)—(6) рассчитана кривая выгорания 2. Здесь же проводится сравнение результатов расчета течения с трением без тепло- и массоподвода (кривая 3) с данными измерения давления на стенках. Совпадение результатов является подтверждением достоверности расчета сопротивления трения с помощью уравнений (5) и (6). Кривая 4 показывает характер изменения площади проходных сечений камеры по длине канала.

Кривая 1 рассчитана в предположении одномерного течения. В общем случае течение в камере неоднородное, что обусловлено ограниченным числом сопел вдува горючего, зонами отрыва пограничного слоя, скачками уплотнения, вызываемыми вдувом горючего. Однако в целом ряде практически встречающихся случаев существенная неравномерность полей концентраций и статических давлений имеет локальный характер. Например, экспериментальные данные работы [2] свидетельствуют о весьма развитой турбулентности в канале со сверхзвуковым потоком при вдуве в него газа со стенок без горения. Следствием этого является быстрое выравнивание полей концентрации в канале. При горении эти процессы еще более интенсифицируются. Неравномерность полей статических давлений остается существенной лишь на расстоянии $\frac{x}{h} < 20$ до отверстий вдува горючего, и на расстоянии $\frac{x}{h} < 10$ за ними. (Здесь h — параметр, характеризующий глубину проникновения струи в сходящий сверхзвуковой поток.) В условиях, приведенных на рис. 1, эта область имеет размеры $0,05 < l < 0,35$. Поэтому на рис. 1 вблизи места вдува кривая выгорания показана пунктиром.

Правомерность предположения о постоянстве статического давления в поперечном сечении канала в остальной части камеры сгорания подтверждается результатами измерений давления на четырех стенках каналов, имеющих прямоугольное поперечное сечение (рис. 2). Измерения производились в нескольких сечениях по длине каналов при вдуве газа в сверхзвуковой поток под разными углами с одной из стенок.

Как видно, относительное отклонение измеренных значений не превышает 5—7%.

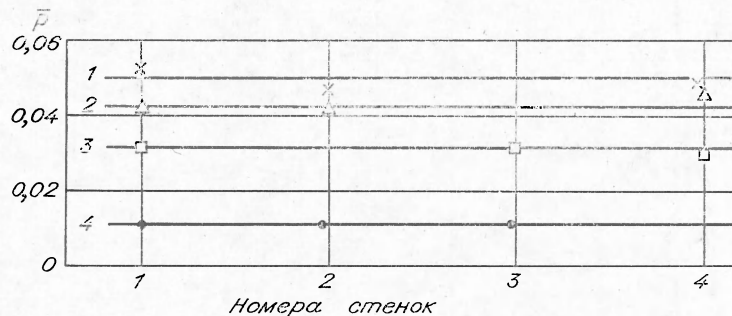


Рис. 2. Изменение давления по периметру прямоугольного поперечного сечения и длине канала.

1 — давление в сечении $\bar{l}=0,5$ при вдуве газа с нижней стенки под углом 27°; 2 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,85$ при тех же условиях вдува; 3 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,75$ при вдуве с верхней стенки под углом 90°; 4 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,95$ при тех же условиях вдува.

Расчет выгорания вторым методом позволяет учесть неравномерность распределения скорости потока по сечению и поэтому рассматривается одновременно как апробация результатов расчета первым методом. В этом случае остаются лишь два допущения — о постоянстве статического давления и концентрации горючего в сечении.

По данным измерений p и p'_0 с помощью формулы Релея

$$\frac{p}{p'_0} = \frac{\left[\frac{4k}{(k+1)^2} - \frac{2(k-1)}{(k+1)^2} \frac{1}{M^2} \right]^{\frac{k}{k-1}}}{\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1}} \quad (7)$$

определяется число M потока в точке, где измерено значение p'_0 . Здесь p'_0 — полное давление за прямым скачком, уплотнение.

Полный импульс потока в сечении выражается соотношением [3]:

$$И = \int_F \frac{p}{r(\lambda)} dF = p \int \frac{dF}{r(\lambda)}, \quad (8)$$

где $r(\lambda)$ — газодинамическая функция, $r(\lambda) = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}{1 + \lambda^2}$; λ — коэффициент скорости, $\lambda = \frac{w}{a_{кр}}$; $a_{кр}$ — критическая скорость.

Уравнение (8) заменяет в этом случае уравнение (2) и позволяет решить записанную систему уравнений относительно параметров потока и коэффициента полноты сгорания η_z .

На рис. 1 видно, что значение коэффициента η_z , найденное вторым методом, удовлетворительно совпадает со значением, определенным по распределению давления на стенке вдоль канала.

Аналогичные результаты получены и при обработке описанными методами экспериментальных данных по сжиганию горючего в цилиндрических камерах сгорания (рис. 3 и 4).

На рис. 3 показаны результаты обработки данных работы [4] по сжиганию керосина ($M_{вх} = 2,5$; $T_{вх} = 1100^\circ\text{K}$, $p_{вх} = 0,28$ бар). Исходные данные — изменение статического давления вдоль стенок канала —

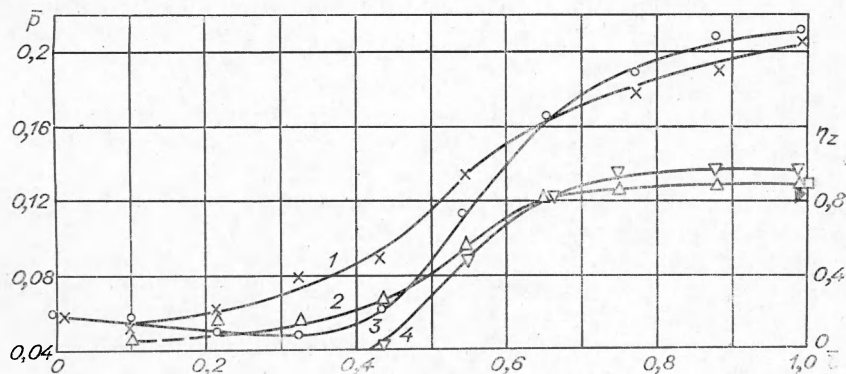


Рис. 3. Результаты измерения давления и расчета выгорания керосина вдоль цилиндрического канала.

1 — изменение \bar{p} при подаче керосина со стенок в начале канала; 2 — изменение η_z в тех же условиях (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров); 3 — изменение \bar{p} при подаче керосина через форсунки, установленные в потоке; 4 — расчет η_z в тех же условиях (∇ — по длине, \square — по гребенке полных напоров).

показаны кривыми 1 и 2. Кривая 1 относится к случаю подачи керосина перпендикулярно потоку через 8 отверстий, расположенных на стенках в начале камеры. Кривая 2 относится к случаю подачи керосина вдоль потока через четыре форсунки, внесенные в поток. По этим данным вышеуказанным методом проведены расчеты коэффициента полноты сгорания. Результаты расчета показаны на рис. 3 соответственно кривыми 3 и 4.

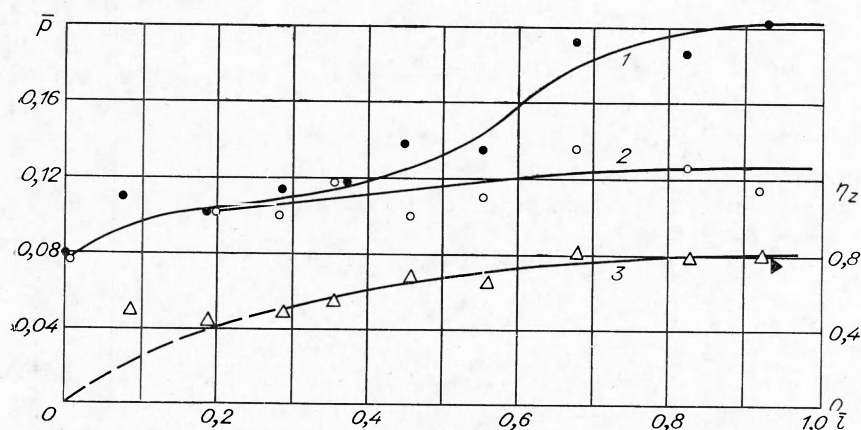


Рис. 4. Результаты измерения давления и расчета выгорания генераторного газа, вдуваемого соосно, вдоль цилиндрического канала.

1 — изменение \bar{p} при вдуве генераторного газа ($Q=1,5 \cdot 10^7$ Дж/кг); 2 — изменение \bar{p} без вдува; 3 — изменение η_z (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров).

Здесь так же, как и ранее, в связи с явной неоднородностью течения на начальном участке камеры из-за ввода топливных струй со стенок кривые изменения $\eta_z = \eta_z(\bar{l})$ в начале канала проведены условно, пунктиром. Показаны также значения полноты сгорания η_z в выходном сечении камеры, рассчитанные по данным измерений гребенкой полных напоров, приведенным в работе [4].

На рис. 4 показаны результаты измерения статического давления вдоль цилиндрического канала ($D=70$ мм, $l=930$ мм) при горении генераторного газа (кривая 1). Параметры генераторного газа: $M_r=3,0$; $p_r=0,4$ бар, $T_r=435^\circ$ К. Вдув газа осуществлялся через сопло диаметром $D_r=20$ мм соосно с потоком нагретого воздуха, имеющим параметры: $M_{вх}=2,3$, $p_{вх}=1$ бар, $T_{вх}=960^\circ$ К. Кривая 2 характеризует уровень давления в канале до вдува генераторного газа. Результаты расчета выгорания по длине (кривая 3) совпали в конце камеры с результатами расчета по гребенке полных напоров.

Таким образом, можно считать, что рассмотренный метод расчета по данным измерений статического давления вдоль канала дает в первом приближении качественную картину выгорания топлива в сверхзвуковом потоке. Например, из рассмотрения кривых 3 и 4 на рис. 3 следует, что при подаче керосина со стенок перпендикулярно сверхзвуковому потоку процесс горения носит диффузионный характер (кривая 3), а при подаче из форсунок, вынесенных в поток, — объемный (кривая 4). Причем участок камеры \bar{l} от 0 до 0,4 соответствует периоду задержки воспламенения.

Поступила в редакцию
10/V 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Реактивные двигатели. Под ред. О. Е. Ланкастера. М., Оборонгиз, 1962.
2. I. H. Morgenthaler, J. M. Marchello. Int J. Heat Mass Transfer, 1966, 9, pp. 1401—1418.
3. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М., ГИТТЛ, 1953.
4. A. Mestre, L. Viandt. Supersonic flow, chemical Prouesses and Radiative Transfer, Pergamon Press, 1964.

УДК 536.46

ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ СГОРАНИИ

А. И. Розловский, В. Г. Хасанов, Р. Х. Гиматдинов
(Казань)

При измерении степени расширения газа в сферическом пламени установлена [1] ошибочность априорного положения о малости тепловых потерь излучением пламени [2, 3]. В определенных условиях степень расширения при сгорании была меньше соответствующей адиабатическому процессу. Различие между термодинамической температурой горения T_b и измеряемой средней температурой продуктов реакции T_e было объяснено тепловыми потерями излучением.

Величина $\varphi = 1 - \frac{T_e}{T_b}$ характеризует долю полного теплового эффекта реакции Q_0 , которая теряется по механизму излучения; φ может достигать нескольких десятков процентов. Было установлено, что по механизму равновесного теплового излучения может быть потеряно менее 1% Q_0 , откуда следовало, что излучение имеет механизм хемилюминесценции. При пересчете известных результатов опытов Фиока [4] было установлено, что им получены аналогичные данные; максимальные потери достигали 23% Q_0 .

Опыты [1] показали, что величина φ наиболее явно зависит от температуры горения. Для горючих смесей бутана φ монотонно уменьшалась с повышением T_b , при $T_b = 2500 \div 2600^\circ \text{K}$ горение становилось приблизительно адиабатическим. Для смесей водорода φ достигала максимального значения около 20% при $T_b = 2100^\circ \text{K}$, также уменьшаясь до нуля по обе стороны максимума.

Надо полагать, что результаты опытов со смесями бутана могут быть распространены на любую углеродсодержащую систему. Определяющая реакция в пламени протекает в зоне, температура которой близка к T_b , а состав — к продуктам полного сгорания [5]. При сгорании смесей углеродсодержащих горючих в высокотемпературной зоне накапливается промежуточный продукт — окись углерода; определяющая стадия реакции при недостатке или умеренном избытке горючего заключается в догорании промежуточной окиси углерода, независимо от специфики исходного горючего [6].

Установленные для сферического пламени необычные закономерности делали желательными измерения интенсивности излучения другим, независимым методом. Нами непосредственно определялась величина интегрального излучения изученных ранее горючих смесей в стационарном пламени.