

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ СПОСОБОМ ПОЛНОТЫ ВЫГОРАНИЯ В МОДЕЛИ С ГОРЕНИЕМ

Е. В. Орлик, А. В. Старов, В. В. Шумский

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск
shumsky@itam.nsc.ru, starov@itam.nsc.ru

Рассмотрен способ определения полноты сгорания и параметров рабочего тела по длине камеры сгорания со сверхзвуковой скоростью воздуха на входе. Состав и свойства рабочего тела определялись термодинамическим расчетом с учетом диссоциации и зависимости энергии внутренних степеней свободы от температуры. Исследованы источники ошибок и влияние точности задания исходных данных при нульмерном подходе к определению кривой выгорания и параметров потока.

Ключевые слова: высокоэнтальпийная установка кратковременного режима, камера сгорания, полнота сгорания, термодинамический расчет, состав и свойства рабочего тела.

При экспериментальных исследованиях газодинамических моделей с горением [1], выполняемых либо по схеме присоединенного трубопровода, либо с полным обтеканием модели внешним потоком, определение полноты сгорания горючего η является, как правило, одной из целей эксперимента. Под полнотой сгорания для газодинамических моделей с горением в настоящей статье понимается приращение полной физической энтальпии рабочего тела (РТ) по отношению к полной физической энтальпии исходных горючего и воздуха, отнесенное к тепловому эффекту реакции впрыскиваемого в модель горючего.

Полнота сгорания может определяться несколькими способами: анализом проб, отобранных из тракта модели; оптическими методами; на основании измерения сил, приложенных к поверхностям модели; газодинамическим методом — по измерению давлений p и тепловых потоков q_w в стенке камеры сгорания (КС) модели. В высокоэнтальпийных установках кратковременного режима применение первых двух перечисленных способов связано с серьезными трудностями, что не позволяет использовать их (по крайней мере, на современном уровне техники эксперимента в этих установках) с достаточной степенью надежности. Поэтому определение величины η газодинамическим способом остается пока единственным методом при испытаниях в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима. Кроме того, даже при наличии другого способа определения полноты сгорания газодинами-

ческий метод может служить альтернативным, дополняющим другой способ измерения.

При подводе тепла к дозвуковому потоку статическое давление по длине КС при горении изменяется незначительно по сравнению с режимами без горения. Поэтому газодинамический метод определения полноты сгорания не получил распространения при испытаниях в дозвуковых КС. При подводе тепла к сверхзвуковому потоку статическое давление по длине КС изменяется существенно. Это, сразу же после высказывания Щетинковым Е. С. идеи об использовании сверхзвукового горения в прямоточных воздушно-реактивных двигателях [2], обусловило его широкое применение. Можно перечислить множество работ, выполненных в стационарных установках (например, [3–5]), в которых использовался газодинамический метод определения η . В этих работах либо явно оговаривается, что для определения η используются газодинамические функции при показателе адиабаты $k = \text{const}$, либо об этом умалчивается, но из анализа работы следует, что переменность состава РТ по длине КС не учитывается. При использовании горючих с коэффициентом избытка воздуха $\alpha \approx 1$ и высокой полнотой сгорания при моделировании условий полета с числом Маха $M > 4 \div 5$ (т. е. когда температура РТ превышает 3000 К) степень диссоциации продуктов сгорания значительна, состав РТ и, следовательно, показатель адиабаты по длине КС переменны, неучет реальных свойств РТ может приводить к существенным ошибкам в

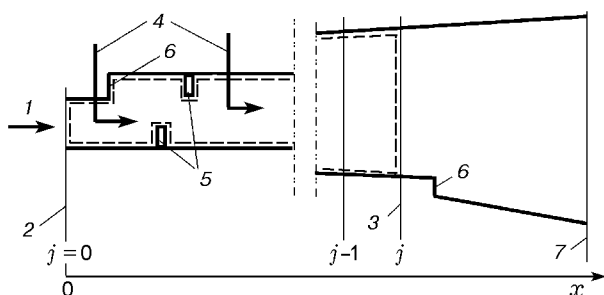


Рис. 1. Схема КС:

1 — направление потока воздуха; 2 — сечение входа в КС, $x = 0$, $j = 0$; 3 — рассчитываемое сечение j ; 4 — пояса подачи горючего; 5 — местные препятствия; 6 — уступы; 7 — выходное сечение КС

определении η , сравнимым с принципиальными погрешностями газодинамического метода. Кроме того, желательно исследовать, как те или иные допущения, применяемые при газодинамическом способе, влияют на определение η , поскольку точность определения давления и тепловых потоков в установках кратковременного режима ниже, чем в стационарных установках.

В настоящей работе рассмотрено два способа определения η с учетом изменения состава и свойств РТ: 1) по измеренным распределениям статического давления и тепловых потоков в стенки по длине КС, 2) по измеренному статическому давлению и давлению за прямым скачком уплотнения (давлению торможения в случае $M \leq 1$) в поперечном сечении КС. Состав и свойства РТ определялись термодинамическим расчетом в каждом сечении j по методике работы [6, т. 1]: РТ рассматривалось в идеально-газовом состоянии. То есть из реальных свойств учитывались диссоциация и зависимость энергии внутренних степеней свободы от температуры. Межмолекулярные взаимодействия не учитывались, так как давление в КС не превышает нескольких десятков бар, а при таком давлении и температурах РТ выше $800 \div 1000$ К коэффициент сжимаемости практически равен единице. Не учитывалась также неравновесность: свойства РТ рассматривались в условиях энергетического и химического равновесия.

РАСЧЕТНАЯ СХЕМА КС

На рис. 1 приведена схема КС. Вход в КС обозначен как нулевое сечение ($j = 0$, $x = 0$).

В КС могут находиться несколько уступов и местных препятствий, например, пилонов. Горючее в КС может подаваться через несколько поясов подачи — пояса 1, 2, ..., n . Уступы, местные препятствия и пояса подачи горючего произвольно располагаются по длине КС: координаты уступов, местных препятствий и поясов подачи могут принимать любые значения от $x = 0$ до $x = x_{L-1}$, где x_{L-1} — координата предпоследнего задаваемого сечения.

ПАРАМЕТРЫ НА ВХОДЕ В КС

На входе в КС задаются: расход воздуха G_{air} , площадь поперечного сечения входа в КС F_{air} , статическое давление p_{air} , число Маха M_{air} .

Из уравнения расхода для сечения входа, выражая плотность воздуха ρ_{air} из уравнения состояния и скорость W_{air} через скорость звука, получаем статическую температуру воздуха через заданные параметры воздуха на входе в КС:

$$T_{air} = \left(\frac{p_{air} F_{air} M_{air}}{G_{air}} \right)^2 \frac{k_{air}}{R_{air}}.$$

Заданием начальных приближений k_{air} и R_{air} , как для идеального газа, определяется начальное приближение по температуре T_{air} , что дает возможность провести термодинамический расчет состава и теплофизических параметров воздуха в зависимости от p_{air} и T_{air} и в результате итерационного процесса определить T_{air} и все теплофизические параметры воздуха на входе в КС.

Термодинамический расчет выполнялся по методике работы [6, т. 1]. При этом учитывались следующие индивидуальные вещества: O_2 , H_2 , OH , H_2O , HO_2 , CO , CO_2 , CH , CH_2 , N_2 , NO , NO_2 , N_2O , NH , NH_2 , NH_3 , NHO , CN , O , H , C , N , Ag . Таким образом, термодинамический расчет выполняется для любой смеси, включающей атомы O , H , C , N , Ag . Для воздуха, поскольку в его составе нет водорода и углерода, индивидуальные вещества, содержащие H и C , отсутствуют. Объемный состав воздуха принимался по [6, т. 3]: $0,2095 O_2$, $0,7809 N_2$, $0,0096 Ag$. Термодинамические свойства индивидуальных веществ в идеально-газовом состоянии принимались по [7].

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В основе методики определения параметров в КС лежит нульмерный подход, т. е. расчет выполняется в дискретных сечениях j , для которых из эксперимента известны значения статического давления и тепловых потоков.

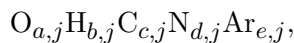
Для расчета параметров в сечении j рассматривается контрольная поверхность, которая состоит из сечения входа $j = 0$, рассчитываемого сечения j , боковой поверхности КС между сечениями $j = 0$ и j и включает поверхности местных препятствий (на рис. 1 контрольная поверхность обозначена штриховой линией). Поскольку через боковую поверхность КС и поверхности местных препятствий нет протекания РТ, то рассматривается лишь изменение параметров потока между сечением $j = 0$ и сечением j . Используются уравнения расхода, количества движения и энергии. Все параметры РТ, необходимые для этих уравнений и уравнения состояния получаются из термодинамического расчета, выполняемого для каждого сечения j .

При термодинамическом расчете состав исходных веществ (воздуха, горючих, топлива — смесь воздуха и горючих) представлялся в виде условных эквивалентных формул [6, т. 1], что позволяет просто оперировать разнообразными веществами, вводимыми в КС. Как упоминалось выше, рассматриваются вещества, состоящие лишь из атомов О, Н, С, N, Ar. Поэтому эквивалентные формулы включают только эти атомы. Для каждого сечения j горючее представляет собой смесь горючих, подаваемых через k поясов подачи в КС на участке от сечения $j = 0$ до сечения j . В каждом поясе может использоваться свое горючее с эквивалентной химической формулой



где индекс k соответствует k -му поясу подачи (k -му виду горючего); в общем случае $k = 1, \dots, n$; индексы a, b, c, d, e обозначают количество соответствующих атомов.

Эквивалентная формула горючего для каждого сечения j составляется исходя из эквивалентных формул отдельных видов горючего и расхода горючего, подаваемого в каждом поясе подачи:



$$b_{i,j} = \sum_k z_k b_{i,k},$$

где под i понимаются атомы О, Н, С, N, Ar, индексы a, b, c, d, e обозначают количество атомов О, Н, С, N, Ar соответственно в общей эквивалентной формуле горючего в сечении j , $b_{i,k}$ — количество атомов О, Н, С, N, Ar в отдельном k -м виде горючего, z_k — мольная доля k -го горючего в полном количестве горючего для j -го сечения.

Поскольку в каждом поясе подачи k в КС может вводиться свое горючее со своими энтальпией $h_{fuel,k}$ и тепловым эффектом реакции $H_{u,k}$, то в сечении j будет иметь место некоторое «среднее» горючее, состоящее из k горючих с соответствующей массовой долей каждого вводимого горючего.

Удельная физическая энтальпия среднего горючего в сечении j :

$$h_{fuel,j} = \sum_k G_{fuel,k} h_{fuel,k} / G_{fuel,j}.$$

Тепловой эффект реакции сгорания «среднего» горючего для сечения j :

$$H_{u,j} = \sum_k G_{fuel,k} H_{u,k} / G_{fuel,j}.$$

Таким образом, вместо k горючих (в общем случае разных), подаваемых в КС на участке от сечения $j = 0$ до сечения j , в задаче будет фигурировать для сечения j одно «среднее» горючее со своей эквивалентной формулой, полученной выше, с общей массой $G_{fuel,j} = \sum_{k=1} G_{fuel,k}$, удельной физической энтальпией $h_{fuel,j}$ и тепловым эффектом реакции сгорания $H_{u,j}$.

Уравнение расхода:

$$G_j = G_{air} + G_{fuel,j}.$$

Уравнение количества движения:

$$G_j W_j = G_{air} W_{air} + p_{air} F_{air} + X_j - p_j F_j + \sum_k I_{fuel,k} - X_f - \sum_r X_{a,r},$$

где $X_j = \int_{F_{air}}^{F_j} p dF$ — проекция на ось x интеграла от сил давления на боковую поверхность КС между сечением $j = 0$ и сечением j ;

$\sum_k I_{fuel,k}$ — проекция на ось x импульса, вносимого горючим, подаваемым в КС через k поясов подачи между сечением $j = 0$ и сечением

j ; X_f — проекция на ось x силы трения на боковой поверхности КС от сечения $j = 0$ до сечения j ; $\sum_r X_{a,r}$ — проекция на ось x силы аэродинамического сопротивления от всех местных препятствий r , расположенных между сечением $j = 0$ и сечением j .

Уравнение изменения энергии (энтальпии торможения):

$$\begin{aligned} & (G_{air} + \alpha_j^\nu \eta G_{fuel,j})(h_{pr,j} + W_j^2/2) + \\ & + (1 - \alpha_j^\nu \eta) G_{fuel,j}(\Delta h_{fuel}(T) + W_j^2/2) = \\ & = G_{air}(h_{air} + W_{air}^2/2) + \\ & + \sum_k G_{fuel,k} h_{fuel,k} - Q_w + \alpha_j^\nu G_{fuel,j} H_{u,j} - \\ & - \sum_k G_{fuel,k} r_{fuel,k}, \end{aligned}$$

где $G_{air} + \alpha_j^\nu \eta G_{fuel,j} = G_{pr}$ — расход через j -е сечение продуктов сгорания, состоящих из всего воздуха G_{air} , входящего в КС, и того количества горючего $\alpha_j^\nu \eta G_{fuel,j}$, которое сгорело до j -го сечения; $h_j + W_j^2/2$ — энтальпия торможения продуктов сгорания в j -м сечении; $(1 - \alpha_j^\nu \eta) G_{fuel,j} = \Delta G_{fuel}$ — расход горючего, не сгоревшего до j -го сечения; $\Delta h_{fuel}(T)$ — энтальпия несгоревшего горючего при температуре T ; $\sum_k G_{fuel,k} h_{fuel,k}$ — физическая энтальпия горючего, подаваемого в КС между сечением $j = 0$ и сечением j ; $\alpha_j^\nu \eta G_{fuel,j} H_{u,j}$ — тепловой эффект сгорания горючего, подаваемого в КС через k поясов подачи между сечением $j = 0$ и сечением j , с учетом полноты сгорания η ; Q_w — потери тепла в боковые стенки КС на участке между сечением $j = 0$ и сечением j ; $\sum_k G_{fuel,k} r_{fuel,k}$ — теплота парообразования

горючего, подаваемого в КС между сечением $j = 0$ и сечением j . Здесь комплекс α_j^ν учитывает тот факт, что при $\alpha_j < 1$ в реакцию горения вступает не всё горючее, подаваемое в КС между сечением $j = 0$ и сечением j , а только часть его, соответствующая $\alpha_j \sum_k G_{fuel,k}$. Что-

бы уравнение энергии имело общий вид независимо от α_j , вводится величина ν : $\nu = 0$ при $\alpha_j \geq 1$, $\nu = 1$ при $\alpha_j < 1$. Под α_j понимается коэффициент избытка воздуха, соответствующий горючему, подаваемому в КС между сечением $j = 0$ и сечением j , т. е. коэффициент избытка воздуха в сечении j .

Уравнение состояния РТ в идеально-газовом состоянии:

$$p_j/\rho_j = R_j T_j = RT_j/\mu_j,$$

где ρ_j , μ_j , R_j — плотность, молярная масса и удельная газовая постоянная РТ в сечении j , R — универсальная газовая постоянная. Для определения μ_j и R_j необходимо проводить термодинамический расчет. Величина ρ_j может быть найдена и без термодинамического расчета только из уравнений изменения расхода и количества движения.

Из приведенных зависимостей при условии, что заданы начальные приближения, итерациями определяются для каждого сечения j полнота сгорания и все параметры РТ.

Задача определения параметров РТ и полноты сгорания в сечении, для которого известны статическое давление p и давление за прямым скачком уплотнения p'_0 при $M > 1$ (или давление торможения p_0 , если $M \leq 1$), сводится к определению числа Маха в этом сечении в зависимости от p и p'_0 по формуле Рэлея [8] для $M > 1$ (или в зависимости от p и p_0 — из газодинамической функции для $M \leq 1$). Далее используются соотношения, приведенные выше при определении η и параметров РТ для сечений j . Поскольку свойства РТ заранее неизвестны, задача решается методом приближений.

Рассмотренная методика была применена для анализа течения РТ в КС при испытании ее на водородном горючем по схеме с присоединенным трубопроводом в высокоэнтальпийной установке кратковременного режима ИТ-302М ИТПМ СО РАН [1] при сверхзвуковой скорости воздуха на входе в КС.

ПОЛНОТА СГОРАНИЯ ГОРЮЧЕГО

Изменение площади поперечного сечения КС приведено на рис. 2. Модель представляла собой канал длиной 698 мм, на вход которого подавался воздух с числом $M_{air} = 3$, статическим давлением $p_{air} = 0,69$ бар, расходом $G_{air} = 2,35$ кг/с. Перед сечением 2 расположено местное препятствие, которое представляет собой набор клиньев — скатов. За местным препятствием имеется внезапное расширение канала — уступ, частью которого служит задняя стенка клиньев. Повышение давления за ударной волной и уменьшение давления на скате за счет расширения в тупом угле

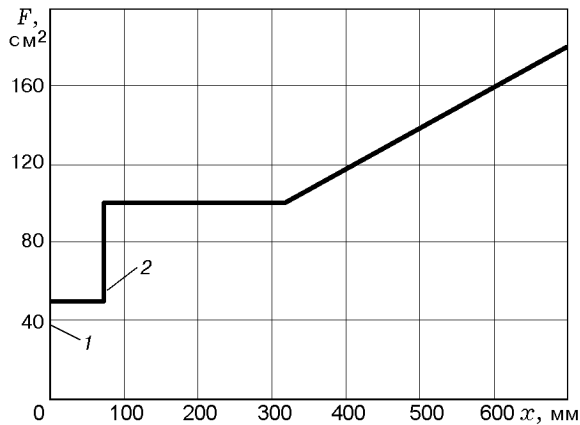


Рис. 2. Изменение площади поперечного сечения по длине КС:

1 — входное сечение, 2 — уступ и место впрыска водорода

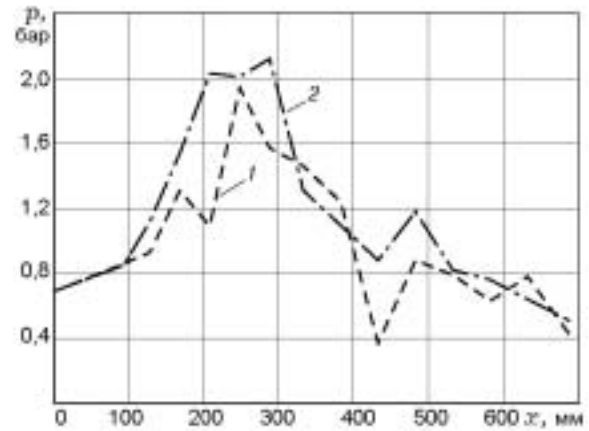


Рис. 3. Распределение измеренного статического давления по длине КС:

1 — по нижней стенке, 2 — по верхней стенке

(течение Прандтля — Майера) создает сопротивление от местного препятствия. Если за характерную площадь взять торцевую площадь всех клиньев, то коэффициент сопротивления этого местного препятствия для $M = 3$, вычисленный указанным выше образом, будет равен $C_x = 0,28$. Через уступ в КС подавался газобразный водород с расходом $G_{H_2} = 0,07$ кг/с ($\alpha = 0,98$). От плоскости уступа и до координаты $x = 318$ мм КС представляет собой канал сечением 10×10 см. Начиная с сечения $x = 318$ мм канал расширяется. На участке КС $x = 93 \div 688$ мм расположено 14 сечений, в которых на верхней и нижней стенках канала измерялись давление и тепловые потоки. В выходном сечении $x = 698$ мм измерялось давление за прямым скачком p'_0 в семи точках, равнорасположенных по высоте канала. Среднее значение $p'_0 = 2,51$ бар.

На рис. 3 приведено распределение давлений, измеренных на нижней и верхней стенках КС. С сечения $x = 318$ мм, где КС начинает расширяться, статическое давление и тепловые потоки уменьшаются. Из рис. 3 видно, что давления на противоположных стенках в одном и том же сечении могут существенно различаться. В сверхзвуковом потоке в каналах наблюдается сложная картина чередующихся скачков и вееров волн разрежения (см., например, [9]). Поэтому распределение параметров на стенке КС не монотонное, как в дозвуковых потоках, а пилообразное. Например, в сечении $x = 430$ мм имеет место сильное снижение дав-

ления на нижней и верхней стенках КС, что, видимо, связано с воздействием веера волн разрежения. Кривые на рис. 3 не отражают действительного распределения давления, а просто соединяют экспериментальные точки.

Уравнения, на которых основывается определение полноты сгорания и параметров РТ, оперируют среднemasсовыми значениями параметров РТ в рассчитываемых сечениях. В этом смысле эти уравнения являются точными и объективно отражают связь между средними параметрами РТ по длине канала при подводе тепла, воздействии трения, местных препятствий и изменения площади поперечного сечения. Измеренные значения статического давления, удельных тепловых потоков и давления p'_0 не являются среднemasсовыми, а представляют собой некоторые случайные выборки из поля этих параметров в сечении.

Тот факт, что измеренные значения p и q_w не соответствуют их среднemasсовым значениям по сечению, представляет собой принципиальную трудность. Вычисленная по измеренным на стенках значениям p и q_w полнота сгорания η будет так же, как p и q_w , пилообразно изменяться по длине КС, хотя из физического смысла полноты сгорания ясно, что средние по сечению значения η должны изменяться монотонно: либо увеличиваться, либо незначительно уменьшаться, если подвод тепла за счет реакции горения меньше, чем отвод тепла в стенки.

Отсюда следует, что необходимы соображения, с помощью которых измеренные на

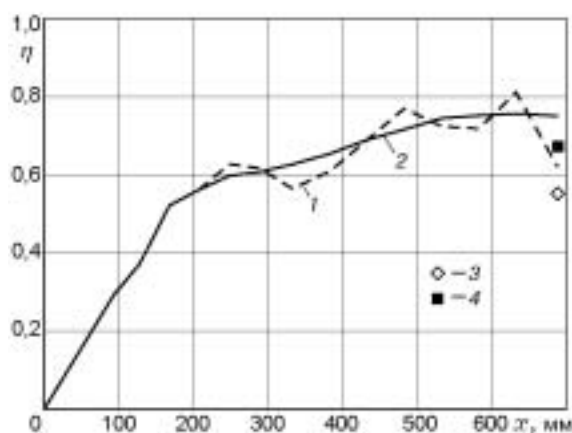


Рис. 4. Изменение полноты сгорания по длине камеры сгорания:

1, 2 — вычисления по распределениям статических давлений и удельных тепловых потоков, 1 — средние значения p и q_w , 2 — сглаженные значения p и q_w ; 3, 4 — полнота сгорания в выходном сечении КС, 3 — расчет по $p'_0 = 2,51$ бар и среднему значению p в сечении $x = 688$ мм, 4 — расчет по $p'_0 = 2,51$ бар и сглаженному значению p в сечении $x = 688$ мм

стенках значения давлений можно корректировать с целью приближения их к среднемассовым по сечению.

Проведенный анализ показывает, что значения p и q_w , полученные как средние из измерений на верхней и нижней стенках КС, так же как и отдельные измерения, не являются среднемассовыми величинами. Изменение полноты сгорания, вычисленное по этим средним значениям p и q_w , также носит пилообразный характер, что не соответствует физическим представлениям о кривой выгорания (кривая 1 на рис. 4). Поэтому зависимости $p(x)$ и $q_w(x)$ сглаживались так, чтобы вычисленные по ним значения η изменялись монотонно. По сути это сглаживание соответствовало нахождению гладких кривых, аппроксимирующих экспериментальные пилообразные распределения $p = f(x)$, $q_w = f(x)$. Значения полноты сгорания, вычисленные по этим сглаженным величинам p и q_w , приведены на рис. 4 (кривая 2).

Те же соображения об осреднении параметров относятся к значению $p'_0 = 2,51$ бар, используемому для вычисления η в выходном сечении КС. Значение $p'_0 = 2,51$ бар является средним (но не среднемассовым), причем различие между максимальным и минимальным значениями p'_0 составляет 19 %, что (с учетом

различия статического давления на верхней и нижней стенках в сечении $x = 688$ мм) свидетельствует о достаточно большой неравномерности потока в выходном сечении КС. То, что величины p и p'_0 , используемые для вычисления η в выходном сечении КС, не являются среднемассовыми, и служит одной из причин отличия значения η в выходном сечении от полученного из основных уравнений для контрольной поверхности, расположенной между сечениями $x = 0$ и $x = 688$ мм.

Из анализа хода кривой 2 рис. 4 видно, что подвод тепла в КС заканчивается на длине $x \approx 500$ мм; далее полнота сгорания остается постоянной и составляет $\eta \approx 0,75$, хотя до конца КС остается еще 200 мм — треть длины канала, считая от места подачи горючего. Этот факт подтверждает ранее наблюдаемые опытные данные [9] о резком замедлении горения даже в слаборасширяющихся каналах

при $\frac{dD}{dx} = 0,03 \div 0,05$ и прекращении горения при $\frac{dD}{dx} > 0,05 \div 0,07$, где $D = \frac{4F}{P}$ — гидравлический диаметр, F , P — площадь и периметр поперечного сечения. В настоящей модели

$\frac{dD}{dx} = 0,1$ в начале расширяющегося участка КС при $x = 318$ мм и $\frac{dD}{dx} = 0,054$ в выходном

сечении КС при $x = 698$ мм.

Полнота сгорания, вычисленная по $p'_0 = 2,51$ бар и статическому давлению в сечении $x = 688$ мм на сглаженной кривой 2 (см. рис. 4), составила $\eta = 0,67$, т. е. различие между значениями η , определенными двумя способами, составляет ≈ 11 %. Как указывалось выше, частично это связано с тем, что взятое для вычисления среднее (из семи) значение $p'_0 = 2,51$ бар не является среднемассовым для выходного сечения.

Заметим, что вместо сглаживания распределений давления и удельных тепловых потоков, используемых для вычисления η , полноту сгорания можно было бы определить, проведя осредненную кривую по точкам η , полученным по измеренным значениям p и q_w . Однако кроме η интерес представляют и другие параметры РТ. Желательно, например, проследить влияние ряда параметров, которые не измеряются в эксперименте, например, коэффициента трения, но которые учитываются в расчетах и влияют на результат. Поэтому желательно

сгладить именно исходные зависимости $p(x)$ и $q_w(x)$, поскольку при этом можно использовать тот факт, что средняя по сечению полнота сгорания должна монотонно изменяться по длине КС (или ступенчато, если есть несколько поясов подачи горючего, но с монотонным характером изменения величины η между каждыми поясами) и не иметь пилообразного характера, чего нельзя сказать заранее о некоторых других параметрах, например, о числе Маха, статических температуре, энтальпии и т. д.

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ НА ВЫЧИСЛЯЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ РТ

В уравнения для определения параметров РТ по длине КС входит величина проекции на ось x силы трения на боковой поверхности КС $X_f = 0,5qC_fS$, которая вычисляется через коэффициент трения C_f , где q , S — скоростной напор и площадь боковой поверхности КС. Обычно коэффициент трения берется или по результатам предварительных опытов с конкретной моделью, или по литературным данным.

В работе [4] для определения силы трения использовалось сопротивление трения единицы относительной длины канала, полученное из предварительных продувок. Если пересчитать величину единичного сопротивления на условия предварительных продувок, то получится, что в работе [4] при определении полноты сгорания использовалось значение $C_f = 0,0046$ по всей длине КС.

В работах [10, 11] приведены данные, из которых следует, что при высокой степени турбулентности для части КС, где есть горение, $C_f = 0,003 \div 0,0045$; на начальном участке КС, где нет подачи горючего, $C_f = 0,0017 \div 0,002$.

С учетом данных [4, 10, 11] в расчетах, изложенных выше, брали значения $C_f = 0,0015$ для сечения входа в КС и $C_f = 0,0035$ для всей остальной КС.

Точные значения C_f неизвестны и, судя по литературным данным, могут изменяться в довольно широких пределах. Поэтому имеет смысл проварьировать величину C_f и определить степень ее влияния на основные параметры КС. Поскольку у разных авторов значения C_f принимались в диапазоне $\approx 0,002 \div 0,0046$, рассмотрены два крайних значения C_f — 0,0025 и 0,0045 для участка КС, в котором происходит горение. Во входном сече-

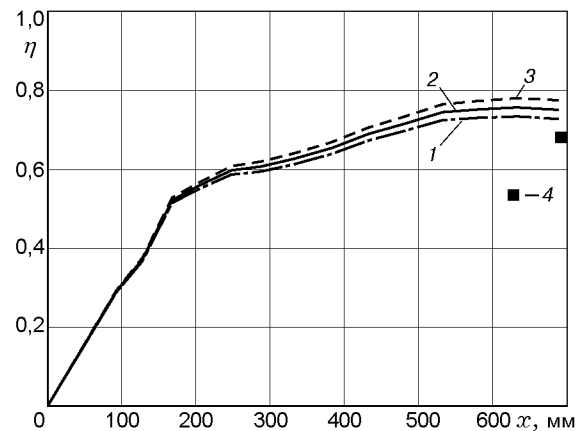


Рис. 5. Влияние коэффициента трения на полноту сгорания:

1 — $C_f = 0,0045$, 2 — $C_f = 0,0035$, 3 — $C_f = 0,0025$, 4 — расчет по $p'_0 = 2,51$ бар и сглаженному статическому давлению в сечении $x = 688$ мм

нии КС, в котором горючего нет, по-прежнему принималось $C_f = 0,0015$. Результаты расчетов приведены на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что даже значительное изменение коэффициента трения сравнительно слабо меняет рассчитываемую полноту сгорания: $\eta = 0,78$ при $C_f = 0,0025$, $\eta = 0,75$ при $C_f = 0,0035$ и $\eta = 0,73$ при $C_f = 0,0045$. То есть крайние отклонения коэффициента C_f от примерно среднего значения $C_f = 0,0035$, даваемого литературными данными, изменяет η на $\approx 4\%$. На величину η в выходном сечении КС, рассчитываемую по p'_0 и статическому давлению, изменение C_f не влияет: для всех трех значений C_f , использованных для построения кривых на рис. 5, $\eta = 0,67$ (см. кривую 4).

Заметим, что значение C_f в КС будет, по всей видимости, ближе к верхнему пределу, так как горение интенсифицирует процесс смешения и турбулизирует поток [12].

На рис. 6 приведены проекции на ось x от сил, действующих на боковую поверхность контрольного объема, выделяемого для каждого сечения j . Видно, что основная часть проекции от сил, действующих на боковую поверхность, приходится на интеграл от сил давления. Этим и объясняется слабое влияние изменения C_f на величину η . Можно также отметить, что роль сопротивления от местных препятствий в определении параметров РТ не меньше, чем роль сил трения, хотя оно не всегда учитывается в газодинамическом способе определения пара-

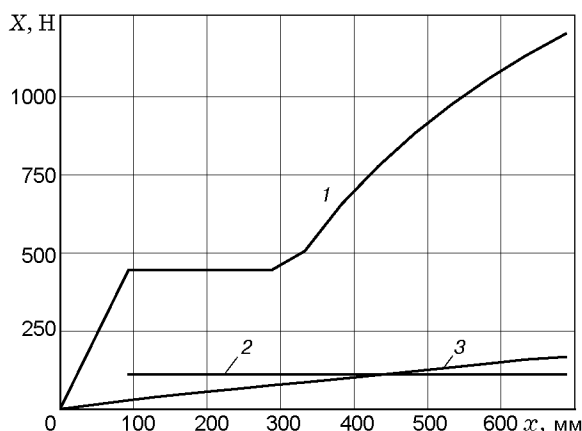


Рис. 6. Проекция на ось x от сил, действующих на боковую поверхность контрольного объема:

1 — от сил давления, 2 — от силы аэродинамического сопротивления местного препятствия, 3 — от силы трения при $C_f = 0,0035$

метров РТ и полноты сгорания.

Силы трения по боковым поверхностям КС определяются, как правило, очень приближенно. Для расширяющихся КС проекция на ось x силы трения может составлять незначительную часть от проекции на ось x интеграла от сил давления на боковые поверхности (особенно при наличии в камере уступов большой площади), и при изменении C_f в довольно широких пределах величина X_f будет изменяться

мало по сравнению с величиной $X_j = \int_{F_{air}}^{F_j} pdF$.

При изменении коэффициента трения от $C_f = 0,0035$ до $C_f = 0,0025$ значение X_f для для всей КС ($x = 688$ мм, $j = 14$) уменьшается от 167 до 123 Н, а при изменении от $C_f = 0,0035$ до $C_f = 0,0045$ X_f увеличивается от 167 до 211 Н. Таким образом, по сравнению с величи-

ной $X_{j=14} = \int_{F_{air}}^{F_j} pdF = 1\,200$ Н изменение X_f

при изменении C_f от примерно среднего значения до предельных, даваемых литературными данными, составляет $44/1\,200 \approx 3,7\%$. Незначительностью изменения X_f по сравнению с $X_{j=14} = 1\,200$ Н объясняется то, что при очень большом изменении C_f вычисляемая полнота сгорания изменилась всего на $\approx 4\%$. Однако следует заметить, что если используется КС с постоянной площадью поперечного сечения и в ней отсутствуют аэродинамические препят-

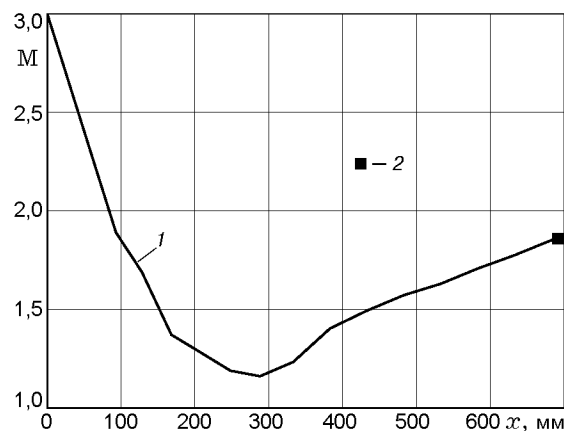


Рис. 7. Распределение числа Маха по длине камеры сгорания:

1 — расчет по распределениям статических давлений и удельных тепловых потоков, 2 — расчет по $p'_0 = 2,51$ бар и статическому давлению при $x = 688$ мм

ствия, то сила трения будет единственным силовым фактором, действующим на выделенный контрольный объем РТ, и ее влияние на полноту сгорания η может значительно увеличиться.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РТ ПО ДЛИНЕ КС

За счет подвода тепла число Маха уменьшается от значения 3 на входе в КС до 1,16 в конце канала $F = \text{const}$ (рис. 7). В расширяющейся части КС влияние расширения превалирует над факторами подвода тепла и трения, которые уменьшают число Маха. Это также косвенно подтверждает вывод о замедлении и затем прекращении горения в расширяющейся части КС.

Из рис. 7 видно, что подвод тепла в тракте модели осуществлялся к сверхзвуковому в среднем потоку в КС. Однако из этого не следует, что само сгорание горючего происходило в сверхзвуковом потоке. В работах [13, 14] показано, что в сверхзвуковых КС может существовать достаточное количество дозвуковых зон, где собственно и происходит основная часть сгорания горючего. В данной модели такими зонами являются дозвуковые застойные течения за клиньями и за верхним и нижним уступами, которые за счет подвода в них тепла могут распространяться на большую часть КС [14]. Во всяком случае только результатов измерения давлений и тепловых потоков и осно-

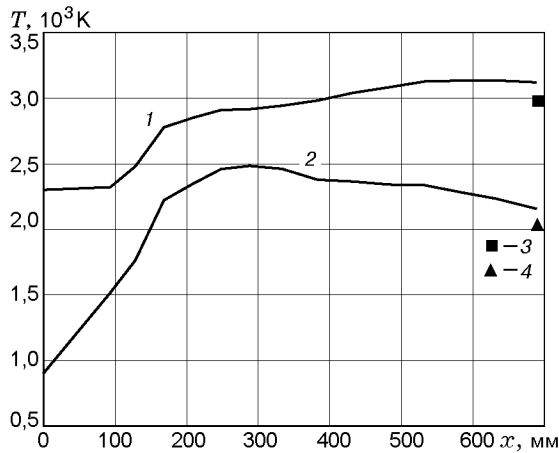


Рис. 8. Распределения температуры торможения (1, 3) и статической температуры РТ по длине КС (2, 4):

1, 2 — расчет по распределениям статических давлений и удельных тепловых потоков, 3, 4 — расчет по $p'_0 = 2,51$ бар и статическому давлению при $x = 688$ мм

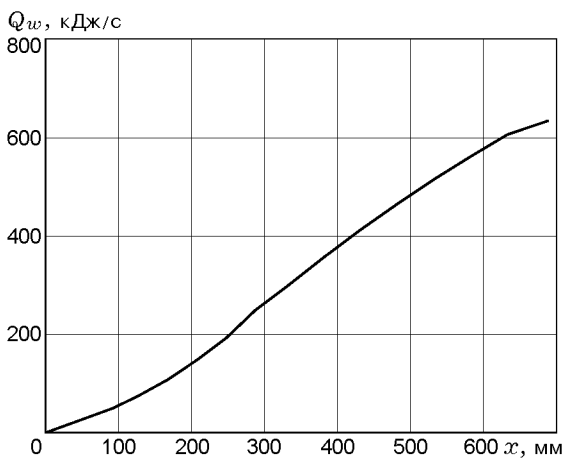


Рис. 9. Тепловой поток в стенки КС при использовании сглаженных значений удельных тепловых потоков

ванных на этих данных расчетов параметров РТ недостаточно для утверждения, что сгорание горючего происходило в сверхзвуковом потоке, хотя эти данные и результаты расчетов и показывают, что течение в КС было в среднем сверхзвуковое.

Распределения статической температуры и температуры торможения РТ по длине КС приведены на рис. 8. Видно, что уровень температур в сочетании с небольшим давлением таков, что диссоциация уже сказывается на теп-

лофизических характеристиках РТ.

Потери тепла в стенки КС приведены на рис. 9. К сечению выхода из КС теряется ≈ 635 kJ/s . Для данного конкретного опыта $\alpha^{\nu} G_{fuel} H_{u,j} = 0,979 \cdot 0,07 \cdot 120\,000 = 8\,224$ kJ/s . Таким образом, потери тепла в стенки КС составили 7,7 % от тепла, которое могло бы выделиться при полном сгорании водорода. В работе [15] при испытании газодинамической модели с горением в той же высокоэнтуальпийной установке ИТ-302М потери тепла в стенки модели составляли ≈ 20 %. Более высокие потери тепла в стенки в работе [15] обусловлены бóльшим, в $6 \div 10$ раз, давлением в тракте модели, что увеличивало теплопередачу от РТ к стенкам.

ВОЗМОЖНЫЕ ОШИБКИ НУЛЬМЕРНОГО ПОДХОДА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛНОТЫ СГОРАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Основной величиной, служащей для определения полноты сгорания горючего на участке от места впрыска до сечения j , является измеренное в сечении j статическое давление p_j . При этом допускается, что измеренное значение p_j (как правило, на стенке КС) является среднемассовым значением в сечении j . Выше на конкретном примере показано, что такое допущение может приводить к существенным ошибкам в определении полноты сгорания. Требуется обоснованный подход для сглаживания измеренных давлений на стенке при использовании их в качестве среднемассовых.

Важность правильной оценки среднемассовых значений давлений по измеренным величинам p_j и p'_0 можно также проиллюстрировать следующим примером. Полнота сгорания η на выходе из КС, вычисленная по $p'_0 = 2,51$ бар и статическому давлению в сечении $j = 14$, составила $\eta = 0,67$ — на 11 % меньше, чем полнота сгорания, вычисленная по распределениям статического давления и тепловых потоков по длине КС, которая составила $\eta = 0,75$. В то же время, если взять значение p'_0 не 2,51 бар, а 2,6 бар, то получим $\eta = 0,75$. То есть изменение p'_0 всего на $\approx 3,5$ % приводит к полному согласованию полноты сгорания, полученной двумя способами. Такое изменение p'_0 вполне возможно, так как разница между измеренными в семи точках значениями p'_0 составляет ≈ 19 % (от максимального значения 2,79 бар до минимального 2,31 бар).

Таким образом, первым источником возможной ошибки в определении полноты сгорания является использование измеренных значений давления в качестве среднemasсовых по сечению. Из этого примера также следует сильная зависимость полноты сгорания η от задаваемых для ее вычисления значений p и p'_0 .

Изменение давления по длине КС от начального $p_{j=0}$ до давления p_j происходит за счет следующих факторов:

- 1) изменение площади поперечного сечения КС;
- 2) проекция на ось x интеграла от сил давления на боковые стенки КС;
- 3) проекция на ось x силы трения на боковых поверхностях КС;
- 4) подвод массы на участке от входа в КС до сечения j ;
- 5) проекция на ось x импульса, вносимого этой подводимой массой;
- 6) проекция на ось x аэродинамической силы от препятствий в тракте КС (пилон, клинья, выступающие в поток инжектора, и т. д.);
- 7) отвод тепла в стенки КС;
- 8) подвод тепла за счет сгорания горючего.

Из этих восьми факторов, служащих причиной изменения давления по длине КС, необходимо выделить один, связанный с подводом тепла за счет сгорания горючего, и тем самым определить полноту сгорания.

Изменение площади поперечного сечения КС, подвод дополнительной массы и импульс, вносимый этой дополнительной массой в КС (см. перечисленные выше факторы 1, 4, 5), могут быть учтены достаточно точно.

Проекция на ось x интеграла от сил давления на боковые стенки КС и потери тепла в стенки КС (см. перечисленные выше факторы 2 и 7) при сравнительно частом расположении точек измерения статического давления и тепловых потоков могут быть определены экспериментально с требуемой точностью.

Силы трения по боковым поверхностям КС определяются, как правило, очень приближенно. Но, как показано выше, для расширяющихся КС проекция на ось x силы трения может составлять незначительную часть от проекции на ось x интеграла от сил давления на боковые поверхности.

Наименее точно определяется сила аэродинамического сопротивления от препятствий, расположенных в тракте КС (см. фактор 6). Связано это с тем, что подробно измерить рас-

пределение давления на препятствии не удается, и величина C_x (или X_a) определяется расчетом. Аэродинамические препятствия в КС обтекаются, как правило, неравномерным потоком, и имеет место существенное влияние стенок КС на картину обтекания препятствия. Это приводит к тому, что определенная расчетом величина аэродинамической силы, с которой в эксперименте препятствие действует на РТ в контрольном объеме, может быть значительно занижена.

Например, в проведенном анализе использовался вычисленный коэффициент аэродинамического сопротивления препятствия $C_x = 0,28$. Это значение было получено для идеальных условий обтекания: клин и скат предполагались бесконечной ширины; отсутствовало влияние стенок; не учитывалось влияние поверхностей, расположенных на противоположной стороне КС. Между тем скачки уплотнения от клиньев на верхней и нижней стенках КС пересекаются на расстоянии $\approx 2/3$ длины клина (от носика клина), и давление за местом пересечения скачков возрастает еще приблизительно в два раза. По угловой конфигурации между боковой стенкой КС и клином это давление передается вверх по потоку, и на какой-то части поверхности клиньев давление будет не менее чем в два раза выше, чем рассчитанное для идеальной схемы обтекания. Кроме того, горючее подавалось в КС с большой степенью нерасчетности по давлению в верхней части уступа. Перед истекающей в спутный сверхзвуковой поток сильно недорасширенной струи возникает мощная ударная волна (см., например, [16]), которая вызывает отрыв пограничного слоя на клине с увеличением давления на нем по сравнению с идеальной расчетной схемой. Таким образом, в эксперименте имеются факторы, которые могут приводить к существенному увеличению давления на клине по сравнению с принятой для расчета идеальной схемой обтекания, и соответственно реальное значение C_x может быть значительно (вплоть до нескольких раз) больше рассчитанного ($C_x = 0,28$). К чему это приведет, можно проиллюстрировать следующим примером. Примем вместо $C_x = 0,28$ значение $C_x = 0,7$, т. е. в 2,5 раз больше. При этом сила X_a возрастет с 112 Н (см. рис. 6) до 280 Н и составит 23 % от величины $X_{j=14} = 1200$ Н вместо 9,3 % при $C_x = 0,28$. Рассчитанная при $C_x = 0,7$ полнота сгорания в сечении $j = 14$ будет равна 0,67 вме-

сто $\eta = 0,75$ при $C_x = 0,28$. То есть совпадает с тем значением полноты сгорания $\eta = 0,67$, которое было получено в выходном сечении КС по измеренным значениям $p'_0 = 2,51$ бар и статического давления $p_j=14$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что наибольшее влияние на определение полноты сгорания оказывают следующие факторы.

- Несоответствие измеренных давлений p_j и p'_0 среднemasсовым значениям давления в рассматриваемых сечениях, когда измеренные p_j и p'_0 принимаются за среднemasсовые значения давления в сечениях.

- Неточное определение сил, действующих на контрольный объем между сечением входа в КС и рассматриваемым сечением j . Для рас-

ширяющейся КС, когда $X_f \ll X_j = \int_{F_{air}}^{F_j} p dF$,

неточное определение аэродинамического сопротивления (которое, как правило, определяется расчетом по упрощенной аэродинамической схеме), может приводить к значительным ошибкам в определении полноты сгорания, если значение X_a составляет заметную часть от $X_j = \int_{F_{air}}^{F_j} p dF$.

Анализ, выполненный на примере опыта в высокоэнтальпийной установке кратковременного режима ИТ-302М, показал, что если в эксперименте ставится задача определения полноты сгорания газодинамическим методом по измерениям давления и тепловых потоков на стенках КС, то при испытаниях необходимо предусмотреть мероприятия, позволяющие с необходимой точностью учитывать перечисленные выше факторы 1–7, влияющие на вычисление полноты сгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Некоторые методические аспекты исследования газодинамических моделей с тепломассоподводом в импульсной аэродинамической трубе // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 45–54.
2. А. с. по заявке № 464254 «Гиперзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель» / Щетинков Е. С. Приоритет от 16.04.1957.
3. Чернов В. А., Киселева Е. Н. Горение топлива в сверхзвуковом потоке // Кинетика и

аэродинамика процессов горения топлив. М.: Наука, 1969. С. 47–51.

4. Леонов Б. П., Штейнман С. В., Куликов А. В. Методы расчета выгорания в сверхзвуковых потоках // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 572–576.
5. Аннушкин Ю. М. Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 59–71.
6. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник / В. Е. Алемасов, А. Ф. Дрегаллин, А. П. Тишин, В. А. Худяков. М.: АН ВИНТИ, 1971–1973. Т. 1: Методы расчета. 1971; Т. 3. 1973.
7. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1978–1979. Т. 1, кн. 2, 1978; Т. 2, кн. 2, 1979.
8. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991.
9. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. Особенности сверхзвукового горения неперемешанных газов в каналах // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 4. С. 75–78.
10. Шец Дж. А., Биллиг Ф. С., Фейвин С. Расчет течения в камере сгорания гиперзвукового прямоточного двигателя (ГПВРД) с соосной подачей струи топлива // Аэрокосмич. техника. 1983. Т. 1, № 4. С. 105–114. (AIAA Journal. 1982. V. 20, N 9. P. 1268–1274).
11. Schetz A. J., Billig F. S., Favin S. Numerical Solution of Ramjet Nozzle Flows. AIAA Paper N 85–1270. 1985.
12. Строкин В. Н. Результаты экспериментального исследования стабилизации горения и выгорания водорода в модельных камерах сгорания ГПВРД // Фундаментальные и прикладные проблемы космонавтики. 2000. № 2. С. 33–40.
13. Сабельников В. А., Иванюшкин А. К., Коронцит Ю. Ф. и др. Экспериментальное исследование стабилизации горения в сверхзвуковом потоке с использованием свободных рециркуляционных зон // Фундаментальные и прикладные проблемы космонавтики. 2000. № 2. С. 27–32.
14. Баев В. К., Третьяков П. К., Шумский В. В. Особенности процесса горения в канале при сверхзвуковой скорости на входе // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 4. С. 24–32.
15. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование распределения давления и теплообмена в газодинамической модели с горением, обтекаемой высокоэнтальпийным потоком воздуха // ПМТФ. 1985. № 5. С. 56–65.
16. Прудников А. Г., Волынский М. С., Сагалович В. Н. Процессы смесеобразования и го-

рения в воздушно-реактивных двигателях. М.:
Машиностроение, 1971.

Поступила в редакцию 17/VI 2003 г.
