

УДК 621.453

**АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТОДА УНОСА МАСС
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ**

© 2013 С. А. Шустов

Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)

Проведён анализ погрешностей метода уноса масс для определения профилей температуры высокотемпературных газовых потоков. На основе учёта физических процессов при обтекании тел высокотемпературным потоком выявлены основные источники погрешностей метода уноса массы. Дана количественная оценка каждого из выявленных источников погрешностей.

Методическая погрешность, случайная погрешность, глубина прогрева, время прогрева, квазистационарный режим, пристенок, тепловой слой, пограничный слой.

Детальное описание методики экспериментального определения профилей температуры высокотемпературных газовых потоков, разработанной в КуАИ-СГАУ и основанной на принципе уноса массы, изложено в [1]. Пример использования этой методики для экспериментального исследования рабочих процессов в камере сгорания малоразмерных газогенераторов сверхзвуковых потоков (МРГГ) на самовоспламеняющихся компонентах топлива приведён в [2]. Практическая ценность получаемых с помощью этого метода результатов в значительной степени зависит от правильной оценки его погрешностей. Основой анализа источников погрешностей рассматриваемого метода является понимание физических процессов взаимодействия высокотемпературных продуктов сгорания с обтекаемым телом. Физические основы процесса уноса массы твёрдого тела под воздействием высокотемпературного потока, обтекающего это тело, достаточно хорошо изучены, поскольку на этом принципе основан широко известный в ракетно-космической технике способ теплозащиты [3,4]. Известно, что важными характеристиками процесса уноса массы являются такие взаимосвязанные параметры, как глубина d_T прогрева поверхности твёрдого тела под воздействием обтекающего его высокотемпературного потока и характерное время квазистационарного режима t^* .

С физической точки зрения глубина прогрева d_T – это линейный размер зоны, в которой происходят физико-химические процессы прогрева и газификации твёрдого тела под воздействием обтекающего его высокотемпературного потока. В соответствии с [3] величину d_T можно определить с помощью зависимости:

$$d_T = \frac{l}{r \cdot c \cdot v}, \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности; ρ – плотность; c – теплоёмкость (параметры λ , ρ и c относятся к твёрдому телу); $v = \frac{dx}{dt}$ – линейная скорость уноса, dx – уменьшение тела за счёт уноса массы за время dt .

Время квазистационарного режима t^* – это промежуток времени, по истечении которого линейная скорость уноса $v = \frac{dx}{dt}$ становится постоянной и количество тепла, отводимого внутрь, в точности равно количеству тепла, необходимому для подогрева унесённого материала от начальной температуры до температуры разрушения [3]. В соответствии с [3] величину t^* можно определить, используя зависимость:

$$t^* = \frac{l}{r \cdot c \cdot v^2}, \quad (2)$$

где величины λ , ρ , c и ν имеют тот же смысл, что и в зависимости (1).

На рис.1 показана схема модульной конструкции камеры сгорания и сопла с экспериментальной вставкой для определения профилей температуры. На рис. 2 показан внешний вид вставки с пластиной до воздействия на неё продуктов сгорания, а на рис. 3 – внешний вид пластин после воздействия на них продуктов сгорания. Пластины выполнялись из полиметилметакрилата (плексигласа). Для этого материала

$$\lambda = 0.21 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; c = 1.38 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; r = 1190 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Экспериментально определённая средняя скорость уноса ν равнялась $1,5 \cdot 10^{-3}$ м/с. При этих значениях величина $d_T = 0,087$ мм, а величина $t^* = 0,06$ с.

Таким образом, глубина прогрева материала пластины под воздействием продуктов сгорания составляет менее 0,1 мм, а время прогрева на эту толщину составляет около 0,06 с. Поэтому при длительности включения МРГГ $t_{\text{вкл}} \approx 1$ с процесс взаимодействия продуктов сгорания с пластиной является квазистационарным. Поэтому далее используется допущение о квазистационарности.

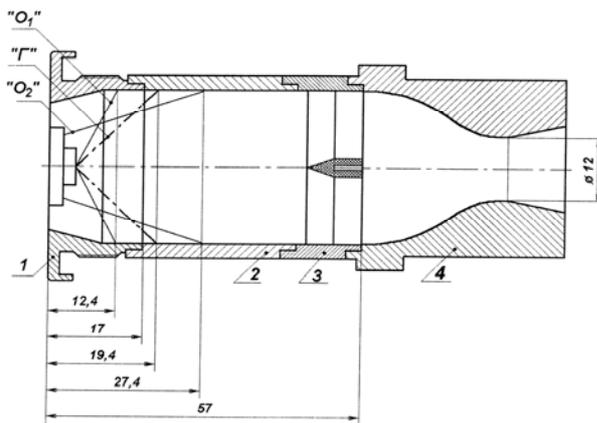


Рис. 1. Схема модульной конструкции камеры сгорания и сопла с экспериментальной вставкой для определения профилей температуры:

1 – штатная смесительная головка камеры сгорания; 2 – сменная цилиндрическая вставка; 3 – экспериментальная вставка с пластиной; 4 – сопло



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной вставки с пластиной из полиметилметакрилата

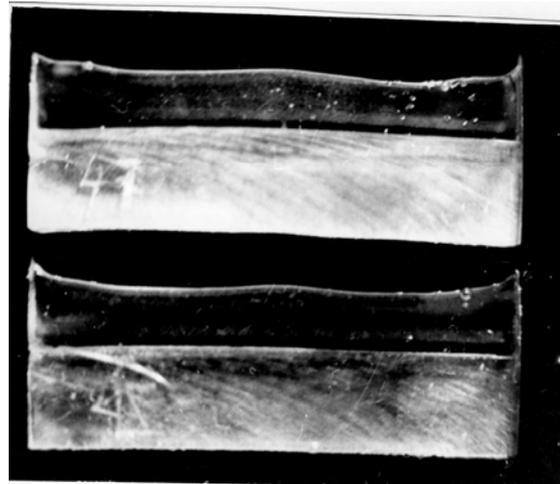


Рис. 3. Внешний вид пластин из полиметилметакрилата после воздействия на них продуктов сгорания

В процессе численного моделирования процесса взаимодействия продуктов сгорания с пластиной показана возможность определения температуры продуктов сгорания по относительной величине изменения высоты пластины, связанной с уносом её массы [1].

На рис. 4 показано типичное изменение высоты пластины для различных расстояний от плоскости форсуночной головки на примере штатного МРГГ ЭД-3 тягой около 100 Н.

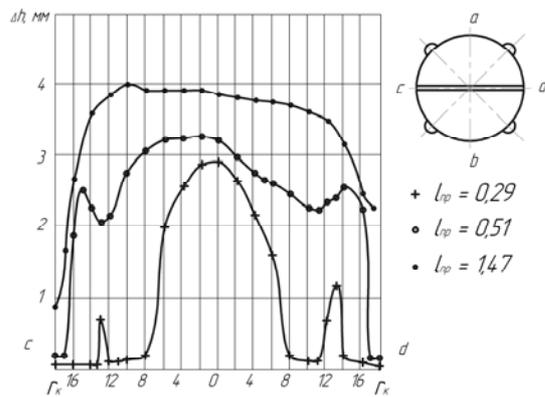


Рис. 4. Профили $\Delta h(r)$ при различных значениях l_{np} для МРГГ ЭД-3 при положении пластины (с, d)

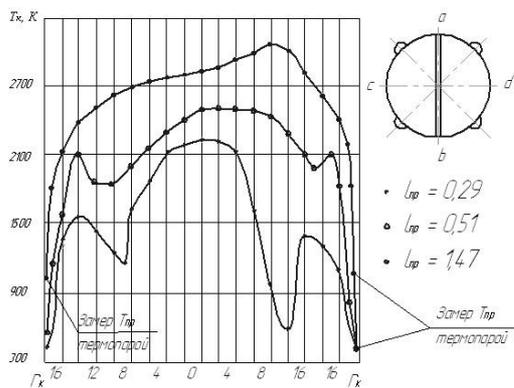


Рис. 5. Влияние l_{np} на профили температуры для МРГГ ЭД-3 при положении пластины (а, b)

Результаты экспериментального определения поперечных профилей температуры в камере сгорания этого МРГГ показаны на рис. 5 для различных значений приведённой длины камеры сгорания l_{np} . Показанные на рис. 5 профили температур были получены по экспериментальным зависимостям $\Delta h(r)$ на рис. 4 с помощью расчётных зависимостей на рис. 6 и 7. Зависимости на рис. 6 и 7 были получены на основе численного решения системы уравнений, приведённых в [1] и описывающих процесс уноса массы пластины, обтекаемой высокотемпературными продуктами сгорания. Зависимости, приведённые на рис. 5 для профилей температуры МРГГ ЭД-3 в сечении с-d, показывают их характерные особенности: значительную неравномерность температуры в радиальном направлении и существенную зависимость температуры от величины приведённой длины l_{np} – при увеличении l_{np} температура растёт. При этом про-

фили температур при разных l_{np} сохраняют своё подобие.

Рассмотрим виды и величину возможных погрешностей изложенной методики определения температуры продуктов сгорания методом уноса массы.

Эти погрешности можно разделить на две основные группы – методические и случайные.

К методическим отнесены погрешности, обусловленные влиянием следующих факторов:

- неоднозначным характером зависимости $T_{oc}(\bar{h})$ от $a_{ок}$;

- влиянием неполного тепловыделения на зависимость $T_{oc}(\bar{h})$;

- возможным влиянием процессов нестационарного теплообмена на взаимодействие продуктов сгорания с пластиной.

Далее более детально рассматривается каждая из этих погрешностей.

Погрешность из-за неоднозначной зависимости от $a_{ок}$ возникает вследствие того, что зависимость $T_{oc}(a_{ок})$ для ЖРДМТ имеет экстремум при $a_{ок}$ в диапазоне $0.75 \leq a_{ок} \leq 0.9$ (в зависимости от давления в камере сгорания).

Расчётные зависимости $T_{oc}(\bar{h})$ от $a_{ок}$ приведены на рис. 6. Неидеальность протекания рабочих процессов в камере сгорания и связанное с этим неполное тепловыделение приводит к дополнительной погрешности определения температуры продуктов сгорания по величине уноса массы пластины. Результаты количественной оценки влияния этих факторов приведены на рис.7. Зависимости на рис. 6 и 7 показывают, что отсутствие учёта влияния неоднозначности зависимости $T_{oc}(\bar{h})$ от $a_{ок}$ и неполного тепловыделения может привести к погрешности до 300 К. Учёт влияния неоднозначности зависимости $T_{oc}(\bar{h})$ от $a_{ок}$ и неполного тепловыделения за счёт использования зависимостей на рис. 6 и 7 позволяет существенно снизить эту погрешность до уровня, не превышающего 100 К (эта погрешность связана с погреш-

ностью экспериментального определения величины коэффициента окислителя $a_{ок}$).

Возможное влияние процессов нестационарного теплообмена на взаимодействие продуктов сгорания с пластиной и связанная с этим влиянием погрешность обусловлены ограниченным временем воздействия продуктов сгорания на пластины (в изложенных выше на рис. 4 и 5 результатах экспериментов это время воздействия составляло от 0.5 до 1 секунды).

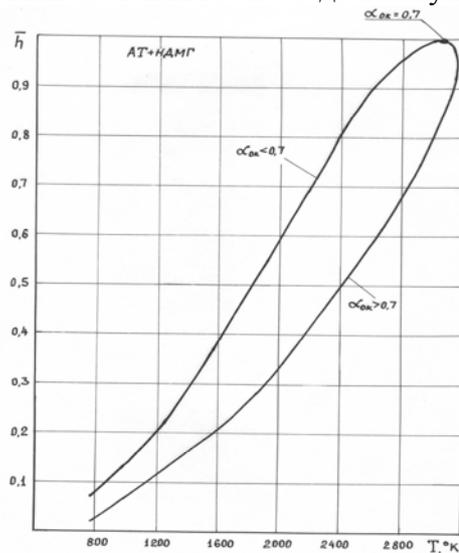


Рис. 6. Зависимость \bar{h} от температуры набегающего потока и $a_{ок}$

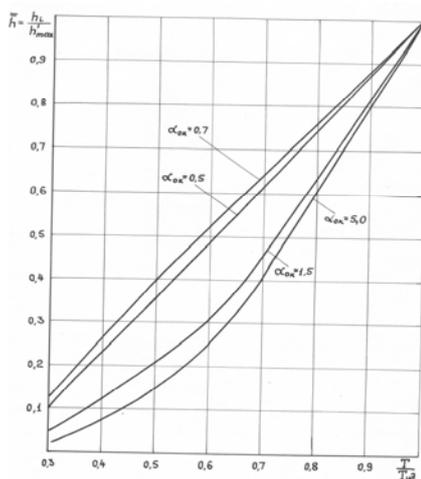


Рис. 7. Зависимость \bar{h} от $a_{ок}$ и величины $T/T_{ид}$, характеризующей неполное тепловыделение

С физической точки зрения влияние процессов нестационарного теплообмена на взаимодействие продуктов сгорания с

пластиной может проявляться в виде двух основных факторов:

1) недостаточное время воздействия продуктов сгорания на пластину, вследствие чего величина уноса массы не будет соответствовать фактической температуре продуктов сгорания;

2) снижение температуры продуктов сгорания в пристенной области из-за отвода тепла к холодной стенке, которая не успевает прогреться из-за недостаточной длительности взаимодействия продуктов сгорания как с пластиной, так и со стенкой.

Изложенные выше результаты определения времени t^* установления стационарного режима уноса массы пластины показали, что она составляет не более 0,06 с, что более чем в десять раз меньше, чем время воздействия продуктов сгорания на пластину, равное 1 с. Это позволяет утверждать, что при времени воздействия продуктов сгорания на пластину порядка одной секунды погрешностью из-за недостаточного времени воздействия продуктов сгорания на пластину можно пренебречь.

Рассмотрим роль снижения температуры продуктов сгорания в пристенной области из-за отвода тепла к холодной стенке, которая не успевает прогреться из-за недостаточной длительности взаимодействия продуктов сгорания со стенкой. Как известно [8], зона перехода от температуры стенки к температуре продуктов сгорания вне зоны влияния стенки происходит в пределах теплового пограничного слоя. При числе Прандтля Pr , близком к единице, толщина теплового пограничного слоя d_T близка к толщине динамического пограничного слоя d . Таким образом, геометрические размеры пристенной области определяются толщиной пограничного слоя и пристенка по длине камеры сгорания. При этом толщина пристенка уменьшается по длине камеры сгорания [4], а толщина пограничного слоя увеличивается по длине камеры сгорания, как это следует из результатов расчёта, представленных в табл.1.

Таблица 1. Безразмерная зависимость профиля скорости в турбулентном пограничном слое от поперечной координаты

y/d	0,05	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
u/u_e	0,65	0,72	0,79	0,88	0,93	0,97	1

Результаты, представленные в табл.1, получены с использованием следующих условий:

- течение в пограничном слое вдоль стенки цилиндрической камеры сгорания ЖРДМТ является турбулентным [7];

- для этого турбулентного пограничного слоя имеют место следующие соотношения между толщиной потери импульса $d^{**}(x)$, толщиной вытеснения $d^*(x)$ и толщиной пограничного слоя $d(x)$ [5]:

$$d^{**}(x) = 0.036 \cdot x \cdot \left(\frac{u_e \cdot x}{n} \right)^{-1/5}, \quad (3)$$

$$d^*(x) = 1.28 \cdot d^{**}(x), \quad (4)$$

$$d(x) = 10.3 \cdot d^{**}(x), \quad (5)$$

где u_e – скорость на внешней границе пограничного слоя в продольном направлении; n – кинематический коэффициент вязкости, определяемый выражением $n = \frac{m}{r}$; m – динамический коэффициент вязкости; r – плотность.

В соответствии с зависимостью (3) толщина пограничного слоя является функцией продольной координаты x . Расчётное определение этой координаты является нетривиальной задачей, связанной с определением точки начала развития пограничного слоя. В первом приближении за начало развития пограничного слоя можно взять начальное сечение цилиндрической части камеры сгорания. При таком подходе толщина пограничного слоя на стенке камеры сгорания на входе в сопло будет определяться длиной её цилиндрической части. Более детальный анализ показывает, что начальную координату развития пограничного слоя на стенке цилиндрической части камеры сгорания следует определять с учётом зоны

обратных токов. В этом случае длина координаты x для сечения на входе в сопло, а значит и толщина пограничного слоя, будут существенно меньше, чем без учёта влияния зоны обратных токов.

За характерный размер области влияния стенки на поле температур будем считать расстояние от стенки, на котором влияние стенки на температуру не превышает 10 %. Например, если температура стенки в момент включения МРГГ равна 300 К, а температура продуктов сгорания на внешней границе пограничного слоя равна 1000 К, то характерным размером области влияния стенки будет расстояние, на котором температура в пограничном слое будет отличаться от температуры продуктов сгорания не более чем на 10 %, т.е. на 100 К. С учётом вышеизложенного характерный размер области влияния стенки на поле температур обозначен как $d_T^{0.1}$.

Известно, что в пределах пограничного слоя при небольших значениях продольной скорости u_e поперечный профиль температуры подобен поперечному профилю скорости. В связи с этим для определения зависимости $d_T^{0.1}(x)$ наряду с толщиной пограничного слоя $d(x)$ использовалась безразмерная зависимость профиля скорости в турбулентном пограничном слое от поперечной координаты [7]:

$$\frac{u}{u_e} = \left(\frac{y}{d} \right)^{1/7}. \quad (6)$$

Результаты использования зависимости (6) для определения безразмерной зависимости профиля скорости в турбулентном пограничном слое от поперечной координаты приведены в табл. 1.

Результаты, приведённые в табл.1, показывают, что для турбулентного пограничного слоя характерной является его

хорошая «наполненность». Это проявляется и в том, что снижение на 10 % скорости (а значит и температуры) в пограничном слое по сравнению с их значением на внешней границе пограничного слоя ($u/u_e=0,9$) достигается лишь на середине пограничного слоя ($y/d = 0.5$).

Таблица 2. Характерный размер $d_T^{0.1}$ области влияния стенки на поле температур по длине цилиндрической части камеры сгорания МРГТ

x, мм	0.4	15	30	45	60	Примечание
d^{**} , мм	0.0037	0.068	0.12	0.16	0.20	Без учёта влияния зоны обратных токов на начало образования пограничного слоя
d^* , мм	0.0047	0.087	0.093	0.205	0.256	
d , мм	0.038	0.7	1.24	1.65	2.06	
$d_T^{0.1}$, мм	0.019	0.35	0.62	0.82	1.03	
d^{**} , мм	-	-	0.0040	0.07	0.12	С учётом влияния зоны обратных токов на начало образования пограничного слоя
d^* , мм	-	-	0.0051	0.09	0.15	
d , мм	-	-	0.04	0.72	1.24	
$d_T^{0.1}$, мм	-	-	0.02	0.36	0.62	

Результаты, приведённые в табл. 2, показывают, что с учётом влияния зоны обратных токов величина $d_T^{0.1}$ составляет около 0,6 мм. Этот результат соответствует ситуации, когда на стенке камеры сгорания отсутствует пристенок с пониженной температурой продуктов сгорания. На практике такая ситуация является скорее исключением, чем правилом, поскольку отсутствие пристенка ведёт, как правило, к прогару стенки.

В связи с этим рассмотрим роль холодного пристенка в формировании зоны влияния стенки на поле температуры продуктов сгорания. В том случае, когда толщина пристенка превышает толщину пограничного слоя, отсутствует влияние стенки на поле температуры продуктов сгорания вследствие близости температуры стенки и пристенка. Если пристенок находится внутри пограничного слоя, то область влияния стенки на температуру продуктов сгорания уменьшается на толщину пристенка. Так, в соответствии с [4] для штатных МРГТ толщина пристенка на входе в сопло составляет величину порядка 0,1 мм. В этом случае при величине

Результаты расчётного определения характерного размера $d_T^{0.1}$ области влияния стенки на поле температур по длине цилиндрической части камеры сгорания представлены в табл. 2.

$d_T^{0.1} = 0,6$ мм область влияния стенки на температуру продуктов сгорания составляет около 0,5 мм.

В завершение рассмотрим величину случайной погрешности определения температуры по величине уноса массы, связанную с погрешностью измерения величины уменьшения пластины Δh . Величина Δh в процессе проведения эксперимента определялась как

$$\Delta h = h_0 - h_1, \quad (7)$$

где h_0 и h_1 – соответственно начальная высота пластины и высота пластины после воздействия на неё продуктов сгорания. Измерение высоты пластины до и после воздействия на неё продуктов сгорания проводилось с помощью инструментального микроскопа с абсолютной погрешностью, не превышающей 10 микрон. В соответствии с (7) абсолютная погрешность величины измерения Δh не превышала 14 микрон.

В диапазоне максимальных измеряемых температур порядка 3000 К величина Δh составляла около 3 мм, а случайная

погрешность измерения температуры, вызванная погрешностью измерения величины Δh , составляет не более 14 К.

В диапазоне минимальных измеряемых температур вблизи стенки порядка 900 К при $\Delta h = 0,15$ мм случайная погрешность измерения температуры, вызванная погрешностью измерения величины Δh , составляет не более 84 К. Результаты прямых измерений температуры пристенка с помощью термопар, приведённые на рис. 5, удовлетворительно согласуются с этой оценкой погрешности.

Библиографический список

1. Метод определения профилей состава и температуры высокотемпературных газовых потоков [Текст] / В.Н. Градов, В.Е. Нигодюк, С.А. Шустов [и

др.] // Инженерно-физический журнал, 1980. Т. XXXVIII. – С.853-858.

2. Шустов, С.А. Экспериментальное исследование формирования пристенка в камере сгорания малоразмерного газогенератора на самовоспламеняющихся компонентах топлива [Текст] / С.А. Шустов. // Вестник СГАУ, – 2013. – №2(40). – С.54-60.

3. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике [Текст] / [В.С. Авдеевский и др.]. – М.: Машиностроение, 1975. – 624 с.

4. Полежаев, Ю.В. Тепловая защита [Текст] / Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юревич. – М.: Энергия, 1976. – 391 с.

5. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг; пер. с немецкого. – М.: Наука, 1969. – 742 с.

ANALYSIS OF ABLATION PROCESS METHOD ERRORS FOR THE DEFINITION OF THE TEMPERATURE PROFILE OF HIGH-TEMPERATURE GAS FLOWS

© 2013 S. A. Shustov

Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov
(National Research University)

The paper presents the analysis of ablation process method errors for the definition of the temperature profile of high-temperature gas flows. The main sources of the ablation process method errors are revealed on the basis of physical processes taking place when a high-temperature flow moves around a body. Numerical evaluation of each error source is given.

Method error, random error, depth of warming up, time of warming up, quasi-stationary condition, wall boundary, warm layer, boundary layer.

Информация об авторе

Шустов Станислав Алексеевич, кандидат технических наук, доцент кафедры теории двигателей летательных аппаратов, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: shustov.st@yandex.ru. Область научных интересов: термогазодинамика ракетных двигателей.

Shustov Stanislav Alekseevich, candidate of technical science, associate professor, the department of aircraft engine theory, Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (National Research University). E-mail: shustov.st@yandex.ru. Area of research: thermal gas dynamics of rocket engines.