

Безменова Н.В., Шустов С.А.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СТРУЙ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ МАЛОЙ ТЯГИ НА ЭЛЕМЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Актуальная проблема теплового воздействия струй жидкостных ракетных двигателей малой тяги (ЖРДМТ) на элементы космических аппаратов (КА) требует для своего решения с достаточной для практики точностью использования численных методов.

Тепловое воздействие ЖРДМТ на элементы КА определяется, в основном, через радиационные тепловые потоки от высокотемпературных элементов двигателя и прямое воздействие струй. Задача о радиационного воздействия ЖРДМТ на элементы КА рассмотрена в [1], где показан ее сопряженный характер и необходимость рассматривать совместно процесс внутреннего течения продуктов сгорания, прогрев элементов конструкции двигателя и излучение наружной поверхности ЖРДМТ. Для учета сопряженного характера в [1] использовались численные модели рабочих процессов течения в ЖРДМТ, изложенные в [2], [3], [4].

Применительно к задаче численного моделирования прямого теплового воздействия струй ЖРДМТ на элементы КА дополнительно к факторам, рассмотренным в работе [1], необходимо учитывать процессы формирования профилей газодинамических параметров на срезе сопла и газодинамику расширения струи ЖРДМТ в собственной внешней атмосфере КА. В данной работе для учета газодинамических факторов, связанных с расширением струи ЖРДМТ в собственной внешней атмосфере КА, использовались результаты работы [5].

Математическая модель теплового воздействия струи ЖРДМТ на элементы конструкции КА определяется прежде всего ее характером течения, который может быть сплошным (континуумным), переходным или свободномолекулярным.

Характер течения, в свою очередь, определяется числом Кнудсена

$$Kn = \frac{l}{l_{хар}}, \quad (1)$$

где l – длина свободного пробега молекул газа;

$l_{хар}$ – характерный размер тела, обтекаемого струей ЖРДМТ.

В качестве границы между областью сплошного и переходного режима в соответствии с [5] можно выбрать значение числа Кнудсена, равно: 10^{-2} , а для границы между переходным и свободномолекулярным режимами течения число Кнудсена, равное 10.

Величина l определяется из соотношения

$$l = \frac{kT_{\infty}}{\sqrt{2}\rho\sigma v_{\infty}}, \quad (2)$$

где k - постоянная Больцмана; σ - средний эффективный радиус молекул газа, обтекающего тело; T_{∞} , p_{∞} - температура и давление в набегающей струе. Параметры рабочего тела, входящие в формулу (2), определяются из газодинамического расчета течения струи, методика которого изложена в [5]. В качестве характерного размера $l_{\text{хар}}$ используется диаметр среза сопла. В этом случае характерные области течения имеют следующие размеры: для области сплошного течения $x/r_a < 10^3$; для переходной области $10^3 \leq x/r_a \leq 10^4$; для свободномолекулярной области $x/r_a > 10^4$, где x - характерное расстояние от среза сопла до элемента КА, обтекаемого струей, r_a - радиус среза сопла.

Отметим, что при решении конкретных задач в качестве размера $l_{\text{хар}}$ необходимо брать поперечный размер обтекаемого элемента КА.

Рассматривается тепловое воздействие струи на элементы КА, находящиеся в области сплошного течения. Особенностью этой области являются гиперзвуковой характер обтекания элемента КА потоком с высокой температурой торможения за скачком уплотнения. При этом давление в области торможения очень сильно зависит от числа Маха набегающего потока.

Анализ показывает, что для определения теплового воздействия в области сплошного течения набегающего потока можно применять приближение пограничного слоя. При таком подходе тепловой поток определяется параметрами обтекающей поверхности рабочего тела, температурой стенки, а также градиентом температуры на стенке, который, в свою очередь, зависит от характера течения (ламинарного, турбулентного или переходного) и параметров пограничного слоя. Величина теплового потока q_w вычисляется по формуле

$$q_w = \alpha(T^* - T_w), \quad (3)$$

где T^* - эффективное значение температуры; T_w - температура стенки; α - коэффициент теплоотдачи.

Температуру T^* называют также температурой восстановления и определяют по формуле

$$T^* = T_x \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_x^2 \right), \quad (4)$$

где T_x , M_x - температура и число Маха в невозмущенной части струи ЖРДМТ, обтекающей тело; r - коэффициент восстановления, определяемый формулой

$$r = (T^* - T_e) / (T_x - T_e),$$

где индекс 'e' относится к параметрам потока на границе между пограничным слоем и невязким течением

Для ламинарного течения $r = Pr^{0.5}$, где Pr - число Прандтля.

Основная проблема определения величины теплового потока заключается в надежном определении коэффициента теплоотдачи α . Исследовалась возможность использования критериального подхода [6], в основе которого лежит определение коэффициента теплоотдачи α через число Нуссельта Nu_{w_0}

$$\alpha = \frac{Nu_{w_0} \lambda_{w_0}}{l_{кар}} \quad (5)$$

В свою очередь, число Nu_{w_0} для ламинарного пограничного слоя определяется из соотношения

$$\frac{Nu_{w_0}}{\sqrt{Re_{w_0}}} = \frac{N}{\bar{v}_T} \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{3\gamma-1}{2\gamma}} Pr_{w_0}^{0.4}, \quad (6)$$

где $Re_{w_0} = \frac{a_0 \cdot l_{кар} \cdot \rho_{w_0}}{\mu_{w_0}}$, а значения коэффициентов теплопроводности λ_{w_0} и динамической вязкости μ_{w_0} берутся при температуре стенки, а плотность ρ_{w_0} при температуре

стенки и давлении торможения.

В формуле (6) безразмерная величина толщины потери энергии \bar{v}_T , определяемая выражением

$$\bar{v}_T = \frac{v_T}{l_{кар}} \sqrt{\frac{a_0 \cdot l_{кар}}{v_0 \cdot D}}, \quad (7)$$

находится из уравнения

$$\bar{v}_T^2(\bar{S}) = \frac{A}{R^2 \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_0}{p_e} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{\beta/2}} \int_0^{\bar{S}} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_0}{p_e} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{\beta-1/2} \cdot \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{3\gamma-1}{2\gamma}} \cdot R^2(\bar{S}) d\bar{S},$$

где R - радиус образующей обтекаемого тела при его осесимметричной форме (при обтекании плоской поверхности $R=1$); $\bar{S} = \frac{S}{l_{хар}}$ - безразмерная продольная координата;

S - продольная координата; $l_{хар}$ - характерный размер обтекаемой поверхности;

$D = \frac{\mu_w}{\mu_0} \frac{T_0}{T_w}$; v_T - толщина потери энергии, a_0 - скорость звука при температуре торможения.

Величина N в (6) равна

$$N = \left(\frac{\partial S}{\partial \eta} \right)_w \cdot \frac{1}{S_w}$$

и является функцией формпараметра

$$f = \frac{U_e' \cdot v_T^2}{v_0}$$

и фактора теплообмена

$$S_w = \frac{T_w}{T_0} - 1.$$

Все параметры, присутствующие в формулах (1)-(6), определяются в результате расчета параметров струи в том сечении, где происходит взаимодействие с элементами КА.

Для апробации изложенного подхода была использована модельная задача обтекания струей ЖРДМТ плоского торца цилиндра. Для экспериментального определения тепловых потоков была разработана методика эксперимента, основанная на использовании датчика тепловых потоков, конструктивная схема которого представлена на рисунке 1. На этом же рисунке показаны результаты экспериментального определения теплового потока в центральной точке торца датчика, размещенного на оси струи штатного ЖРДМТ на самовоспламеняющихся компонентах топлива (азотный тетраксид и несимметричный диметилгидразин) с профилированным сверхзвуковым соплом, имеющим геометрическую степень расширения 60 и число Маха на оси среза сопла 5,8.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений максимального теплового потока при обтекании струей ЖРДМТ торцевой поверхности цилиндра

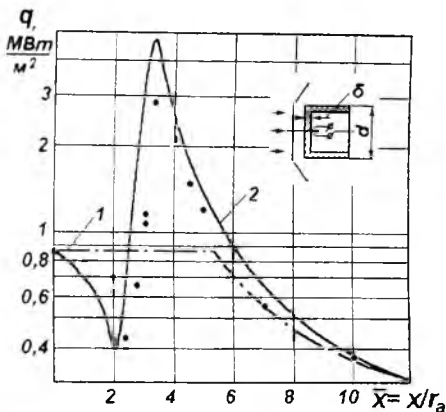


Рис. 1

Результаты расчетного определения теплового потока с учетом влияния двумерности показаны на рисунке 1 кривой 2.

Таким образом, приведенные результаты показывают возможность использования предложенного метода численного моделирования параметров теплового воздействия струи ЖРДМТ на элементы КА в области сплошного обтекания

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Безменова Н.В. Исследование теплового состояния ЖРДМТ в связи с проблемой его радиационного воздействия на элементы космического аппарата // Сб. трудов. X Всероссийского научно-технического семинара по управлению и навигации летательных аппаратов, Самара, 2002, с.275-279.
2. Безменова Н.В. Компьютерное моделирование газодинамики конвективного теплообмена ЖРДМТ систем управления пространственным положением КЛА. Труды IX Всероссийского научно-технического семинара по управлению движением и навигации летательных аппаратов, Самара, 1999, ч 2, с.240-243.
3. Безменова Н.В., Гидаспов В.Ю., Иванов И.Э., Шустов С.А. Моделирование течения продуктов сгорания в соплах ЖРДМТ // Математическое моделирование, РАН, т.11, № 6, 1999, с.45-51

Зависимость 1 на рисунке 1 соответствует результатам расчета теплового потока при использовании газодинамической модели набегающего потока, предложенной в работе [2] (одномерная модель течения от источника).

Сравнение результатов расчета 1 с экспериментом показывает их удовлетворительное согласование при $x/r_a \geq 6$.

Что касается области, прилегающей к срезу сопла $0 \leq x/r_a < 6$, то тепловой поток в этой области имеет существенно немонотонный характер, что объясняется сильным влиянием двумерного характера процесса расширения струи в этой области.

4. Безменова Н.В., Иванов И.Э., Кулябин К.П., Пастухов Б.Н., Шустов С.А. Программный комплекс для газодинамического расчета ЖРДМТ структура и возможности. Тезисы докладов X международной конференции «Вычислительная механика и современные программные системы». Переславль-Залесский, 7-12 июня 1999., - М., МГИУ, с.33-34.
5. Шустов С.А. Газодинамическая постановка задачи расчета силового и теплового воздействия струй ЖРДМТ на элементы КЛА. Труды IX Всероссийского научно-технического семинара по управлению движением и навигации летательных аппаратов, Самара, 1999, ч.2, с.284-287.
6. Авдеевский В.С. Методика расчета теплообмена и трения при ламинарном и турбулентном режимах течения при произвольном распределении давления и переменной температуры стенки. Труды № 6, ГОНТИ-8, 1968, с.3-87.