

Лискин А.С.

РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ СПУСКАЕМЫХ КАПСУЛ

Для расчета теплового состояния спускаемой капсулы необходимо знание тепловых потоков. В рамках программы моделирования входа капсулы в атмосферу REST (Re-Entry Simulation Tool) тепловой поток рассчитывается для точки торможения на поверхности капсулы, форма распределения теплового потока предполагается заданной.

На всех этапах входа в атмосферу для расчета конвективного теплового потока используется формула общего вида

$$\dot{q}_{conv} = St \rho_{\infty} V_{\infty} (h_r - h_w),$$

где St – число Стэнтона, ρ_{∞} – плотность набегающего потока, V_{∞} – скорость набегающего потока, h_r – энтальпия восстановления, h_w – энтальпия в пристеночной области. Энтальпия восстановления определяется по формуле

$$h_r = C_p^{(r)} T_{\infty} + r \frac{V_{\infty}^2}{2},$$

где T_{∞} – температура набегающего потока, r – коэффициент восстановления, а теплоемкость среды при постоянном давлении $C_p^{(r)}$ в общем случае является функцией давления и температуры в набегающем потоке. Энтальпия в пристеночной области определяется формулой

$$h_w = C_p^{(w)} T_w,$$

где T_w – температура стенки, а величина $C_p^{(w)}$ является функцией давления и температуры в пристеночной области.

На начальном этапе спуска (от 120 до 100 км) среду, в которой движется капсула, можно рассматривать как свободно-молекулярную. Число Стэнтона при этом может быть определено по формуле: $St = \alpha_E r$, где α_E – коэффициент аккомодации энергии. Его величина зависит от материала и состояния поверхности, и обычно не превышает 0,9. Именно это значение, как правило, используется в инженерных расчетах [1]. Коэффициент восстановления для свободно-молекулярного потока определяется соотношением $r_{FM} = \frac{2\gamma}{\gamma+1}$, где γ – показ-

температуры в набегающем потоке.

На промежуточном этапе спуска (от 100 до 80 км), когда столкновения молекул между собой уже начинают играть существенную роль, но набегающий поток еще не является достаточно плотным, чтобы его можно было рассматривать как сплошную среду, коэффициент восстановления, согласно имеющимся экспериментальным данным, может быть описан следующей функцией числа Кнудсена

$$r_{tr} = r_{FM} - \frac{r_{FM} - r_c}{\log(1/Kn_R) - \log(1/3Kn_{FM})} (\log(1/200Kn_c) - \log(1/3Kn_{FM})).$$

Здесь r_{FM} — значение коэффициента восстановления на момент окончания свободно-молекулярного этапа спуска, r_c — значение коэффициента восстановления для сплошного потока ($r_c = \sqrt{Pr} \approx 0,842$, $Pr = 0,71$ — число Прандтля для ламинарного режима течения); Kn_R — текущее значение локального числа Кнудсена, определяемого как отношение средней длины свободного пробега в набегающем потоке к радиусу кривизны носовой части; Kn_{FM} — значение глобального числа Кнудсена, определяемого как отношение средней длины свободного пробега в набегающем потоке к диаметру мишени капсулы, при превышении которого поток можно считать свободно-молекулярным (обычно это значение составляет порядка 10 [1]); Kn_c — значение глобального числа Кнудсена, ниже которого поток можно считать сплошным (обычно порядка 0,001 [1]).

При дальнейшем снижении высоты в окрестности точки торможения поток можно рассматривать как сплошной. Хотя глобальное число Кнудсена все еще достаточно велико (порядка 1 на высоте 80 км), однако местное число, определяемое как отношение средней длины свободного пробега в ударном слое к толщине ударного слоя, уже имеет величину порядка 0,001. При этом для определения числа Стэнтона в точке торможения можно использовать универсальную формулу Фей-Ридделла [2] для ламинарного режима течения:

$$St = \frac{0,94}{\rho_\infty V_\infty} (\rho_n \mu_n)^{0,4} (\rho_w \mu_w)^{0,1} \sqrt{\frac{du}{dx}},$$

где ρ_n, μ_n — соответственно, плотность торможения и молекулярная вязкость при температуре торможения за ударной волной (в ударном слое); ρ_w, μ_w — соответственно, плотность в пристеночной области и молекулярная вязкость при температуре стенки; $\sqrt{\frac{du}{dx}}$ — градиент

скорости в районе точки торможения, и для сферической носовой части он может быть описан формулой: $\frac{du}{dx} = \frac{1}{R} \sqrt{2 \frac{P_{st} - P_{\infty}}{\rho_{st}}}$, R – радиус кривизны в точке торможения, P_{st} – давление

торможения за ударной волной (в ударном слое), P_{∞} – давление в набегающем потоке.

Для расчета параметров за ударной волной (в ударном слое) при числе Маха, большем 4, используется итерационная процедура [1], учитывающая химические процессы. При меньшем числе Маха используются стандартные соотношения Гюгонио. Для расчета молекулярной вязкости при температуре менее 1900 К используется формула Сатерленда:

$$\mu = \frac{1,457 \cdot 10^{-6} T^{1,5}}{110,0 + T},$$

а при большей температуре – формула аналогичной структуры, но с большим показателем степени:

$$\mu = \frac{1,899 \cdot 10^{-7} T^{1,74}}{T - 296,7}$$

Для учета эффектов взаимодействия пограничного слоя с ударной волной используется поправочный коэффициент Чена [3]:

$$C = -1,38151 + 2,26375 \log Re_{t_2} - 0,54005 \log^2 Re_{t_2} - 0,02164 \log^3 Re_{t_2} + 0,02016 \log^4 Re_{t_2} - 0,00170 \log^5 Re_{t_2}$$

где $Re_{t_2} = \frac{R \rho_2 \sqrt{h_2}}{\mu_2}$ – локальное число Рейнольдса, определяемое по параметрам за ударной волной (параметры с индексом «2» – плотность ρ_2 и молекулярная вязкость μ_2). Энтальпия восстановления h_2 считается равной энтальпии торможения за ударной волной h_2 .

С помощью описанных зависимостей был проведен расчет тепловых потоков для двух различных конфигураций спускаемой капсулы – сферической и типа «Nutshell» (с затупленной эллиптической головной частью и полусферической хвостовой). Зависимость теплового потока от высоты представлена на рисунке 1. Как видно из рисунка, капсула типа «Nutshell» позволяет уменьшить тепловой поток примерно на 35 % по сравнению со сферической капсулой.

На рисунке 1 отдельными маркерами представлены результаты расчета с помощью программы DSWT, моделирующей обтекание тела в свободно-молекулярном и промежуточном режиме на основании решения уравнений Больцмана с помощью метода Монте-Карло.

Как видно из рисунка, полученные таким образом результаты очень хорошо совпадают с расчетом по описанным формулам.

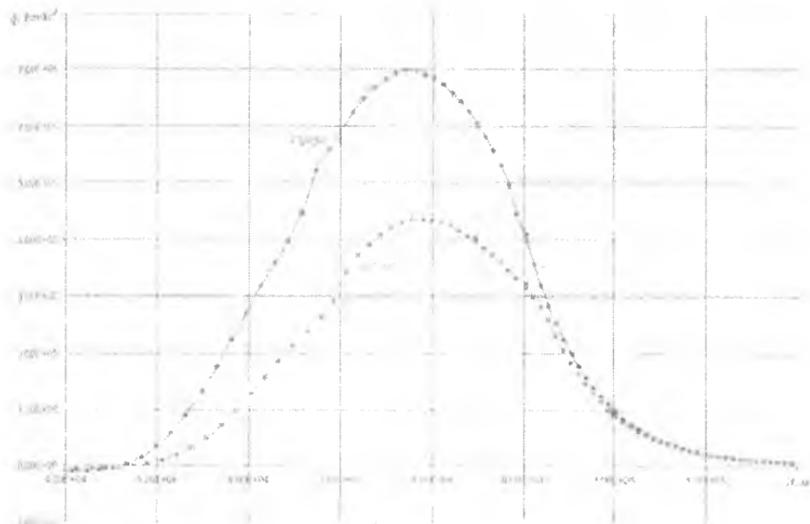


Рисунок 1 – Зависимость конвективного теплового потока от высоты полета

К сожалению, получить результаты для области максимума тепловых потоков (75...80 км) не удалось, так как с уменьшением числа Кнудсена погрешность результатов, получаемых с помощью программы DSWT, быстро нарастает.

Анализ результатов, полученных с помощью программы DSWT, подтвердил правильность принятых в REST предположений о глобальном и локальном (т.е. в окрестности точки торможения) характере течения. Для высоты 120 км обтекание носит явно свободно-молекулярный характер, с большой областью повышенного давления, сформированной отраженными частицами, которая к высоте 100 км заметно уменьшается (переходный режим обтекания), а на 80 км формирует четко выраженный ударный слой (сплошной режим обтекания, по крайней мере, в окрестности точки торможения).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Краснов Н.Ф. Аэродинамика. – М.: Высшая школа, 1971.
2. Fay J.A., Riddell F.R. Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air. Journal of the Aeronautical Sciences, vol. 25, 1958, num. 2 (February), pp. 73-85.
3. Cheng H.K. The Blunt-Body Problem in Hypersonic Flow at Low Reynolds Number. Cornell Aeronautical Laboratory, CAL Report No. AF-1285-A-10, June 1963.