

ОЦЕНКИ РАВНОВЕСНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОГО ЗАТУПЛЕНИЯ СПУСКАЕМОГО ОРБИТАЛЬНОГО АППАРАТА

В.С. Зарубин

zarubin@bmstu.ru

В.Н. Зимин

zimin@bmstu.ru

В.В. Леонов

lv-05@mail.ru

В.С. Зарубин

vszarubin@gmail.com

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Рассмотрен спуск стабилизированной капсулы с низкой околоземной орбиты по баллистической траектории. Достоверной предварительной оценкой интенсивности теплового воздействия набегающего на поверхность капсулы воздушного потока является равновесная температура этой поверхности. Значение равновесной температуры следует из условия равенства плотности подводимого к поверхности суммарного теплового потока и плотности теплового потока, отводимого благодаря собственному излучению этой поверхности. Исходя из особенностей процесса теплообмена на поверхности сферического затупления капсулы, выделены три участка траектории. При свободном молекулярном обтекании затупления на участке спуска интенсивность теплообмена принята пропорциональной энергии потока молекул. На участке, соответствующем режиму обтекания сплошной средой, интенсивность конвективного и радиационного теплообменов оценивается по эмпирическим зависимостям, полученным обработкой расчетных и экспериментальных результатов. При сочетании на поверхности затупления ламинарного и турбулентного режимов обтекания из двух локальных значений плотности конвективного теплового потока принимается наибольшее. На промежуточном участке спуска в качестве аргумента, определяющего интенсивность конвективного теплообмена, принято число Кнудсена, а для оценки радиационной составляющей использованы эмпирические зависимости. Проведен количественный анализ изменения

Ключевые слова

Равновесная температура, свободный молекулярный режим обтекания, режим обтекания сплошной средой, число Кнудсена

по времени спуска наибольшего значения равновес- Поступила 27.05.2021
ной температуры на поверхности затупления для Принята 07.07.2021
шаровой капсулы и капсулы с шаровым сегментом © Автор(ы), 2022

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России
(проект № 0705-2020-0047)*

Введение. Применение баллистических капсул благодаря сравнительной простоте их конструкции возможно для возвращения с околоземной орбиты различных грузов и собранного космического мусора, для которого существует вероятность не сгореть в плотных слоях атмосферы. В перспективе такие капсулы могут быть использованы для доставки на Землю различных грузов и при освоении Луны. В силу достаточно высоких значений перегрузки на завершающем участке траектории спуска, предшествующем участку парашютного спуска, баллистические капсулы нецелесообразно использовать в пилотируемых миссиях, но они удобны для проведения грузовых операций и биологических экспериментов над живыми организмами в космических условиях. Возвращаемая на Землю часть российского космического аппарата «Бион-М», выведенного на орбиту в апреле 2013 года для проведения таких экспериментов, имела форму шара, на поверхности которого был слой теплозащиты. Баллистическая возвращаемая капсула «Радуга», предназначенная для оперативной доставки на Землю результатов исследований, проведенных на орбитальных станциях, состояла из цилиндрического контейнера с полезным грузом и парашютной системой, присоединенного к блоку в форме усеченного конуса. Большее основание этого блока защищено шаровым сегментом, покрытым слоем теплозащитного материала. Затупление в виде участка сферической поверхности или полусферы является распространенным вариантом защиты космического спускаемого аппарата (СА) от интенсивного теплового воздействия набегающего воздушного потока.

В качестве сравнительной количественной оценки интенсивности теплообмена на поверхности затупления удобно использовать значение равновесной температуры, определяемой из условия баланса подводимого к поверхности суммарного теплового потока и отводимого путем ее собственного излучения, что равносильно допущению об идеальной теплоизоляции этой поверхности. На значительной части траектории, за исключением участка парашютного спуска, это значение является верхней оценкой реального значения температуры поверхности, поскольку в условие баланса не входит тепловой поток, проникающий через поверхность внутрь теплозащитного покрытия, что необходимо учитывать при сопо-

ставлении значения равновесной температуры с допустимой температурой для материала покрытия. Тогда из равенства $q(M) = \varepsilon(M) \sigma_0 \bar{T}^4(M)$ ($q(M)$ — плотность теплового потока, подводимого к поверхности S сферического затупления в окрестности произвольной точки $M \in S$, $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана) при известном значении коэффициента излучения (степени черноты) поверхности $\varepsilon(M)$ можно найти в этой точке равновесную температуру:

$$\bar{T}(M) = (q(M) / (\varepsilon(M) \sigma_0))^{1/4}. \quad (1)$$

В настоящей работе для получения оценок равновесной температуры поверхности сферического затупления стабилизированной баллистической капсулы при ее спуске с низкой орбиты высотой 400 км над поверхностью Земли рассмотрены особенности теплообмена на трех характерных участках траектории спуска и приведены расчетные зависимости для вычисления значения $q(M)$, $M \in S$.

Уравнение траектории спуска. При спуске в атмосфере Земли по баллистической траектории стабилизированного орбитального аппарата осесимметричной формы изменение во времени t вектора V его скорости на участке траектории до начала парашютного спуска описывается дифференциальным уравнением [1]:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\mu}{r^3} \mathbf{r} - C_x S_m \frac{\rho_H V}{2m} \mathbf{V}, \quad (2)$$

где μ — гравитационный параметр (для Земли $\mu = 398\,600,488$ км³/с²); r — модуль вектора \mathbf{r} , определяющего положение СА относительно центра Земли; C_x , S_m и m — коэффициент аэродинамического сопротивления, площадь миделева сечения и масса СА соответственно; ρ_H — плотность атмосферы на высоте $H = r - r_*$ над поверхностью Земли ($r_* = 6371$ км — средний радиус этой поверхности).

Для определенности принято, что перед спуском в начальный момент времени ($t = 0$) СА находится на круговой околоземной орбите высотой $H_0 = r_0 - r_*$ над поверхностью Земли. Этой орбите соответствует модуль V'_0 вектора скорости V'_0 , определяемый равенством $V'_0 = (\mu / r_0)^{1/2}$. Сход с круговой орбиты происходит благодаря тормозному импульсу, характеризующему модулем ΔV_0 вектора скорости ΔV_0 . Вектор $V_0 = V'_0 + \Delta V_0$ определяет начальное условие при интегрировании векторного дифференциального уравнения (2) с учетом дополнительного соотношения

$dr/dt = V$ и начального условия $r(0) = r_0$. При интегрировании необходимо также использовать зависимость ρ_H от $H^{1,2}$.

Особенности теплообмена на поверхности затупления. Плотность q суммарного теплового потока, подводимого к поверхности затупления при движении СА в атмосфере Земли, можно представить суммой конвективной q_c и радиационной q_r составляющих [2, 3]. Конвективная составляющая непосредственно связана с режимом обтекания поверхности высокотемпературным воздушным потоком. При спуске в сравнительно плотных слоях атмосферы обтекание происходит в режиме сплошной среды. На обтекаемой поверхности формируется пограничный слой, движение сплошной среды в котором может иметь ламинарный характер, переходный от ламинарного к турбулентному и развитый турбулентный характер [4, 5]. Но и при турбулентном характере обтекания непосредственно у поверхности в пределах так называемого ламинарного подслоя сохраняется ламинарный режим движения сплошной среды.

При движении СА на значительной высоте над поверхностью Земли (при $H \geq 130$ км [3]) обтекание поверхности происходит в свободном молекулярном режиме. Между обтеканием в режиме сплошной среды и обтеканием свободным молекулярным потоком существует переходная область. В этой области выделяют режим обтекания со скольжением, когда непосредственно на обтекаемой поверхности относительная скорость движения частиц среды не равна нулю и возникает разность температур в точках контакта поверхности и обтекающей ее среды, и режим перехода к непосредственно свободному молекулярному обтеканию [4].

В качестве определяющего параметра, характеризующего режим обтекания СА, принято использовать число Кнудсена $Kn = l/L$, где l — среднее значение длины пути свободного пробега частиц атмосферного воздуха; L — характерный размер обтекаемого тела. Для атмосферы Земли значения l в зависимости от H могут быть определены по табличным данным^{1,2}.

При $Kn > 10$ принято, что режим обтекания свободно-молекулярный [3, 4]. Для верхней оценки интенсивности теплообмена можно считать, что

¹ ГОСТ 4401–81. Атмосфера стандартная. Параметры. М., Изд-во стандартов, 2004.

² ГОСТ Р 25645.166–2004. Атмосфера Земли верхняя. Модель плотности для баллистического обеспечения полетов искусственных спутников Земли. М., Изд-во стандартов, 2004.

вся кинетическая энергия частиц, набегающих на поверхность затупления, поглощается поверхностью и переходит в тепловую энергию. В этом случае плотность теплового потока можно представить формулой

$$q'_c(M) = 0,5 \rho_H V^3 \cos^3 \theta(M), \quad M \in S, \quad (3)$$

где $\theta(M)$ — угол между векторами скорости CA и внешней нормали к поверхности S затупления в точке $M \in S$.

Области обтекания со скольжением и переходную характеризуют соответственно неравенствами $0,01 \leq Kn < 1$ и $1 \leq Kn \leq 10$, а обтекание в режиме сплошной среды определяют выполнением условия $Kn < 0,01$ [4]. Закономерности конвективного теплообмена на поверхности затупления, определяемые ее обтеканием в режиме сплошной среды, можно описать достаточно сложной системой дифференциальных уравнений сохранения массы, количества движения и энергии этой среды [2, 4–6]. Эти уравнения необходимо дополнить соответствующими начальными и граничными условиями, а также уравнением состояния обтекающей среды и зависимостями от температуры и давления теплофизических характеристик этой среды. В инженерной практике на предварительной стадии проектирования решению указанной системы уравнений целесообразно предпочесть использование приближенных эмпирических соотношений, полученных путем обработки известных теоретических и экспериментальных результатов.

Сравнение эмпирических соотношений. Для расчета интенсивности конвективного теплообмена при обтекании поверхности сферического затупления в режиме сплошной среды известны различные эмпирические соотношения как в предположении существования ламинарного, так и турбулентного пограничных слоев. Общей особенностью этих соотношений является наличие в них множителя V^β с показателем степени $\beta \geq 3$. Это обстоятельство определяет связь указанных соотношений с формулой (3), отражающей закон сохранения энергии.

На рис. 1 в полулогарифмических координатах выполнено сравнение некоторых известных эмпирических формул, предложенных для расчета плотности q_0 теплового потока в передней критической точке затупления с радиусом кривизны r_0 . Каждая сравниваемая формула представлена функцией $(q_0 / V^3)(r / \rho_H)^{1/2} f_k(V)$, где $k = \overline{1,5}$. Кривая 1 построена по формуле $f_1(V) = 2,562 \cdot 10^{-5} V^{0,25}$, полученной преобразованием формулы, приведенной в работе [1], а кривая 2 — по формуле $f_2(V) = 3,3 \cdot 10^{-5} V^{0,2}$, которая следует из равенства [7]:

$$q_0 = 3,3 \cdot 10^{-5} (\rho / r_0)^{0,5} V^{3,2}. \quad (4)$$

Значение $f_3 = 1,83 \cdot 10^{-4}$, соответствующее прямой 3 (см. рис. 1), приведено в работах [8–10]. В [11] записана формула, из которой следует значение $f_4 = 1,633 \cdot 10^{-4}$ (см. рис. 1, прямая 4), а в [12] рекомендовано соотношение с коэффициентом $f_5 = 1,7415 \cdot 10^{-4}$ (см. рис. 1, прямая 5). Расчет по упрощенной формуле Фея и Ридделла [13, 14] приводит к существенно завышенным результатам.

Из рис. 1 следует, что при характерном для орбитального СА значении скорости $V = 8000$ м/с функция $f_k(V)$ для рассмотренных эмпирических формул изменяется в достаточно широком интервале $(1,6...2,4) \cdot 10^{-4}$. Середина этого интервала соответствует значению $2 \cdot 10^{-4}$, практически совпадающему со значением, которое следует из формулы (4); максимальные отклонения не превышают 20 %. Это позволяет сделать вывод, что для расчетов целесообразно использовать формулу (4), поскольку она учитывает дополнительную к кубической зависимость плотности теплового потока от скорости и основана на более современном анализе различных подходов к расчету теплообмена с учетом диссоциации воздуха в ударном слое и каталитических процессов на обтекаемой поверхности. Результаты расчетов по этой формуле хорошо согласуются с данными, полученными с применением пакета ANSYS Fluent [15].

На первом этапе исследований зависимости $q_c(\theta)$ плотности теплового потока от полярного угла θ при ламинарном режиме обтекания сферического затупления большинство авторов склонялись к аппроксимации этой зависимости косинусоидой [16] (по крайней мере, до значения $\theta = \pi/4$, а в более грубом приближении и до значения $5\pi/6$). Действительно, зависимость $\bar{q} = q_c(\theta)/q_0 = \cos \theta$ можно рассматривать как верхнюю границу области, в которой располагаются результаты экспериментальных измерений плотности теплового потока (рис. 2, кривая 3). При этом в качестве нижней границы области можно принять кривую 4, соответствующую фор-

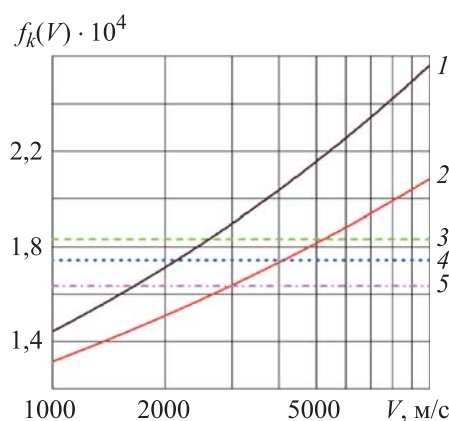


Рис. 1. Сравнение эмпирических соотношений

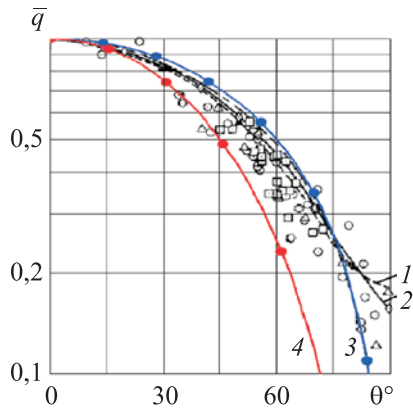


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных данных

муле $\bar{q} = \cos^2 \theta$, кривые 1 и 2 (см. рис. 2) построены по результатам работ [17, 18]. Отметим, что зависимость безразмерной плотности теплового потока от полярного угла при ламинарном обтекании полусферического затупления целесообразно представить формулой [18]:

$$q_l(\theta) = q_0(0,1 + 0,9\cos^2 \theta), \quad \theta \in [0, \theta_m], \quad (5)$$

где θ_m — наибольшее значение полярного угла θ (для полусферического затупления $\theta_m = \pi / 2$).

При возникновении в пограничном слое турбулентных пульсаций интенсивность теплообмена возрастает, что влияет на распределение плотности теплового потока по поверхности сферического затупления. Это влияние можно представить зависимостью [18]:

$$q_t(\theta) = 0,25 q_t^* (15 - 14 \sin \theta) \sin \theta, \quad \theta \in [0, \theta_m], \quad (6)$$

где q_t^* — наибольшее значение плотности теплового потока при развитии турбулентных пульсаций при обтекании полусферического затупления. Это значение соответствует полярному углу $\theta_t \approx 0,18\pi \approx 0,565$. Для получения верхней оценки распределения плотности $q_c(\theta)$ конвективного теплового потока по поверхности сферического затупления в работе [18] рекомендовано при каждом конкретном значении угла θ сравнивать результаты, определяемые формулами (5) и (6), и выбирать наибольшее из полученных значений $q_l(\theta)$ или $q_t(\theta)$.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных по теплообмену на поверхности полусферы при переходе от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному режиму приведено в [19]. Из сравнения следует, что для аппроксимации турбулентной составляющей целесообразно использовать соотношение

$$q_t(\theta) = 0,25 q_t^* (15 - 14 \sin^2 \theta) \sin^2 \theta, \quad \theta \in [0, \theta_m], \quad (7)$$

которое по сравнению с формулой (6) более точно описывает приведенные результаты. Значение q_t^* при $\theta_{*t} = \pi / 4 \leq \theta_m$ можно найти из эмпирической формулы $q_t^* = 4,239 \cdot 10^{-4} \left(\rho_H^4 / r_0 \right)^{0,2} V^{3,19}$ [1]. Если $\theta_m < \pi / 4$, то при

турбулентном режиме обтекания наибольшую плотность теплового потока будет определять равенство (7) при $\theta = \theta_m$.

Из многочисленных эмпирических формул [14], описывающих интенсивность радиационного теплообмена на поверхности сферического затупления, для оценки плотности радиационного теплового потока в критической точке сферического затупления в данном случае можно выбрать формулу $q_r^* = 6,548 \cdot 10^{-22} \rho_H^{1,6} r_0 V^{8,5}$ [20]. Эта формула рекомендована для применения при $V \leq 7620$ м/с, но представляется возможным допустить ее использование и при несколько большем значении скорости V , достижимом при спуске с околоземной орбиты. Распределение радиационного теплового потока по поверхности затупления в первом приближении можно принять в виде $q_r(\theta) = q_r^* \cos \theta$.

Расчет равновесной температуры. В качестве примеров расчета равновесной температуры рассмотрим случай спуска баллистических капсул с низкой околоземной круговой орбиты. В каждый момент времени из неравномерного распределения равновесной температуры по поверхности затупления будем фиксировать наибольшее значение, которое может соответствовать либо передней критической точке при полностью ламинарном обтекании затупления, либо точкам в окрестности значения полярного угла θ , соответствующего максимуму плотности теплового потока при турбулентном режиме обтекания, либо в случае режима свободного молекулярного обтекания — точкам с некоторым промежуточным значением $\theta \in (0, \theta_m)$.

На рис. 3, а приведены графики зависимостей от времени t высоты H , скорости V и угла φ вектора скорости по отношению к местному горизонту (кривые 1, 2 и 3 соответственно) капсулы шаровой формы диаметром 3,92 м и массой 4000 кг. Высота орбиты капсулы $H_0 = 400$ км, орбитальная скорость $V'_0 = 7672,6$ м/с. При сходе с орбиты тормозной импульс равен $90,4$ кН · с.

На рис. 3, б приведены графики указанных параметров для капсулы массой 5000 кг в виде сочетания полушара и шарового сегмента с диаметром основания 3,92 м (радиус сферического затупления сегмента $r_0 = 4,27$ м). Высота орбиты этой капсулы $H_0 = 380$ км, орбитальная скорость $V'_0 = 7683,9$ м/с. При сходе с орбиты тормозной импульс равен $119,5$ кН · с.

На участке траектории спуска капсул при $K_n > 10$ в формуле (1) плотность теплового потока, помимо составляющей $q'_c(M)$, определяемой равенством (3), будет включать слагаемое, учитывающее влияние собственно-

го излучения поверхности Земли и (в общем случае) прямого и отраженного от Земли солнечного излучения. Примем, что период спуска приходится полностью на теневую участок траектории. В этом случае в формулу (1) войдет суммарная плотность теплового потока $q(M) = q'_c(M) + Aq'_r(M)$, где A — коэффициент поглощения излучения Земли поверхностью затупления; $q'_r(M)$ — плотность потока излучения Земли, падающего на поверхность S затупления в окрестности точки $M \in S$.

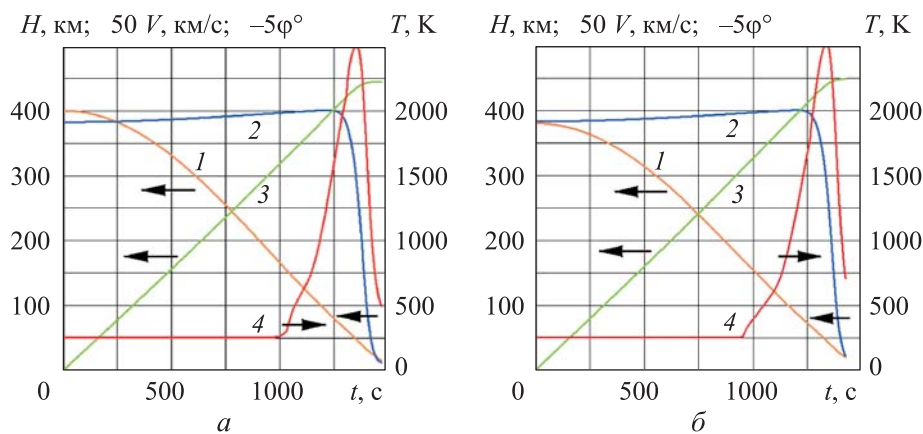


Рис. 3. Зависимости параметров траектории H (1), V (2), φ (3) и равновесной температуры (4) шаровой капсулы массой 4000 (а) и 5000 кг (б) от времени

Из условия радиационного баланса Земли среднее значение плотности ее собственного излучения можно определить по формуле $q^\circ = q_S (1 - \alpha_S) / 4$ [4], где q_S — солнечная постоянная для среднего расстояния Земли от Солнца, равная 1368 Вт/м^2 (по рекомендации Всемирного центра радиационного мониторинга, Давос, Швейцария); α_S — альbedo Земли (среднее значение коэффициента отражения солнечного излучения поверхностью Земли), равное $0,37$ [21]. Несмотря на принятое название параметра q_S , его значение изменяется и зависит от текущего состояния поверхности Солнца и от положения Земли на ее эллиптической орбите при движении вокруг Солнца. Многолетние наблюдения солнечной активности показали, что первый фактор вызывает обычно отклонения значения q_S в пределах одного процента, а влияние второго фактора даже при сравнительно малом эксцентриситете орбиты Земли более существенно: в афелии $q_S = 1322 \text{ Вт/м}^2$, в перигелии — 1414 Вт/м^2 [21]. Для последующих расчетов целесообразно принять большее значение q_S , которому будет соответствовать $q^\circ = 222,7 \text{ Вт/м}^2$.

Предположив, что распределение излучения поверхности Земли по отдельным направлениям описывает закон Ламберта [22, 23], а для поверхности затупления справедливо равенство $A(M) = \varepsilon(M)$, $M \in S(A(M)$ — коэффициент поглощения излучения) в ближайшей к Земле точке полусферического затупления шаровой капсулы получим поглощаемый поток излучения Земли плотностью $q'_0 = \varepsilon q^\circ / (1 + H/r_0)^2$ [24]. На рис. 3, а этой величине q'_0 при $t < 1000$ с и $\varepsilon = 0,9$ соответствует почти постоянное значение равновесной температуры (кривая 4). При $t \geq 1000$ с равновесная температура в передней критической точке уже превышает значение, определяемое излучением Земли. Аналогичная ситуация характерна и для капсулы массой 5000 кг (см. рис. 3, б).

При обтекании затупления в режиме сплошной среды ($Kn < 0,01$) в качестве условной границы завершения формирования турбулентного пограничного слоя принимают определенное значение числа Рейнольдса [1, 2–6]. В данном случае в качестве такой границы принято значение $Re = Vr_0 / \nu = 5 \cdot 10^5$, где ν — кинематический коэффициент вязкости атмосферного воздуха на высоте H от поверхности Земли. Зависимости значений чисел Рейнольдса от времени t спуска капсул приведены на рис. 4 (кривые 3 и 4 для капсул массой 4000 и 5000 кг).

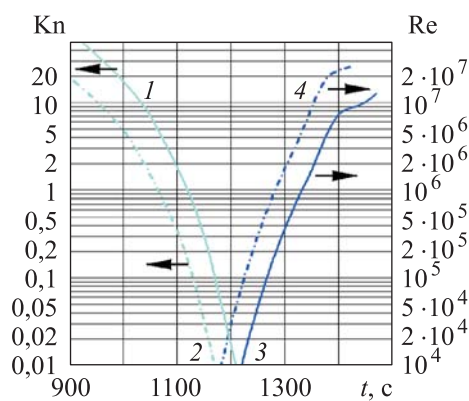


Рис. 4. Изменение во времени чисел Кнудсена (1, 2) и Рейнольдса (3, 4) для капсул массой 4000 и 5000 кг

Плотность теплового потока, воспринимаемого поверхностью затупления при $Kn < 0,01$, определяет сумма $q_c(\theta) + \varepsilon q_r(\theta)$, где $q_c(\theta) = q_l(\theta)$, если $q_l(\theta) > q_r(\theta)$, а иначе $q_c(\theta) = q_r(\theta)$. Следует отметить, что наибольшие значения равновесной температуры на рис. 3 соответствуют сравнительно короткому по времени участку траектории с турбулентным режимом обтекания затупления, возникающим перед переходом к парашютному спуску капсул. Результаты серии расчетов с несколько увеличенными значениями тормозного импульса при сходе с околоземной орбиты показывают, что это приводит к более быстрому увеличению абсолютного значения угла φ и наибольшего значения равновесной температуры.

В переходной области обтекания ($0,01 \leq Kn < 10$) для оценки в первом приближении плотности воспринимаемого поверхностью затупления теплового потока использован новый подход, использующий равенство $q(\theta) = (q_c(\theta) + Kn q'_c(\theta)) / (1 + Kn)$, где $q_c(\theta)$ соответствует моменту времени, при котором $Kn = 0,01$, а $q'_c(\theta)$ определяет, согласно формуле (3), распределение плотности теплового потока, воспринимаемого поверхностью затупления в момент времени, отвечающий значению $Kn = 10$. Для капсул массой 4000 и 5000 кг указанные моменты времени несложно установить по кривым 1 и 2 на рис. 4.

Заключение. С использованием приближенных эмпирических соотношений, описывающих конвективный и радиационный теплообмен при спуске стабилизированной баллистической капсулы с низкой околоземной орбиты, в том числе описывающих новый подход к определению интенсивности теплообмена в переходной области обтекания, получены оценки наибольших возможных значений равновесной температуры на поверхности сферического затупления капсулы. Приведены результаты расчетов изменения равновесной температуры при спуске шаровой капсулы и капсулы с шаровым фрагментом. Эти результаты позволяют оценить верхний уровень равновесной температуры на наиболее напряженном в тепловом отношении участке траектории и выбрать допустимые материалы теплозащитного покрытия затупления капсулы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Leonov V.V., Grishko D.A. Estimates of the trajectory parameters and thermal loads for a ballistic capsule returning from the moon with multiple dives into the earth atmosphere. *J. Eng. Appl. Sc.*, 2019, vol. 14, no. 6, pp. 1775–1780. DOI: <http://dx.doi.org/10.36478/jeasci.2019.1775.1780>
- [2] Землянский Б.А., ред. Конвективный теплообмен летательных аппаратов. М., ФИЗМАТЛИТ, 2014.
- [3] Финченко В.С., Котляров Е.Ю., Иванков А.А. Системы обеспечения тепловых режимов автоматических межпланетных станций. Химки, НПО Лавочкина, 2018.
- [4] Авдудевский В.С., Кошкин В.К., ред. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М., Машиностроение, 1992.
- [5] Леонтьев А.И. Теория тепломассообмена. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018.
- [6] Никитин П.В. Тепловая защита. М., Изд-во МАИ, 2006.
- [7] Шевелев Ю.Д., Сызранова Н.Г. Влияние химических реакций на теплопередачу в пограничном слое. *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*, 2010, т. 10, № 2, с. 91–126. URL: <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-10/articles/325>

- [8] Tauber M.E. A review of high-speed, convective heat transfer computation methods. Report NASA no. TP-2914. Houston, NASA, 1989.
- [9] Marvin J.G., Deiwert G.S. Convective heat transfer in planetary atmospheres. Report NASA no. TR R-224. Houston, NASA, 1965.
- [10] Tauber M.E. Some simple scaling relations for heating of ballistic entry bodies. *J. Spacecr. Rockets*, 1970, vol. 7, no. 7, pp. 885–886. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.30063>
- [11] Chapman G.T. Theoretical laminar convective heat transfer & boundary layer characteristics on cones at speeds to 24 km/s. Report NASA no. TN D-2463. Houston, NASA, 1964.
- [12] Sutton K., Graves R.A. A general stagnation point convective heating equation for arbitrary gas mixtures. Report NASA no. TR- R-376. Houston, NASA, 1971.
- [13] Fay J.A., Riddell F.K. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated. *J. Spacecr. Rockets*, 1958, vol. 25, no. 2, pp. 73–85. DOI: <https://doi.org/10.2514/8.7517>
- [14] Суржиков С.Т., Шувалов М.П. Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов. *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*, 2014, т. 15, № 4.
URL: <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237>
- [15] Ревизников Д.Л., Сухарев Т.Ю. Гиперзвуковое обтекание затупленных тел в условиях атмосферы Земли и Марса. Сравнительный анализ математических моделей. *Тепловые процессы в технике*, 2018, т. 10, № 1-2, с. 5–15.
- [16] Tauber M.E., Palmer G.E., Prabhu D. Stagnation point radiative heating relations for Venus entry. Report NASA no. ARC-E-DAA-TN2887. Houston, NASA, 2012.
- [17] Мурзинов И.Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха. *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*, 1966, № 2, с. 184.
- [18] Голомазов М.М., Иванков А.А. Программный комплекс для разработки систем тепловой защиты космических аппаратов, спускаемых в атмосферах планет. *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*, 2017, № 3, с. 41–53.
- [19] Горский В.В., Пугач М.А. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по ламинарно-турбулентному теплообмену на поверхности полусферы, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. *ТВТ*, 2015, т. 53, № 2, с. 231–235.
DOI: <https://doi.org/10.7868/S0040364415020106>
- [20] Johnson J.E., Starkey R.P., Lewis M.J. Aerothermodynamic optimization of reentry heat shield shapes for a crew exploration vehicle. *J. Spacecr. Rockets*, 2007, vol. 44, no. 4, pp. 849–859. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.27219>
- [21] Gilmore D.G. Spacecraft thermal control handbook. Vol. 1. Fundamental technologies. New York, AIAA, 2002.
- [22] Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transfer. Washington, NASA, 1992.
- [23] Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014.

[24] Зарубин В.С., Зимин В.Н., Кувыркин Г.Н. Температурное состояние и оценка отклонения формы сферической оболочки калибровочного космического аппарата на теновом участке околоземной орбиты. *Космические аппараты и технологии*, 2018, № 3, с. 147–156. DOI: <https://doi.org/10.26732/2618-7957-2018-3-147-156>

Зарубин Владимир Степанович — д-р техн. наук, профессор, профессор кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Зимин Владимир Николаевич — д-р техн. наук, старший научный сотрудник, заведующий кафедрой «Космические аппараты и ракеты-носители» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Леонов Виктор Витальевич — канд. техн. наук, доцент, доцент кафедры «Космические аппараты и ракеты-носители» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Зарубин Владимир Сергеевич — инженер 2-й категории НИИ СМ МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Зарубин В.С., Зимин В.Н., Леонов В.В. и др. Оценки равновесной температуры на поверхности сферического затупления спускаемого орбитального аппарата. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение*, 2022, № 4 (143), с. 44–59. DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3941-2022-4-44-59>

ESTIMATES OF EQUILIBRIUM TEMPERATURE ON THE SURFACE OF THE SPHERICAL BLUNT OF THE DESCENT ORBITER

V.S. Zarubin

zarubin@bmstu.ru

V.N. Zimin

zimin@bmstu.ru

V.V. Leonov

lv-05@mail.ru

V.S. Zarubin

vszarubin@gmail.com

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

The descent of a stabilized capsule from a low near-earth orbit along a ballistic trajectory is considered. The descent of a stabilized capsule from a low Earth orbit along a ballistic trajectory is considered. A reliable preliminary estimate of the intensity of the thermal impact of the air flow, which enters the surface of the capsule, is the equilibrium temperature of this

Keywords

Equilibrium temperature, free molecular flow mode, continuum flow mode, Knudsen number

surface. The value of the equilibrium temperature follows from the condition of equality of the density of the total heat flux brought to the surface and the density of the heat flux, removed due to the own radiation of this surface. Based on the peculiarities of the heat exchange process on the surface of the spherical blunt capsule three sections of the trajectory are distinguished. At free-molecular flowing of the blunt, at the section of descent the intensity of heat exchange is assumed to be proportional to the energy of the molecule flow. At the section corresponding to the continuum flow regime, the intensity of convective and radiative heat transfer is estimated by empirical dependences obtained by processing the calculated and experimental results. When combining laminar and turbulent flow modes on the attenuation surface, the highest of two local values of convective heat flux density is taken. At the intermediate section of the descent, the Knudsen number is taken as an argument determining the intensity of convective heat transfer, and empirical dependences are used to estimate the radiation component. A quantitative analysis of the change in the time of descent of the maximum value of the equilibrium temperature on the blunted surface for a ball capsule and a capsule with a ball segment was carried out. The results of such analysis are the purpose of the present work and allow to identify the most heat-stressed areas of the descent trajectory on the blunt surface at the preliminary stage of the design and to choose the acceptable materials of the thermal protection coating

Received 27.05.2021

Accepted 07.07.2021

© Author(s), 2022

The work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project no. 0705-2020-0047)

REFERENCES

- [1] Leonov V.V., Grishko D.A. Estimates of the trajectory parameters and thermal loads for a ballistic capsule returning from the moon with multiple dives into the earth atmosphere. *J. Eng. Appl. Sc.*, 2019, vol. 14, no. 6, pp. 1775–1780. DOI: <http://dx.doi.org/10.36478/jeasci.2019.1775.1780>
- [2] Zemlyanskiy B.A., ed. *Konvektivnyy teploobmen letatelnykh apparatov* [Convective heat exchange of aircrafts]. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2014.
- [3] Finchenko V.S., Kotlyarov E.Yu., Ivankov A.A. *Sistemy obespecheniya teplovykh rezhimov avtomaticheskikh mezhplanetnykh stantsiy* [Systems to provide thermal modes for automatic interplanetary stations]. Khimki, NPO Lavochkina Publ., 2018.

- [4] Avduevskiy V.S., Koshkin V.K., eds. *Osnovy teploperedachi v aviatsionnoy i raketno-kosmicheskoy tekhnike* [Fundamentals of heat transfer in aviation and rocket and space technology]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1992.
- [5] Leontyev A.I. *Teoriya teplomassoobmena* [Theory of heat and mass transfer]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2018.
- [6] Nikitin P.V. *Teplovaya zashchita* [Thermal protection]. Moscow, MAI Publ., 2006.
- [7] Shevelev Yu.D., Syzranova N.G. Influence of chemical reactions on heat transfer in boundary layer. *Fiziko-khimicheskaya kinetika v gazovoy dinamike* [Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics], 2010, vol. 10, no. 2, pp. 91–126 (in Russ.). Available at: <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-10/articles/325>
- [8] Tauber M.E. A review of high-speed, convective heat transfer computation methods. Report NASA no. TP-2914. Houston, NASA, 1989.
- [9] Marvin J.G., Deiwert G.S. Convective heat transfer in planetary atmospheres. Report NASA no. TR R-224. Houston, NASA, 1965.
- [10] Tauber M.E. Some simple scaling relations for heating of ballistic entry bodies. *J. Spacecr. Rockets*, 1970, vol. 7, no. 7, pp. 885–886. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.30063>
- [11] Chapman G.T. Theoretical laminar convective heat transfer & boundary layer characteristics on cones at speeds to 24 km/s. Report NASA no. TN D-2463. Houston, NASA, 1964.
- [12] Sutton K., Graves R.A. A general stagnation point convective heating equation for arbitrary gas mixtures. Report NASA no. TR- R-376. Houston, NASA, 1971.
- [13] Fay J.A., Riddell F.K. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated. *J. Spacecr. Rockets*, 1958, vol. 25, no. 2, pp. 73–85. DOI: <https://doi.org/10.2514/8.7517>
- [14] Surzhikov S.T., Shuvalov M.P. Estimation of radiation-convection heating of four types of reentry spacecrafts. *Fiziko-khimicheskaya kinetika v gazovoy dinamike* [Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics], 2014, vol. 15, no. 4 (in Russ.). Available at: <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237>
- [15] Reviznikov D.L., Sukharev T.Yu. Hypersonic flow-around of blunted bodies in conditions of Earth and Mars atmosphere. comparative analysis of mathematical models. *Teplovye protsessy v tekhnike* [Thermal Processes in Engineering], 2018, vol. 10, no. 1-2, pp. 5–15 (in Russ.).
- [16] Tauber M.E., Palmer G.E., Prabhu D. Stagnation point radiative heating relations for Venus entry. Report NASA no. ARC-E-DAA-TN2887. Houston, NASA, 2012.
- [17] Murzinov I.N. Laminar boundary layer on a sphere in a hypersonic flow of equilibrium dissociating air. *Izvestiya AN SSSR. Mekhanika zhidkosti i gaza*, 1966, no. 2, p. 184 (in Russ.).
- [18] Golomazov M.M., Ivankov A.A. Software package for the development of thermal protection systems for space vehicles descended in the atmospheres of the planets. *Vestnik NPO im. S.A. Lavochkina*, 2017, no. 3, pp. 41–53 (in Russ.).
- [19] Gorskiy V.V., Pugach M.A. Comparison of calculated and experimental data on laminar-turbulent heat transfer on the hemisphere surface streamlined by a supersonic air flow. *High Temp.*, 2015, vol. 53, no. 2, pp. 223–227. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0018151X15020108>

[20] Johnson J.E., Starkey R.P., Lewis M.J. Aerothermodynamic optimization of reentry heat shield shapes for a crew exploration vehicle. *J. Spacecr. Rockets*, 2007, vol. 44, no. 4, pp. 849–859. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.27219>

[21] Gilmor D.G. *Spacecraft thermal control handbook*. Vol. 1. Fundamental technologies. New York, AIAA, 2002.

[22] Siegel R., Howell J.R. *Thermal radiation heat transfer*. Washington, NASA, 1992.

[23] Eliseev V.N., Tovstonog V.A. *Teploobmen i teplovye ispytaniya materialov i konstruktsiy aerokosmicheskoy tekhniki pri radiatsionnom nagreve* [Heat transfer and thermal testing of materials and structures of aerospace technology under radiation heating]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2014.

[24] Zarubin V.S., Zimin V.N., Kuvyrkin G.N. Temperature state and estimation of deviation in the shape of the spherical shell of the calibration spacecraft in the shadow section of the near-Earth orbit. *Kosmicheskie apparaty i tekhnologii* [Spacecrafts and Technologies], 2018, no. 3, pp. 147–156 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.26732/2618-7957-2018-3-147-156>

Zarubin V.S. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Department of Applied Mathematics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Zimin V.N. — Dr. Sc. (Eng.), Senior Research Fellow, Head of the Department of Spacecraft and Launch Vehicles, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Leonov V.V. — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Spacecraft and Launch Vehicles, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Bauman-skaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Zarubin V.S. — Engineer of the 2nd category, Scientific Research Institute of Special Mechanical Engineering, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Bauman-skaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Zarubin V.S., Zimin V.N., Leonov V.V., et al. Estimates of equilibrium temperature on the surface of the spherical blunt of the descent orbiter. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Mechanical Engineering*, 2022, no. 4 (143), pp. 44–59 (in Russ.). DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3941-2022-4-44-59>